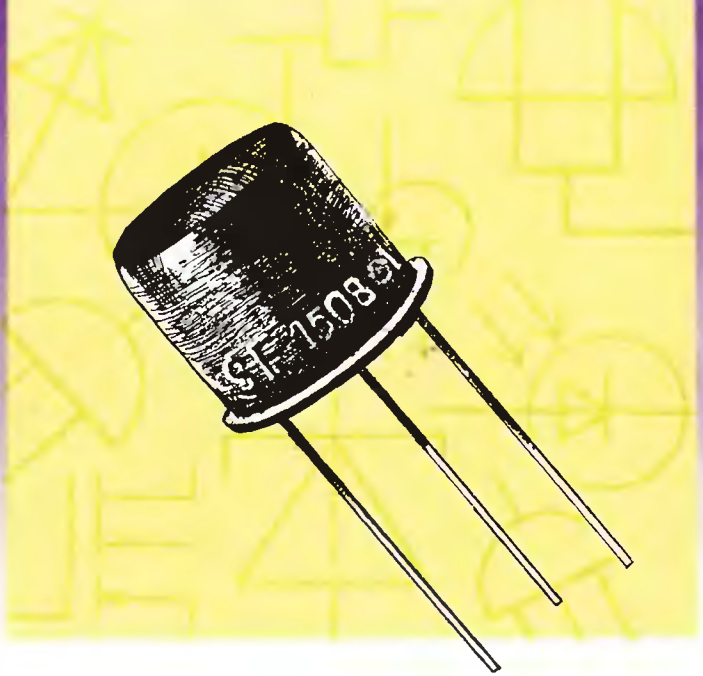



АТАНАС ШИШКОВ

# ПОЛУПРОВОДНИКОВА ТЕХНИКА

## част 1

## Полупроводникови елементи

ИЗДАТЕЛСТВО •ТЕХНИКА•

Доц. к.т.н. инж. Атанас Шишков е завършил физика в Софийския университет, след което завършва и радиоинженерство във ВМЕИ. Работил е като гимназиален учител, инструктор в Станцията на младите техници, учител в Техникума по слаби токове и старши преподавател в Полувисшия учителски институт. През 1970-72 г. е аспирант в Ленинград, където защитава дисертация в областта на полевите транзистори. След това работи в ЦИУУ (филиал на Университета), където е избран за доцент. Доц. Атанас Шишков освен това е "запален" радиолюбител. Тази любов започва още в юношеските му години и продължава до днес.

Автор е на книгите "Направете сами електрически уреди", "Бележити учени", "Транзисторни приемници", "50 радиосхеми", "Курс по радиотехника", "Как работи транзисторът", "Първи стъпки в радиоелектрониката", "Полеви транзистори", "Електронни схеми с полеви транзистори", "Примери за изчисляване на електронни схеми", "Електроника" - учебник за II степен на ЕСПУ, "Транзистори и диоди – кратък справочник", и др. Съавтор е на две от книгите в серията "Микрокомпютърна техника за всички" , а именно: "Работа с персонален компютър" и "Бейсик – език на персоналните компютри". По-голяма част от книгите му са претърпели няколко издания.

390 лв.

УДК 621.382

Книгата "Полупроводникова техника" се състои от две части:

Част първа: Полупроводникови елементи
Част втора: Усилватели и интегрални схеми

В тази част е дадено систематично изложение на най-важните полупроводникови елементи, като токоизправителни клетки, полупроводникови диоди, биполярни транзистори, полеви транзистори (PN и MOS), еднопреходни транзистори, фототранзистори, тиристори, симистори, термистори, варистори, оптрони и др.

Умението на автора да излага на достъпен език разглежданите въпроси, използваните от него педагогически похвати със съответните аналогии, примери и сравнения, както и богатият илюстративен материал са причина книгата да претърпи няколко издания (1976 г., 1979 г. и 1990 г.) и да се посреща с голям интерес от читателите. Това даде основание на издателство "Техника" да отпечата и четвърто издание.

Книгата е предназначена за инженери, студенти и техници.

Може да бъде полезна за ученици от техникумите и радиолюбители.

© Атанас Иванов Шишков, 1979

ISBN 954-03-0369-9

621.3

# ПРЕДГОВОР

Водещата роля на полупроводниковата техника в науката, техниката и бита се определя от голямата ефективност на нейните приложения. Появила се в края на 40-те години от нашето столетие с откриване на транзистора, днес тя представлява стратегическо научно направление, което е в основата на електрониката, радиотехниката, автоматизацията, изчислителната техника, съобщенията, телевизията, роботиката, приборостроенето и т.н.

Поради огромните си успехи и специфичния си характер полупроводниковата техника е една от най-интересните и привлекателни науки. Затова към нейното изучаване се насочват с подчертан ентусиазъм голям брой младежи и специалисти. Практиката обаче показва, че този ентусиазъм твърде често охладнява, тъй като повечето от книгите и учебниците, посветени на полупроводниковите елементи, са написани на трудноразбираем език. Основната причина за това е сложният и абстрактен характер на явленията, поради което е по-лесно физическите обяснения да бъдат заменени с математически доказателства. Втората причина е подценяването на ролята на методиката (а тя е особено нужна при абстрактните технически науки), в резултат на което се приема, че всеки специалист е и добър педагог.

Споменатата особеност е главната подбуда авторът в своята дългогодишна преподавателска дейност да търси и използува други похвати при поднасяне на сравнително трудния материал, като обезателно свързва знанията с практиката, защото задължителна особеност на всеки учебник е да има социална ефективност. Ако тази книга притежава това качество — задачата е изпълнена.

**Авторът**

## ПО-ВАЖНИ ОЗНАЧЕНИЯ И КОНСТАНТИ, ИЗПОЛЗУВАНИ В КНИГАТА

| | |
|---|---|
| $e = 2,718$ | — основа на натуралните логаритми; |
| $q = 1,6.10^{-19}$ C | — товар на електрона; |
| $m = 9,1.10^{-31}$ kg | — маса на покой на електрона; |
| $k = 1,38.10^{-23}$ JK | — константа на Болцман; |
| $\epsilon_0 = 8,85.10^{-12}$ F/m | — абсолютна диелектрична константа; |
| $h = 6,62.10^{-34}$ J.s | — константа на Планк; |
| $n$, $m^{-3}$ | — концентрация на токоносителите; |
| $\mu$, $m^2/V.s$ | — подвижност на токоносителите; |
| $D$, $m^2/s$ | — коефициент на дифузията; |
| $T$, K | — абсолютна температура; |
| $j$, $A/m^2$ | — плътност на тока; |
| $\Delta W_З$, eV | — широчина на забранената зона; |
| $\varphi_T$, V | — температурен потенциал; |
| $N_a$, $m^{-3}$ | — концентрация на акцепторните примеси; |
| $N_d$, $m^{-3}$ | — концентрация на донорните примеси; |
| $d_0$, m | — равновесна широчина на PN прехода. |



# 1

# ФИЗИЧЕСКИ СВОЙСТВА НА ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

## 1.1. КРАТКИ ИСТОРИЧЕСКИ СВЕДЕНИЯ

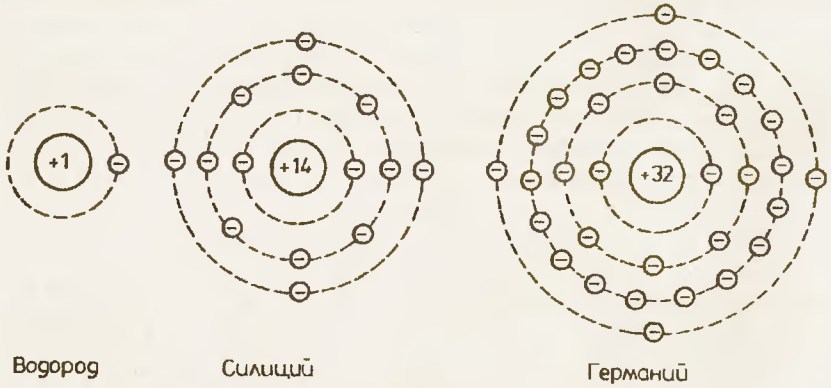
Полупроводниците представляват обширна група вещества, които по своята електрическа проводимост заемат средно място между проводниците и изолаторите. Към тях спадат силиций, германий, селен, меден окис, кадмиев сулфид, силициев карбид, галиев арсенид, индиев антимонид, оловен сулфид и др.

Първите изследвания върху полупроводниците са извършени от Фарадей (1833 г.). Той установява, че сребърният сулфид има отрицателен температурен коефициент на електрическото си съпротивление. През 1839 г. Бекерел (дядото на Анри Бекерел, откривателят на естествената радиоактивност) забелязва, че светлината променя електрическия потенциал на селенова пластинка, потопена в електролит, а през 1873 г. Смит установява, че съпротивлението на селена намалява при осветяване. В радиотехниката полупроводниците намират приложение преди електронните лампи — още през 1900 г. руският учен А. С. Попов използува кристален детектор, състоящ се от графитна пластинка и метална игла. Откриването обаче на ламповия диод от Флеминг (1904 г.) и поставянето на трети електрод — решетка, от Ли де Форест (1907 г.) довеждат до бързо развитие на електронните лампи и действието на кристалния детектор остава необяснено. През 1922 г. руският учен Лосев установява, че с кристалния детектор могат да се усилват и генерират електрически трепетения, но и това откритие е забравено. Около 1927 г. се появяват селеновите и медноокисните токоизправители, които намират широко приложение в токозахранващите устройства. По-късно при конструиране на радиолокационните апаратури ламповите диоди се оказват непригодни за свръхвисоки честоти поради значителния си вътрешен капацитет (2–4 pF) и са заменени с *кристални диоди*, чийто капацитет е по-малък. Успоредно с това науката за кристалния строеж на веществото се развива твърде бързо и през 1948 г. Джон Бардин и Уолтър Братейн конструират първия точков полупроводников триод, наречен *транзистор* (от англ. transform — преобразувам, resistor — съпротивление), а през следващата година В. Шокли разработва теорията на електронно-дупчестия преход, за което тримата учени получават Нобелова награда.

Още първите полупроводникови елементи, макар и несъвършени, имат редица предимства пред радиолампите. Поради това към тях насочват вниманието си голям брой специалисти от всички страни и откритията следват изумително бързо. В 1953 г. Крьомер създава *дрейфовия транзистор*, в 1954 г. са създадени *мощните силициеви диоди*, в 1960 г. е предложена *планарно-епитаксиалната технология*, а през следващата година Мол създава *тиристора*. В 1962 г. Хайман и Хофщайн конструират първите MOS транзистори, а в 1964 г. се появяват и първите *интегрални схеми*.

## 1.2. СТРОЕЖ НА ВЕЩЕСТВОТО

Всеки атом се състои от ядро с положителен електрически заряд, около което обикалят електрони. На фиг. 1.1 са показани схематично атомите на водорода, силиция и германия. Положителният заряд на ядрата е равен на сумарния отрицателен заряд на обикалящите около ядрото електрони и поради това като цяло атомът е електрически *неутрален*. Електроните се движат около ядрото по твърде сложни кръгови и елиптични орбити, като максималният брой на електроните в първата (най-близката до ядрото) орбита може да бъде 2, във втората — 8, в третата — 18, в четвъртата — 32 и т.н. Електроните от най-външната орбита играят най-голяма роля при образуването на молекулите и кристалите. Те се наричат *валентни електрони*, тъй като техният




Фиг. 1.1

брой определя валентността на химичните елементи. Валентните електрони са най-отдалечени от ядрото и са най-слабо свързани с него.

При определени условия (например удар между частиците вследствие на топлинните им движения, на електрическо поле, на облъчване с различни лъчи и др.) електроните могат да напуснат атома. В такъв случай положителните заряди в ядрото няма да бъдат неутрализирани и атомът става положително наелектризиран. Възможно е не само откъсване, но и присъединяване на електрони към атома и в този случай той става отрицателно наелектризиран. Откъсването и присъединяването на електрони се нарича *йонизация* и няма нищо общо с разбиването на атома, в който случай се изменя структурата на атомните ядра. Едновременно с йонизацията във веществото се наблюдава и обратният процес — *рекомбинация*, при който положителните йони се свързват с електрони, а отрицателните губят електрони и така се превръщат отново в електрически неутрални атоми.

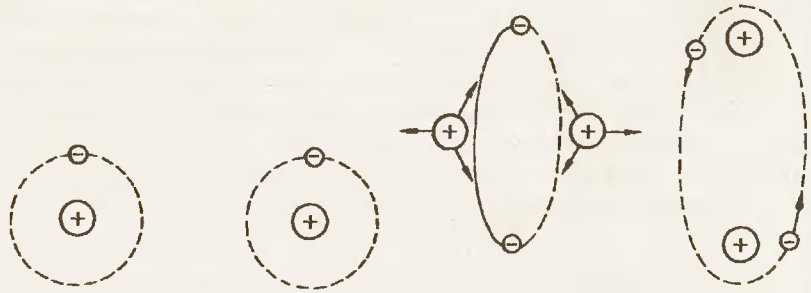
В началото на нашия век бяха открити явления, които не можеха да бъдат обяснени с описания "класически" модел на атома. Има явления, при които електроните се проявяват не като частици, а като вълни. Тази "двойственост" на електроните се обяснява от квантовата теория, според която електроните притежават едновременно свойствата на частици и на вълни. Освен това енергийното състояние на частиците — в това число и на електрона, не може да бъде произволно и се подчинява на законите на квантовата механика. Казано с други думи, електроните могат да се движат около ядрото не по произволни, а само по строго определени орбити. Това означава, че те могат да получават или отдават само строго определени "порции" енергия, наречени *кванти*.

Дотук бяха разгледани строежът и особеностите на отделните атоми, когато не са свързани помежду си. В случаите, когато атомите участвуват в изграждането на веществото, картината е по-сложна. Това налага да се разгледа строежът на кристалите, защото понастоящем като изходен материал за полупроводникови елементи се използуват изключително силиций, германий и селен, които имат кристален строеж.

## 1.3. СТРОЕЖ НА КРИСТАЛИТЕ

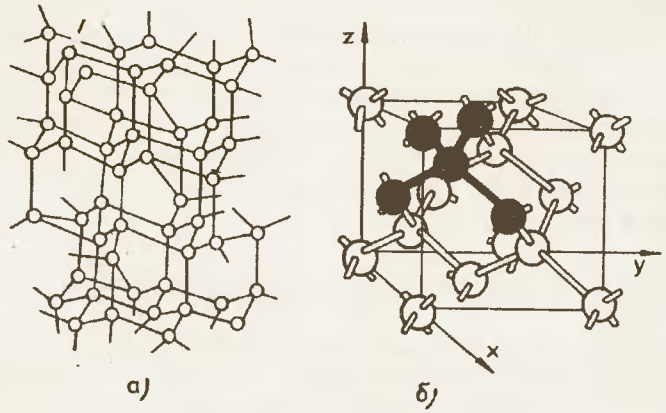
Редица вещества, като захар, чугун, гранит и други, се състоят от дребни кристали, свързани здраво помежду си. Такава структура се нарича *поликристална*. В природата обаче съществуват и вещества, при които цялото тяло се състои само от един-единствен кристал. Такава структура се нарича *монокристална* и за нейното образуване са необходими по-особени условия. Получаваните по изкуствен начин кристали от германий и силиций за нуждите на полупроводниковата техника са именно монокристали, които не съществуват в природата.

Нека обясним как отделните атоми се свързват помежду си и образуват веществото. На фиг. 1.2 *а* са показани два несвързани водородни атома. Когато двата атома се доближат един до друг, електроните им започват да обикалят по една и съща орби-




Фиг. 1.2

та, обща за двата атома (фиг. 1.2 *б*). По такъв начин електроните създават здрава връзка между ядрата, защото силата на отблъскване между ядрата не им дава възможност да се доближат твърде много, а силата на привличане между всеки електрон и всяко ядро не им позволява да се отдалечават. Получената молекула е устойчива и този тип връзка се нарича *ковалентна*.




Фиг. 1.3

При кристалите отделните атоми са свързани помежду си, като образуват *кристална решетка*. Всички полупроводници имат кристален строеж. По-нататък за по-голяма конкретност и яснота ще разглеждаме явленията в силиция, като помним, че при



германия и другите полупроводници картината е аналогична.

На фиг. 1.3 *а* е показана кристална решетка на силиций, а на фиг. 1.3 *б* е изобразена една елементарна клетка от силициев кристал, като за яснота един централен и четири съседни атома са начертани плътно.

Фиг. 1.4

На фиг. 1.4 *а* е показан същият централен атом и четирите му съседни атома, като са изобразени и орбитите на общите електрони. Тази проекция на пространствения модел не е нагледна и затова по-нататък ще си служим с равнинния модел, показан на фиг. 1.4 *б*. От този модел се вижда, че всеки атом е свързан с четири съседни атома чрез *двойка общи електрони*.

Обръщаме внимание върху следната особеност. В нормалния случай около ядрото на силиция обикалят всичко 14 електрона, като валентните електрони в най-външната орбита са 4 (виж фиг. 1.1). Тъй като електроните от вътрешните орбити не участвуват в електрическата проводимост на веществото, за улеснение по-нататък ще изобразяваме само четирите валентни електрона на силиция и ще считаме, че е ядрото има не 14, а четири положителни товара (фиг. 1.4 *б*).

## 1.4. МЕХАНИЗЪМ НА ПРОТИЧАНЕ НА ЕЛЕКТРИЧЕСКИ ТОК В ПРОВОДНИЦИТЕ

Известно е, че **електрическият ток представлява насочено движение на свободни токоносители** (заредени частици). В зависимост от наличността на токоносители и от условията за тяхното насочено движение веществата се разделят на *диелектрици (изолатори)* и *проводници*.

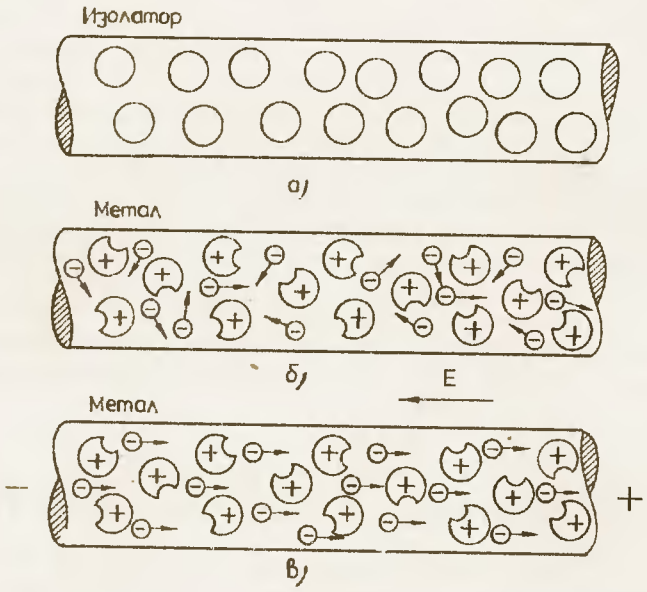
В диелектриците практически липсват свободни токоносители (фиг. 1.5 *а*) и поради това при прилагане на електрическо поле през тях не протича ток.

При проводниците картината е по-друга. Почти всички метали

имат кристален строеж. Тяхната кристална решетка е изградена от положителни йони, които се намират във възлите ѝ. Между йоните има голям брой *свободни електрони*, които вследствие на топлинната си енергия се движат хаотично в най-различни посоки (фиг. 1.5 *б*). Според кинетичната теория средната кинетична енергия на свободните електрони е пропорционална на абсолютната температура на проводника:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \tag{1.1}$$

където $m$ е масата на електрона; $v_0$ — средната топлинна скорост на електроните; $k$ — константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура на проводника. (Вж. означенията на величините и размерността им в началото на книгата.) Оттук следва, че с повишаване на температурата кинетичната енергия на елементарните частици нараства, а при абсолютната нула (−273°C) хаотичните топлинни движения на тези частици се прекратяват.




Фиг. 1.5

От (1.1) лесно може да се изчисли, че при стайна температура средната топлинна скорост на свободните електрони е $v_0 = 1,1.10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$, т. е. около $100 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Обръщаме внимание, че топлинното движение на свободните електрони в проводника е хаотично,



тъй като те се удрят както помежду си, така и в трептящите, но ненапускащи възлите на кристалната решетка положителни йони. Също така е важно да се разбере, че при определена температура едни частици трептят по-интензивно, а други — по-слабо. Именно поради това се въвеждат понятията средна скорост, средна топлинна енергия и др. Ако проследим хаотичното движение на един свободен електрон, ще видим, че траекторията му е зигзагообразна, с различно дълги праволинейни участъци между два поредни удара, които се наричат *свободен пробег*. Изчислява се, че средната дължина на един пробег при стайна температура е около $10^{-8}$ cm, а броят на ударите на един електрон е средно $10^{15}$ в секунда. При това средната кинетична енергия на един хаотично движещ се електрон при стайна температура е 0,036 eV.

Ако в проводника приложим електрическо поле, на всеки свободен електрон ще действува сила с големина

$$F = qE, \tag{1.2}$$

където $q$ е товарът на електрона; $E$ — интензитетът на полето в проводника.

Посоката на силовите линии на полето е от положителния към отрицателния полюс. Понеже електроните са отрицателно заредени частици, под действието на споменатата сила те започват да се движат *срещу полето* (фиг. 1.5 *в*). По такъв начин при наличност на електрическо поле свободните електрони в проводника се движат не само хаотично, но и *насочено*, с някаква средна скорост $v_{\text{ср}}$ (т. нар. дрейфова скорост). В резултат на това през дадено сечение на проводника за единица време се пренася определено количество електричество, т. е. протича електрически ток. Нека добавим, че електрическото поле действува и на положителните йони на кристала, обаче те са здраво свързани с кристалната решетка и не участвуват в процеса на протичане на електрическия ток.

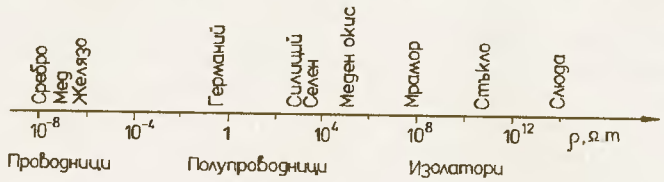
Може би не е излишно да припомним, че електроните на различните проводници са съвършено еднакви. Ето защо при преминаване на ток през различни последователно свързани твърди проводници видими изменения във веществото им не се наблюдават.

## 1.5. СЪЩНОСТ НА ЕЛЕКТРИЧЕСКОТО СЪПРОТИВЛЕНИЕ

Известно е, че различните проводници не провеждат еднакво добре електрическия ток. От електротехниката знаем, че електрическото съпротивление $R$ на един проводник с дължина $l$ и сечение $S$ се намира по формулата

$$R = \rho \frac{l}{S}. \qquad (1.3)$$

Величината $\rho$ характеризира електрическото съпротивление на различните вещества и се нарича *специфично съпротивление*. Колкото специфичното съпротивление на дадено вещество е по-малко, толкова то провежда по-добре електрическия ток. Специфичното съпротивление се измерва с единицата ом.метър ($\Omega$.m). Неговата




Фиг. 1.6

стойност е съпротивлението между двете срещулежащи стени на един куб от даденото вещество със страна 1 m. В практиката за измерване на специфичното съпротивление се използват понякога единиците $\Omega$.cm и $\frac{\Omega.\mathrm{mm}^2}{\mathrm{m}}$. Лесно се доказва, че

$$1\,\Omega.\mathrm{m} = 10^2\,\Omega.\mathrm{cm} = 10^6\,\frac{\Omega.\mathrm{mm}^2}{\mathrm{m}}. \qquad (1.4)$$

Специфичното съпротивление на различните вещества се дава в таблици. То зависи от температурата. При някои вещества (например металите) с увеличаване на температурата специфичното съпротивление нараства, т. е. те имат *положителен температурен коефициент на съпротивлението*. При други вещества (например полупроводниците) с увеличаване на температурата специфичното съпротивление намалява, т. е. те имат *отрицателен температурен коефициент на съпротивлението*. Като пример ще посочим, че при стайна температура специфичното съпротивление на медта е $\rho = 1,75.10^{-8}\,\Omega$.m, на германия $\rho = 65\,\Omega$.m, на силиция $\rho = 10^3\,\Omega$.m, на мрамора $\rho = 10^8\,\Omega$.m, на слюдата $\rho = 5.10^{14}\,\Omega$.m. Това е показано на фиг. 1.6, откъдето се вижда, че по специфичното си съпротивление полупроводниците заемат средно място между проводниците и изолаторите и оттук е дошло името им.

Твърде често в теорията и практиката се използва величината *електрическа проводимост* $G$, която е равна на реципрочната стойност на електрическото съпротивление:

$$G = \frac{1}{R}. \qquad (1.5)$$



Единицата за електрическа проводимост е сименс (S). Очевидно 1сименс $= \frac{1}{1\text{ом}}$. Колкото даден проводник има по-голяма електрическа проводимост, толкова по-добре той провежда електрическия ток.

**Пример 1.1.** Да се намери електрическата проводимост на вещество, чието съпротивление е $R = 500\,\mathrm{k}\Omega$.

Заместваме в горната формула

$$G = \frac{1}{R} = \frac{1}{5.10^5} = 2.10^{-6}\,\mathrm{S} = 2\,\mu\mathrm{S} \quad \text{(микросименса)}.$$

Реципрочната стойност на специфичното съпротивление се нарича *специфична проводимост*:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \qquad (1.6)$$

Тя се измерва в сименс/метър (S/m) и при различните вещества има различни стойности. Колкото специфичната проводимост на дадено вещество е по-голяма, толкова то провежда по-добре електрическия ток.

От всичко казано възниква логичният въпрос: коя е физическата причина различните вещества да имат различно специфично съпротивление? За да отговорим на този въпрос, трябва да се запознаем с понятията концентрация и подвижност на токоносителите. Както ще се убедим по-нататък, това са основни понятия в полупроводниковата техника.

## 1.6. КОНЦЕНТРАЦИЯ И ПОДВИЖНОСТ НА ТОКОНОСИТЕЛИТЕ

***Концентрация на токоносителите*** $n$. Това е броят $N$ на свободните токоносители в единица обем $V$ от веществото, т. е.

$$n = \frac{N}{V}. \qquad (1.7)$$

Понеже $N$ е безразмерно число, размерността на концентрацията е $\mathrm{m}^{-3}$. В полупроводниковата техника за измерване на концентрацията се употребява и единицата "брой на частиците в $1\,\mathrm{cm}^3$". Очевидно между тези единици съществува зависимостта

$$1\,\mathrm{cm}^{-3} = 10^6\,\mathrm{m}^{-3}. \qquad (1.8)$$

Колкото концентрацията на свободните токоносители (при равни други условия) е по-голяма, толкова даденото вещество е по-добър проводник на електрическия ток. Важно е да се запомни, че при някои вещества (например металите) концентрацията не

зависи от температурата, докато при други (например полупроводниците) тя зависи силно от температурата. Като пример ще посочим, че при стайна температура концентрацията на свободните токоносители при металите е от порядъка на $n = 10^{22}$ cm$^{-3}$, при полупроводниците $n = 10^{9} \div 10^{18}$ cm$^{-3}$, а при изолаторите $n = 10^{2} \div 10^{8}$ cm$^{-3}$.

***Подвижност на токоносителите*** $\mu$. Електрическата проводимост на твърдите тела зависи не само от наличността на свободни токоносители, но и от условията за тяхното насочено движение, т. е. проводимостта зависи от структурата на кристалната решетка. (Напомняме, че кристалните решетки на веществата биват най-различни — например кубична, хексагонална, тетрагонална, ромбична и т. н.). Количествено условията за насочено движение се оценяват с величината *подвижност* на свободните токоносители. Тя представлява средната дрейфова (насочена) скорост, която свободните токоносители получават при прилагане на електрическо поле с интензитет единица:

$$\mu = \frac{v_{\text{ср}}}{E}. \tag{1.9}$$

Размерността на подвижността е cm$^2$/V.s и при различните вещества тя е различна. Например при стайна температура подвижността на електроните в медта е $\mu = 88$ cm$^2$/V.s, а при платината $\mu = 39$ cm$^2$/V.s. Колкото подвижността на свободните токоносители е по-голяма (при равни други условия), толкова даденото вещество е по-добър проводник на електрическия ток.

Подвижността на токоносителите зависи от температурата, като при по-висока температура намалява, защото тогава топлинните движения на всички елементарни частици стават по-интензивни и това затруднява насоченото движение на токоносителите.

От (1.9) може да се изчисли дрейфовата скорост на електроните в проводниците. Тя зависи от плътността на тока и е най-често няколко mm/s. Това показва, че макар електрическото поле да се разпространява в проводниците със скорост $c = 3.10^8$ m/s, дрейфовата скорост на електроните в тях е далеч по-малка.

Една от основните формули във физиката на твърдото тяло изразява зависимостта между концентрацията на токоносителите, тяхната подвижност за дадено вещество и проводимостта на това вещество:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu. \tag{1.10}$$

От нея следва, че специфичната проводимост $\sigma$ е правопропорционална на товара $q$ на отделния токоносител, на концентрацията $n$ на токоносителите и на тяхната подвижност $\mu$. Понеже $q$ е постоянна величина, **специфичната електрическа проводимост на всички вещества (проводници, полупроводници и диелектрици) се обуславя от концентрацията на токоносителите и тяхната подвижност.**



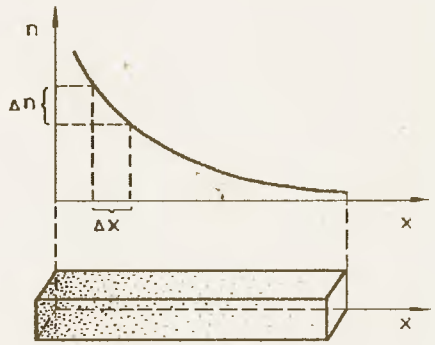
## 1.7. ДИФУЗИЯ

Дифузията намира широко приложение в технологията на полупроводниковите елементи, а също така лежи в основата на действието на някои от тях. Ще разгледаме накратко това явление.

При допирането на две тела настъпва *взаимно проникване* на частиците им, наречено *дифузия*. Това явление съществува не само при газовете и течностите, но и при твърдите тела и се дължи на топлинното движение на частиците. Дифузията представлява самоволно проникване на частици от области, където тяхната концентрация е по-голяма, в области, където концентрацията им е по-малка. Тя продължава дотогава, докато се получи изравняване на концентрацията на частиците, т. е. докато те се разпределят равномерно в целия обем. Съгласно основния закон на дифузията количеството вещество $M$, което преминава през единица сечение за единица време (фиг. 1.7), е пропорционално на коефициента на дифузията $D$ и на концентрационния пад $\frac{\Delta n}{\Delta x}$:

$$M = -D\frac{\Delta n}{\Delta x}. \tag{1.11}$$

Коефициентът на дифузията $D$ е величина, която се определя както от частиците, така и от веществото, в което те проникват. Например коефициентът на дифузия на електроните в германиев кристал е $D = 93$ cm$^2$/s.




Фиг. 1.7

Концентрационният пад $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ изразява промяната на концентрацията на частиците, отнесена за единица дължина по посока на дифундирането. Знакът минус във формулата се поставя, защото с увеличаване на разстоянието $x$ (фиг. 1.7) концентрацията $n$ намалява.

Коефициентът на дифузия е величина, тясно свързана както с подвижността на частиците, така и с температурата на вещество-

то. Връзката между тях се дава с формулата на Айнщайн:

$$D = \mu \frac{kT}{q}, \tag{1.12}$$

където $\mu$ е подвижността на частиците; $k$ — константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура; $q$ — товарът на електрона.

Ако по някаква причина концентрацията на токоносителите в единия край на кристала е по-голяма от другия (фиг. 1.7), вследствие на дифузията ще се появи насочено движение на токоносители, т. е. ще протече т. нар. *дифузионен ток*. Доказва се, че плътността на дифузионния ток (т. е. стойността на тока през единица сечение) се дава с формулата

$$j_{\text{диф}} = -qD\frac{\Delta n}{\Delta x}. \tag{1.13}$$

Очевидно дифузионният ток ще бъде толкова по-голям, колкото са по-големи коефициентът на дифузия и концентрационният пад. Знакът минус се поставя, защото посоката на тока е противоположна на посоката на нарастване на концентрацията на частиците.

## 1.8. ОСНОВИ НА ЗОННАТА ТЕОРИЯ

Електрическите свойства на полупроводниците не могат да бъдат обяснени напълно със законите на класическата физика. Ето защо ще се запознаем накратко със зонната теория, която е част от квантовата механика.

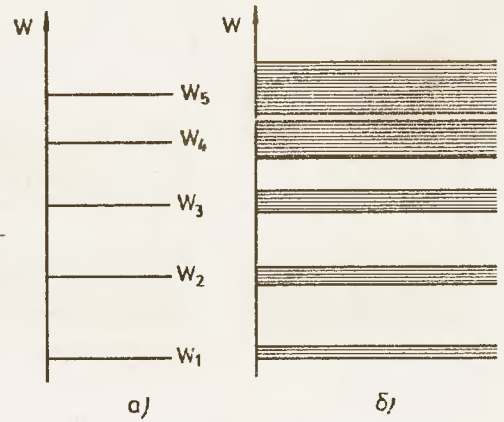
В т. 1.2 се изясни, че в атома електроните обикалят около ядрото по твърде сложни орбити. При движението им центробежната сила се уравновесява със силата на привличане между положителното ядро и отрицателните електрони. Намирайки се на дадена орбита, електроните притежават точно определена енергия. *Енергията на електрона е неговата основна характеристика*, която обуславя поведението му в твърдото тяло.

Едно от основните положения на квантовата механика е, че **енергията на електрона може да има само определени стойности**. Възможните стойности, които може да взема енергията на електрона, се наричат *енергийни нива*. За да премине електронът от по-ниско енергийно ниво на по-високо, той трябва да получи енергия отвън. Обратно, при преминаването от по-високо на по-ниско енергийно ниво електронът отдава енергия.

Енергийните нива се изобразяват графично във вид на хоризонтални линии, както е показано на фиг. 1.8 *а*. Обръщаме внимание, че това не е правоъгълна координатна система, тъй като единствено по вертикалната ос се нанася енергията на електроните. Най-долната линия съответствува на най-малката енергия, а интервалите между линиите съответствуват на забранените



стойности на енергията. Така например, за да премине от първо енергийно ниво на второ, електронът трябва да получи енергия отвън, равна на разликата между енергиите на двете нива, т. е. $\Delta W = W_2 - W_1$. Електроните заемат различни енергийни нива според принципа на Паули, според който всяко енергийно ниво може да бъде заето най-много от два електрона, като при това те трябва да се различават по своите *спинове* (магнитни моменти).



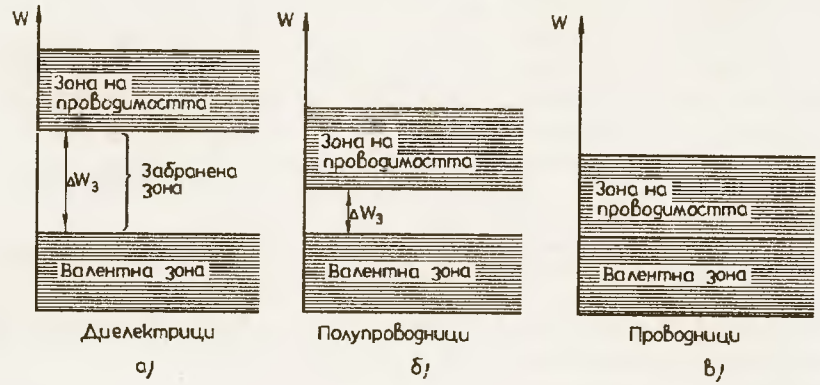
Фиг. 1.8

Такава е енергийната картина при отделните атоми, когато те не са свързани помежду си.

В случаите, когато атомите участвуват в изграждането на веществото, картината е по-сложна, защото електроните изпитват въздействието не само на собственото ядро, но и на съседните ядра и тяхното енергийно състояние е друго. Така например при кристалите атомите са разположени близо един до друг и енергията на всеки електрон се определя не само от взаимодействието между него и собственото му ядро , но и от взаимодействието му с всички останали ядра. Но докато по отношение на собствените ядра електроните се намират в еднакво "изгодно" положение, положението им спрямо останалите ядра е различно. В този случай принципът на Паули гласи, че в целия кристал не може да има два електрона с еднаква енергия, т. е. колкото и да е голям броят на атомите в един кристал, различните електрони имат различна енергия. Затова енергийните нива (които съществуват при изолираните атоми) при кристалите се разцепват и образуват енергийни зони (фиг. 1.8 *б*). Всъщност всяка зона се състои от нива, чийто брой е равен на броя на атомите в кристала, т. е. в дадена зона отделните нива се намират извънредно близко едно до друго. Разликата между енергиите на най-високото и на най-ниското ниво от една зона се нарича *широчина на зоната*, която се измерва с единицата eV (електронволт). Между енергийните зони има интервали, които никога не могат да се заемат от електроните на даден елемент и се наричат *забранени зони*.

За да премине електрон от една зона в следващата по-горна зона, той трябва да получи енергия, по-голяма от широчината на забранената зона.

В полупроводниковата техника интерес представляват само двете най-горни енергийни зони — *валентната зона и зоната на проводимостта*, и забранената зона между тях. Електроните във валентната зона (валентните електрони) имат сравнително малка




Фиг. 1.9

енергия, която не им позволява да се откъснат от атома. Вследствие на топлинните движения на атомите валентните електрони изпитват удари и могат да повишат енергията си. Ако допълнителната енергия, която те са получили, е по-малка от широчината на забранената зона, те не напускат атома и продължават да бъдат валентни електрони. Ако допълнителната енергия е по-голяма от широчината на забранената зона, електроните преминават в зоната на проводимостта и се превръщат в свободни електрони, които определят електрическата проводимост на веществото.

***Твърдите тела се разделят на проводници, полупроводници и диелектрици въз основа на широчината на забранената зона.*** Това всъщност е онази най-малка енергия, която валентните електрони трябва да получат отвън, за да се превърнат в свободни електрони. Широчината на забранената зона се бележи с $\Delta W_з$, и зависи от строежа на кристалната решетка на веществото. При различните проводници $\Delta W_з$ има различни стойности и това се дава в таблици (вж. табл. 1.1). Колкото широчината на забранената зона е по-голяма, толкова по-трудно валентните електрони се откъсват от атомите и се превръщат в свободни електрони. Например силицият има $\Delta W_з = 1,12$ eV, а при германия $\Delta W_з = 0,72$ eV, т. е. при силиция е нужна по-голяма енергия, за да могат валентните му електрони да бъдат откъснати и превърнати в свободни електрони.

При диелектриците широчината на забранената зона е от 3 до



15 eV. Това означава, че техните валентни електрони са много здраво свързани с атомите и за да се превърнат в свободни електрони, трябва да получат много голяма енергия отвън. Това е изобразено на фиг. 1.9 *а*, където се вижда, че забранената зона има значителна широчина.

При полупроводниците забранената зона има по-малка широчина (фиг. 1.9 *б*), която се изменя от 0,5 до 3,0 eV. Това означава, че валентните електрони на полупроводниците не са толкова здраво свързани с атомите и им е необходима не много голяма допълнителна енергия, за да станат свободни електрони.

При металите валентната зона и зоната на проводимостта се покриват една с друга (фиг. 1.9 *в*). Това означава, че валентните електрони, без да получават енергия отвън, се намират в зоната на проводимостта, т. е. всички валентни електрони са откъснати от атомите и представляват свободни електрони.

Ясно е, че широчината на забранената зона е важна характеристика на твърдите тела. Тя играе съществена роля в теорията на полупроводниците.

## 1.9. ОБЩИ СВОЙСТВА НА ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

Понастоящем за направата на полупроводникови елементи най-широко се използуват силицият, германият и селенът. Още преди 40 години теоретичните изследвания показаха, че силицият в много отношения превъзхожда германия. За да бъде използуван в практиката обаче, той трябва да бъде пречистен в много по-голяма степен, отколкото германия. Поради неговата по-голяма химическа активност технологията на производство на чист силиций преди 30 години беше много по-скъпа от тази на германия. Затова в началото започна производство предимно на германиеви транзистори.

През последните десетилетия обаче технологията на силиция се усъвършенствува и вече не е толкова скъпа. Поради това сега се произвеждат предимно силициеви транзистори, които, както ще се изясни по-нататък, имат редица предимства пред германиевите.

Полупроводниците могат да се разделят на две големи групи:

*а) елементарни полупроводници* — силиций (Si), германий (Ge), селен (Se), телур (Te), въглерод (C), бор (B), сяра (S), фосфор (P), арсен (As) и др.;

*б) полупроводникови съединения* — меден окис ($Cu_2O$), кадмиев сулфид (CdS), силициев карбид (SiC), галиев арсенид (GaAs), индиев антимонид (InSb), оловен сулфид (PbS) и др. Тук спадат и съединенията от вида $A^{III}B^{V}$, представляващи съединения между химически елементи от III и V група на периодичната система.

Тук могат да се отнесат и редица органични съединения, които имат полупроводникови свойства. Главните особености, които характеризират всички полупроводници, са следните:

**1.** По своята електрическа проводимост (при стайна температура) чистите полупроводници заемат средно място между проводниците и изолаторите (фиг. 1.6). Оттук е дошло тяхното наименование.

**2.** Прибавянето на нищожен процент примеси извънредно силно повишава електрическата проводимост на полупроводниците.

**3.** Температурата особено силно влияе върху електрическото съпротивление на полупроводниците, като с нейното повишаване съпротивлението им намалява. Следователно за разлика от металите полупроводниците имат отрицателен температурен коефициент на съпротивлението.

**4.** Механизмът на електрическата проводимост на полупроводниците се различава качествено от този на металите. При металите електрическата проводимост е само електронна, а при полупроводниците тя е електронна и дупчеста.

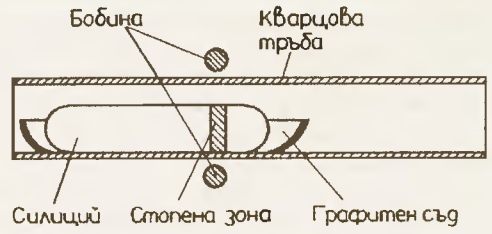
## 1.10. СВОЙСТВА НА СИЛИЦИЯ, ГЕРМАНИЯ И СЕЛЕНА

Както вече се спомена, в полупроводниковата техника се използуват голям брой химически елементи и вещества. Тук накратко ще разгледаме физико-химическите свойства на силиция, германия и селена.

***Силиций.*** Това е един от най-разпространените химически елементи — съдържанието му в земната кора е около 25%. Открит е в 1824 г. от Берцелиус и принадлежи към IV група на елементите от периодичната система, т.е. той е от IV валентност. Поредният му номер е 14, а атомната му маса е 28,06. Съществуват две модификации на силиция — аморфна и кристална, като в полупроводниковата техника се използува само кристалната. В природата силицият се среща само в съединено състояние, главно във вид на окиси, които образуват кварц, пясък, глина, гранити и др. Кристалният силиций е тъмносиво, твърдо и крехко вещество, с метален блясък, което се топи при 1687 K (или 1414° C). Оставен на въздуха, чистият силиций се покрива с окисен пласт. Специфичното съпротивление на чистия силиций при стайна температура е $\rho = 10^5$ Ω.cm, но съвършено чист силиций е трудно да се получи поради голямата му активност в разтопено състояние. При силиция, който се използува за полупроводникови елементи, процентът на чуждите примеси трябва да не е по-голям от $10^{-11}$%. Това означава, че на няколко стотици милиарди силициеви атоми



се допуска само един чужд атом! Чистият силиций се получава най-често чрез откисляване в електрическа пещ, а пречистването му може да се извърши по *метода на зонното стапяне* (фиг. 1.10). Той се основава на факта, че разтворимостта на повечето примеси е по-голяма в течна фаза отколкото в твърда. Ето защо при постепенното охлаждане на разтопения полупроводник във втвърдените части ще има по-малко примеси отколкото в останалите течни части. Осъществява се, като силициевата отливка се поставя в продълговат графитен съд.




Фиг. 1.10

Той се вкарва в кварцова тръба, през която циркулира водород, за да не се окислява силицият. Около тръбата е навита бобина, през която тече голям високочестотен ток и стопява част от отливката, обхваната от бобината. Когато бобината се движи бавно спрямо тръбата, стопеният участък също се мести от единия край на отливката до другия. При това местене в стопената зона остават чуждите примеси, а останалата част, която изстива, е вече пречистена. Ако тази операция се повтори много пъти или ако кварцовата тръба се направи дълга и върху нея се поставят няколко бобини, може да се получи извънредно чист силиций, в който процентът на примесите да е от порядъка на $10^{-11}$%. Така полученият силиций има поликристална структура. За получаването на монокристали се използува методът на Чохралски, който се състои в следното. В разтопен силиций, който има температура, близка до втвърдяването, се потапя пръчка ("зародиш") също от силиций. Понеже пръчката има по-ниска температура, силицият, който е в непосредствена близост, се втвърдява и залепва за нея. При бавно изтегляне и въртене (скорост 3–4 сантиметра в час и 1–2 оборота в минута) се образува силициев монокристал. За да се избегне окисляването, целият процес се извършва в неутрална атмосфера.

***Германий.*** През 1871 г. Менделеев предсказва съществуването и дава подробно описание на неоткрит още химически елемент, който нарича екасилиций. Петнадесет години по-късно Винклер успява да получи този химически елемент и го нарича германий.

Германият е рядко срещан химически елемент — неговото съдържание в земната кора е едва $7.10^{-4}$%. Единствената му руда германит съдържа много по-голям процент желязо, мед и цинк отколкото германий, поради което той се получава като страничен продукт при добива на цинк. По външния си вид прилича на

метал, но специфичното му съпротивление е $\rho = 65\ \Omega.cm$, т.е. хиляди пъти по-голямо от това на най-слабо проводимите метали. Като се има предвид, че специфичното съпротивление на медта е $\rho = 1,7.10^{-6}\ \Omega.cm$, лесно може да се изчисли, че проводимостта на германия е около 38 милиона пъти по-малка от тази на медта. Германият е твърд, крехък и трудно се поддава на обработване. Топи се при температура 1231 K (или 958° C) и с редица метали лесно образува сплави. Кристалният германий, оставен на въздуха, се покрива с тънък окисен пласт.

При получаването на германий се срещат главно две трудности. Първата е свързана с това, че в рудите се съдържа нищожен процент германий и след сложната им химическа преработка обикновено се получава германий със зърнеста (поликристална) структура и значителни примеси. Втората трудност е свързана с пречистването на германия, което най-често се извършва по метода на зонното стопяване. При него процентът на примесите е от порядъка на $5.10^{-9}\%$. Това означава, че на 20 милиарда германиеви атома може да има най-много един чужд атом.

Така полученият германий има поликристална структура. За получаването на монокристали се използува методът на Чохралски.

***Селен.*** Полупроводниковите свойства на селена се използуват вече почти 60 години при токоизправителните клетки. Неговото разпространение в земната кора е още по-малко от това на германия ($7.10^{-6}\%$), обаче технологията на получаването му е по-проста и процентът на примесите може да бъде един милион пъти по-голям от този при германия. Селеновият слой в токоизправителните клетки няма монокристална структура, а се състои от отделни малки зрънца.

Таблица 1.1

| Величина | Полупроводник | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Ge | Si | Se | GaAs | InSb | SiC |
| Плътност, $10^3$ kg/m$^3$ | 5,32 | 2,33 | 4,8 | 5,3 | 5,78 | 3,17 |
| Атомна маса | 72,60 | 28,08 | 78,96 | 72,50 | 118,0 | 20,0 |
| Концентрация на атомите, $10^{22}$ cm$^{-3}$ | 4,4 | 5,0 | 3,4 | 1,3 | 1,4 | 4,7 |
| Решетъчна константа, $10^{-8}$ cm | 5,56 | 5,43 | 4,35 | 5,63 | 6,48 | 4,36 |
| Относителна диелектрическа проницаемост $\varepsilon_r$, F/m | 16,0 | 12,0 | 6,3 | 11,1 | 16,0 | 7,0 |
| Широчина на забранената зона при стайна температура, eV | 0,72 | 1,12 | 1,79 | 1,43 | 0,18 | 3,1 |
| Подвижност на електроните, cm$^2$/V.s | 3800 | 1400 | — | 8500 | 7700 | 1300 |
| Подвижност на дупките, cm$^2$/V.s | 1800 | 500 | 50 | 400 | 70 | 20 |
| Коефициент на дифузията на електроните, cm$^2$/s | 93 | 33 | — | 220 | 200 | 3 |
| Коефициент на дифузията на дупките, cm$^2$/s | 47 | 12 | 0,13 | 11 | 18 | 0,6 |



***Интерметални съединения.*** Напоследък изследователската работа е насочена към редица съединения, като арсенидите, фосфидите и антимонидите на галия, алуминия и индия, наричани с общото име интерметални съединения. Тяхната перспективност се определя главно от възможностите да се изработват полупроводникови елементи с по-висока работна температура — до 623 K (350° C) и с по-добри честотни свойства.

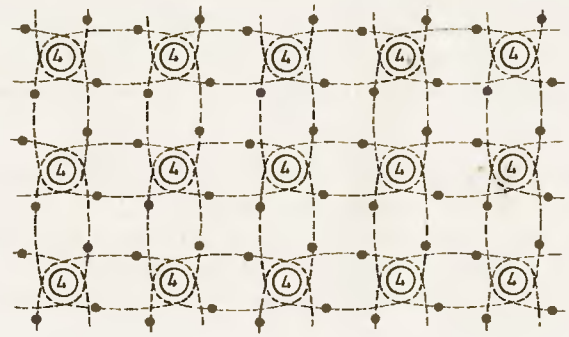
В табл. 1.1 са дадени някои данни за най-употребяваните полупроводници.

## 1.11. СОБСТВЕНА ПРОВОДИМОСТ НА ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

Чистият полупроводник, в който няма примеси, се нарича още ***собствен полупроводник***. Нека разгледаме неговите свойства при положение, че в кристала липсват дефекти.

При температура 0 K (абсолютна нула) всички електрони на полупроводника се намират на своите орбити, т.е. свободни електрони липсват (фиг. 1.11). При това положение, ако в полупроводника се създаде електрическо поле, насочено движение на електрически товари няма да има и ток няма да тече. Следователно при абсолютната нула всички полупроводници са идеални диелектрици.

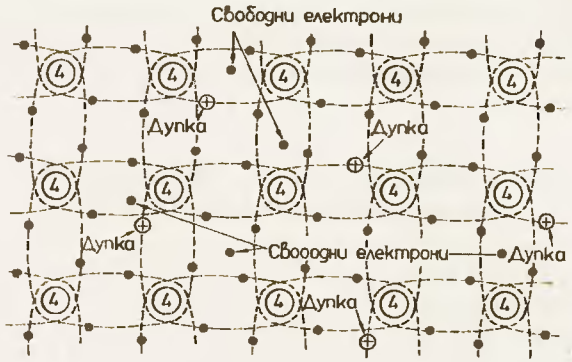
При повишаване на температурата топлинното движение на частиците става по-интензивно и някои от валентните електрони се



Фиг. 1.11

откъсват от атомите и стават свободни електрони. Откъсването обаче на един електрон от даден атом води до нарушаване на електрическата неутралност, защото положителният заряд на ядрото остава некомпенсиран и атомът се превръща в положителен

йон. При полупроводниците откъсналият се електрон е общ за двата съседни атома и положителният заряд, който се появява на мястото на електрона, принадлежи по-скоро към самата връзка, отколкото към кой да е от атомите. Така възникналият положи-




Фиг. 1.12

телен заряд се нарича *дупка* и играе важна роля при електрическата проводимост на полупроводниците (фиг. 1.12). Самият механизъм на възникване на дупките показва, че **при чистия полупроводник броят на свободните електрони, породени при топлинното движение, е равен на броя на дупките.** С други думи, концентрацията $n$ на свободните електрони е равна на концентрацията $p$ на породените дупки. Тази концентрация се нарича *собствена* концентрация на електрони и дупки и се бележи съответно с $n_i$ и $p_i$ (индексът $i$ е от английската дума intrinsic — присъщ, свойствен, собствен). Очевидно можем да напишем

$$n_i = p_i. \tag{1.14}$$

Понеже електрическата проводимост зависи от концентрацията на свободните токоносители, определянето на собствената концентрация е важен въпрос. От самия механизъм на възникване на електрони и дупки следва, че с увеличаване на температурата ще расте и собствената концентрация. Тази зависимост се дава със следната формула:

$$n_i = p_i = aT^{3/2}e^{-\frac{\Delta W_3}{2kT}}, \tag{1.15}$$

където $a$ е константа, характерна за полупроводника; $T$ — абсолютната температура; $e$ — основата на натуралните логаритми; $\Delta W_3$ — широчината на забранената зона на полупроводника; $k$ — константата на Болцман.



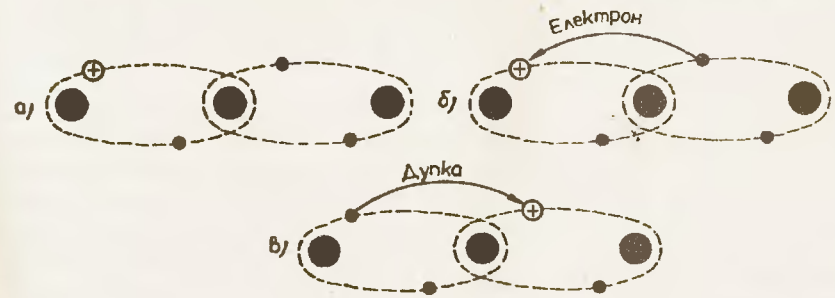
**От тази формула следва, че собствената концентрация нараства твърде силно (експоненциално) при увеличаване на температурата.** Силната температурна зависимост се дължи не толкова на множителя $T^{3/2}$, колкото на експоненциалния показател, в който участвуват $\Delta W_3$ и $T$. Поради това неголеми разлики в широчината на забранената зона (0,72 eV при германия и 1,12 eV при силиция) водят до значителни разлики в концентрациите. От (1.15) може да се намери, че при стайна температура собствената концентрация има стойност:

$$\begin{aligned} &\text{— за силиция:} \quad n_i = 2,0.10^{10}\ \text{cm}^{-3}. \\ &\text{— за германия:} \quad n_i = 2,5.10^{13}\ \text{cm}^{-3}. \end{aligned} \tag{1.16}$$

Този пример показва, че при **стайна температура собствената концентрация на токоносители при силиция е с три порядъка по-малка от тази на германия,** което се дължи на по-голямата широчина на забранената зона на силиция.

Едновременно с топлинното генериране (произвеждане) на свободни електрони и дупки в полупроводниците се извършва и *рекомбинация*, при която електроните взаимодействуват с дупките, като двата заряда се неутрализират взаимно. (Това е важно и трябва да се запомни!) По такъв начин в полупроводника се установява *динамично равновесие*, като концентрацията на електрони и дупки се запазва постоянна за дадена температура.

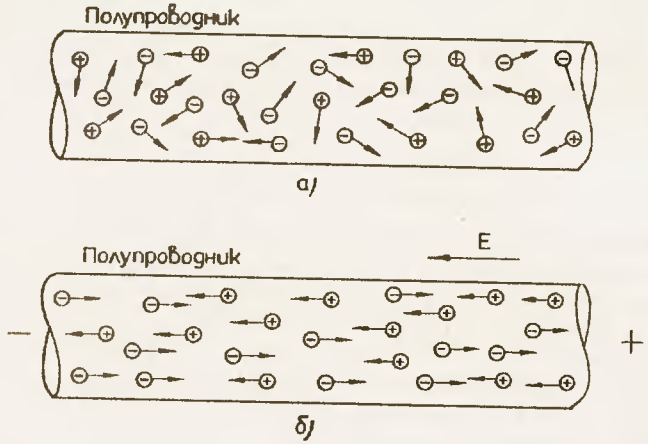
Дупката може да се оприличи на положителен заряд, който може да привлича електрон. Ако дадена дупка привлече валентен електрон от съседен атом, първият атом ще стане неутрален, а във втория ще се образува дупка (фиг.1.13). По такъв начин можем да приемем, че при стайна температура *в чистия полупро-*




Фиг. 1.13

*водник съществува хаотично движение както на свободните електрони, така и на дупките* (фиг. 1.14 *а*). Когато в кристала се приложи външно електрическо поле $E$, хаотичното движение на свободните електрони и дупките придобива насочен

характер (фиг. 1.14 *б*). Тъй като дупките са положителни, те се движат по посока на полето, а електроните са отрицателни и се движат срещу полето. Така породеният ток за разлика от дифузния се нарича *дрейфов*.




Фиг. 1.14

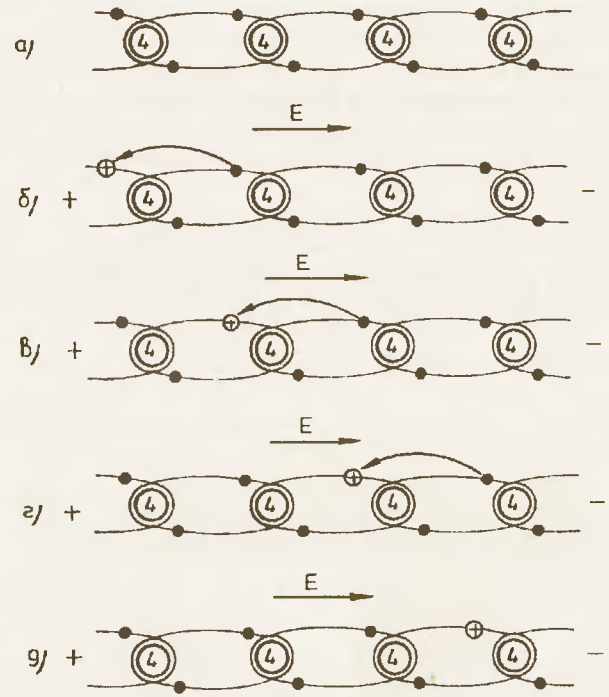
Това е обяснено по-подробно на фиг.1.15, където е показан един и същи хоризонтален ред от кристалната решетка на полупроводник, но в различни моменти. В момента *а* на кристала не действува електрическо поле и всички валентни електрони са по местата си. В момента *б* в кристала се прилага електрическо поле $E$ с посока отляво надясно, вследствие на което най-левият електрон се премества към положителния полюс. На негово място е изобразена дупка, която ще се заеме от съседния електрон. В момента *в* дупката е вече запълнена и не се намира в края на кристала, а се е преместила надясно.

В момента *г* тя се е преместила още по-надясно, а в момента *д* е дошла в дясната част на кристала. От това става ясно, че при наличност на електрическо поле в полупроводниците съществува насочено движение не само на свободни електрони (както при металите), но и насочено движение на дупки. Поради това протичането на тока се обуславя както от електроните, така и от дупките. Следователно **полупроводниците притежават както електронна, така и дупчеста проводимост.** Електронната проводимост се нарича N проводимост (от negative — отрицателен), а дупчестата — P проводимост (от positive — положителен).

Тук искаме да подчертаем нещо важно. Строго погледнато, в чистия полупроводник реално се движат само електроните. По своето движение обаче те се разделят на две категории. Към първата от тях спадат свободните електрони, които имат значителна



енергия и се движат *свободно* между атомите. Към втората категория спадат валентните електрони, които имат по-малка енергия и се движат *скокообразно* от атом на атом. Теорията и практиката показват, че е по-удобно да пренебрегнем скокообразно движещи-




Фиг. 1.15

те се електрони и вместо тях да въведем фиктивни положителни частици, наречени дупки, които се движат в противоположна посока. Една такава замяна значително улеснява разбирането и изучаването на явленията в полупроводниците.

Електронната проводимост $\sigma_n$ при полупроводниците има същия характер както при металите, защото се дължи на свободни електрони. Тя се изчислява по формулата

$$\sigma_n = qn\mu_n, \qquad (1.17)$$

където $q$ е товарът на електрона; $n$ — концентрацията на електроните; $\mu_n$ — подвижността на електроните.

Дупчестата проводимост $\sigma_p$ е характерна само за полупроводниците и се изчислява по аналогичната формула

$$\sigma_p = qp\mu_p, \tag{1.18}$$

където $q$ е товарът на електрона; $p$ — концентрацията на дупките; $\mu_p$ — подвижността на дупките.

Стойностите на подвижностите на електроните и дупките за някои по-важни полупроводници са дадени в табл. 1.1. По-голямата подвижност на електроните от тази на дупките се дължи на това, че електроните се движат сравнително свободно между атомите, а дупките, както видяхме, представляват "скокообразно" движещи се електрони.

Резултатната собствена специфична проводимост на чистия полупроводник, дължаща се на топлината, е сума от електронната и дупчестата проводимост. Тя се определя по формулата

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = qn_i\mu_n + qp_i\mu_p = qn_i(\mu_n + \mu_p). \tag{1.19}$$

Тази зависимост показва, че собствената специфична проводимост на полупроводниците е пропорционална на собствената концентрация и на подвижността на електроните и дупките.

От всичко казано дотук следва, че когато в полупроводника приложим външно електрическо поле, в него се пораждат два дрейфови тока: *електронен и дупчест* (вж. фиг. 1.14 *б*). За плътността на резултатния ток можем да напишем

$$j_{\text{др}} = j_{n\text{др}} + j_{p\text{др}}. \tag{1.20}$$

Видяхме (вж. формула 1.15), че с повишаване на температурата собствената концентрация на електрони и дупки бързо расте. За подвижността важи обратната зависимост: при увеличаване на температурата подвижността както на електроните, така и на дупките намалява според закона

$$\mu = AT^{-\frac{3}{2}}, \tag{1.21}$$

където $A$ е константа.

Резултатът от тези две противоположни зависимости е такъв, че при повишаване на температурата решаваща роля играе увеличаването на концентрацията на електрони и дупки. Ето защо **собствената специфична проводимост на полупроводниците нараства експоненциално при повишаване на температурата.** Това е основна зависимост при всички полупроводници и полупроводникови елементи.



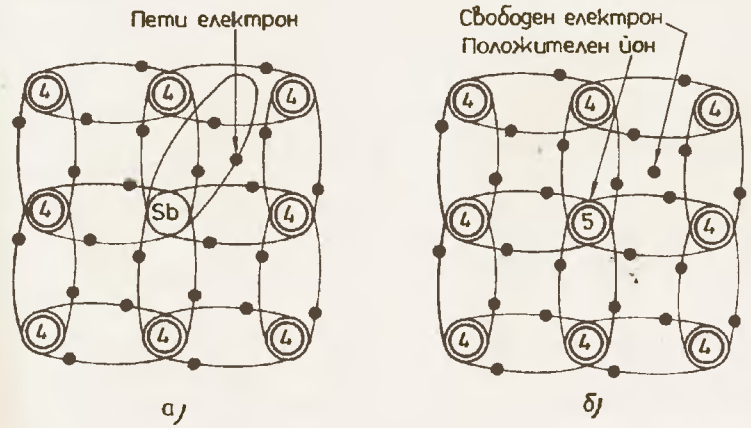
## 1.12. ПРИМЕСНА ПРОВОДИМОСТ НА ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

От (1.19) може да се установи, че специфичното електрическо съпротивление на чистия германий при стайна температура е около 4 милиона пъти по-голямо от това на медта, а специфичното съпротивление на силиция и селена е още по-голямо (вж. фиг. 1.6). Следователно чистите полупроводници се доближават до изолаторите и затова не се използуват за направа на полупроводникови елементи.

Както вече се спомена, полупроводниците рязко повишават електрическата си проводимост, ако в тях има примеси от други вещества. (Добавянето на примеси се нарича още *легиране*.) Нещо повече — нищожно количество от примесното вещество увеличава тяхната проводимост стотици и хиляди пъти.

За да бъдат обясненията по-конкретни и за улеснение на читателя, по-нататък ще разгледаме свойствата само на силиция, като помним, че при другите полупроводници явленията са аналогични.

Ако към чистия силиций се прибави като примес един от елементите арсен, фосфор или антимон (всички от V валентност), броят на свободните електрони става по-голям от броя на дуп-




Фиг. 1.16

ките и полученият силиций ще има преобладаваща електронна проводимост (N силиций).

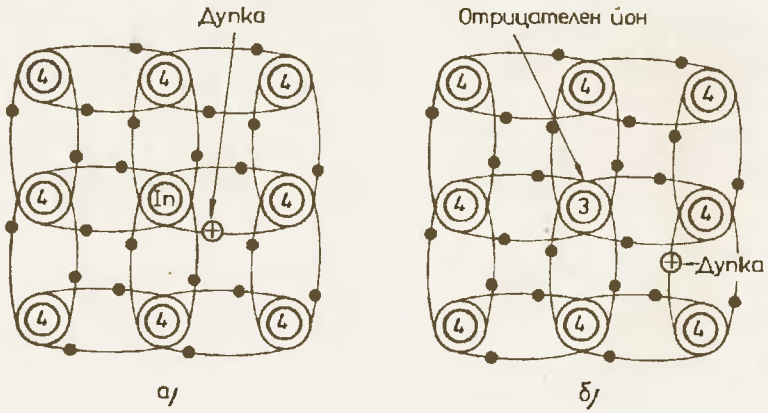
Прибавим ли към чистия силиций един от елементите алуминий, индий или бор (всички от III валентност), броят на дупките

става по-голям от броя на свободните електрони и получеият силиций ще има преобладаваща дупчеста проводимост (P силиций).

Примесите, които предизвикват преобладаване на електрони, се наричат *донори*, а тези, които предизвикват преобладаване на дупки — *акцептори*.

Нека изясним по-подробно тези явления. На фиг. 1.16 *а* към чистия силиций е прибавен антимон (Sb), като неговите четири валентни електрона се свързват с четири съседни силициеви атома, а петият му електрон остава несвързан. Този електрон се нуждае от минимална енергия (0,01 eV), за да се превърне в свободен електрон. Но ние вече знаем, че средната топлинна енергия на елементарните частици при стайна температура е 0,036 eV, т.е. във всички случаи петият електрон се превръща в свободен електрон, а антимоновият атом — в положителен йон (фиг. 1.16 *б*). Обръщаме внимание, че при откъсване на петия електрон не се получава дупка, защото не се разкъсва валентна връзка. Като цяло кристалът е електрически неутрален, защото положителните донорни йони се компенсират с получените свободни електрони. Така полученият N силиций има електронна проводимост, която зависи от концентрацията на донорните примеси.

На фиг. 1.17 *а* към чистия силиций е прибавен индий (In). В този случай една от връзките липсва, защото индият е от трета валентност, т.е. има само три валентни електрона. Това е равносилно




Фиг. 1.17

на появяване на дупка. За да бъде заета тази дупка от съседен валентен електрон, на него му е необходима енергия 0,01 eV, т.е. това "прескачане" винаги се осъществява, при което дупката се появява в съседния атом (фиг. 1.17 *б*). Както видяхме, вследствие



на топлинните трептения тази дупка се мести хаотично в кристала. Индиевият атом след приемането на съседен електрон се превръща в отрицателен йон. Електрическият заряд на отрицателните акцепторни йони се компенсира от хаотично движещите се дупки и като цяло кристалът е електрически неутрален. Така полученият P силиций има дупчеста проводимост, която зависи от концентрацията на акцепторните примеси.

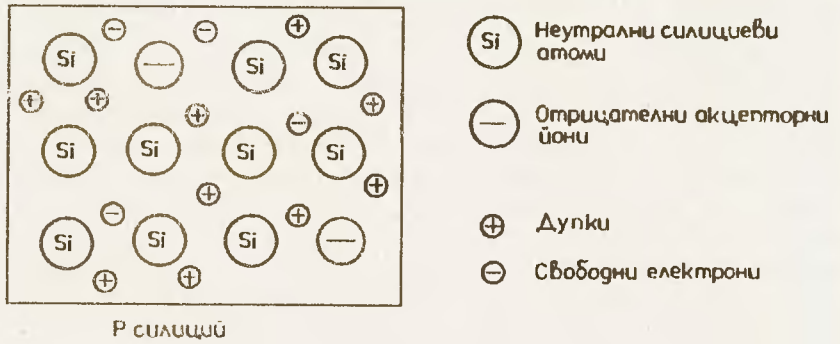
Проводимостта, получена чрез прибавяне на примеси, се нарича *примесна проводимост* и именно тя играе главна роля при протичането на електрически ток в полупроводниковите елементи. Очевидно е, че с увеличаване на концентрацията на примесите електрическата проводимост на полупроводниците нараства. Ако обаче тази концентрация стане извънредно голяма (т.нар. *критична концентрация* $N_{кр}$), електрическите свойства на полупроводниците стават близки до тези на металите, а самите проводници се наричат *изродени*. За силиция критичната концентрация е от порядъка $N_{кр} = 10^{18}$ cm$^{-3}$. В съвременната полупроводникова техника изродените полупроводници се използуват при направата на тунелни диоди и полупроводникови генератори на светлина (лазери).

## 1.13. P СИЛИЦИЙ И N СИЛИЦИЙ

Вече знаем, че почти всички полупроводници имат кристална структура. Идеален полупроводников кристал е този, който се състои само от еднакви атоми, разположени на еднакво разстояние един от друг. На практика обаче идеален кристал няма. В реалните кристали, колкото и да са добре пречистени, винаги има минимален процент примеси. Освен това в тях се наблюдават редица дефекти, като незаети възли, нарушена симетрия, микропукнатини и т.н. В някои случаи тези дефекти оказват влияние върху свойствата на полупроводниковите прибори. В нашето разглеждане обаче ще считаме, че кристалната решетка е идеална.

След неколкократно пречистване по метода на зонното стапяне полученият силиций е с много висока чистота (процентът на примесите е по-малък от $10^{-11}$), но има поликристална структура, която не е подходяща за направа на полупроводникови прибори. Технологичният процес продължава с разтопяване, при което към чистия силиций се прибавя строго определен процент примесно вещество (т.нар. *легиране* на силиция). Както вече знаем, ако примесът е от V валентност, ще се получи N силиций, а ако примесът е от III валентност, ще се получи P силиций. След легирането посредством специална технология (например по метода на Чохралски) се получава силициев монокристал с диаме-

тър 6–12 cm и дължина 50–100 cm, който има почти съвършена структура. Така полученият P или N монокристал е вече изходна суровина за полупроводникови прибори. Нека разгледаме по-подробно особеностите на P силиция. В предната точка е изяснено,




Фиг. 1.18

че тривалентните атоми на примесното вещество приемат по един електрон и се превръщат в отрицателни акцепторни йони, а на мястото на разкъсаната съседна връзка се получава дупка, която се движи хаотично в кристала. Освен това вследствие на топлината в кристала винаги има определен брой електрони и дупки. Следователно P силицият е кристал, в който има следните частици (фиг. 1.18):

а) неутрални силициеви атоми;

б) отрицателни акцепторни йони с концентрация $N_a$;

в) дупки със значителна концентрация $p_p$, които представляват *основните токоносители* в P силиция. Тези дупки са породени както от акцепторния примес, така и от топлината. Обаче при стайна температура собствената концентрация на дупки в силиция е $p_i = 2.10^{12}$ cm$^{-3}$, а най-често употребяваните в практиката концентрации на акцепторни примеси са $N_a = 10^{12} - 10^{16}$ cm$^{-3}$, т.е. дупките, породени от акцепторния примес, са многократно повече от дупките, породени от топлината. Ето защо по-нататък ще считаме, че **концентрацията на дупките в P силиция е равна на концентрацията на акцепторните примеси, т.е.** $p_p = N_a$;

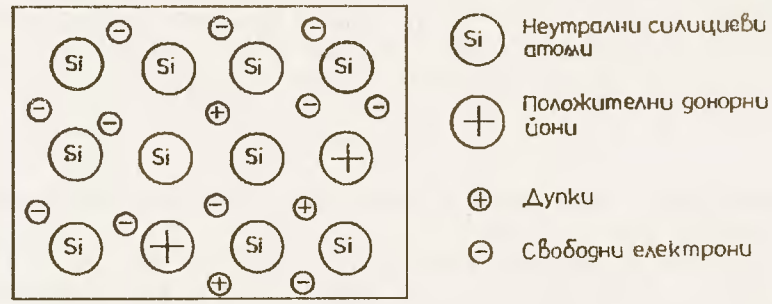
г) свободни електрони с малка концентрация $n_p$, породени от топлината и представляващи *неосновните токоносители* в P силиция.

Ако в кристал от P силиций се създаде електрическо поле, токоносители ще бъдат дупките, които ще се движат по посока на полето, и електроните, които ще се движат срещу полето. На



практика концентрацията на дупките в P силиция е много по-голяма от тази на електроните (например 100 пъти) и затова можем да считаме, че специфичното съпротивление на P силиция зависи изключително от концентрацията на акцепторния примес, т.е. можем да напишем

$$\rho_p = \frac{1}{\sigma_p} = \frac{1}{q\mu_p N_a} = \frac{1}{q\mu_p p_p}. \qquad (1.22)$$




Фиг. 1.19

Оттук се вижда, че когато концентрацията на акцепторния примес е голяма, получава се P силиций с малко специфично съпротивление. По същия начин можем да представим N силиция като кристал, в който има следните частици (фиг. 1.19):

а) неутрални силициеви атоми;

б) положителни донорни йони с концентрация $N_d$;

в) свободни електрони със значителна концентрация $n_n$, които представляват основните токоносители в N силиция. Тези електрони са породени както от донорния примес, така и от топлината. И понеже електроните, породени от донорния примес, са много пъти повече от електроните, породени от топлината, по-нататък ще считаме, **че концентрацията на електроните в N силиция е равна на концентрацията на донорните примеси,** т.е. $n_n = N_d$;

г) дупки с малка концентрация $p_n$, породени от топлината и представляващи *неосновните токоносители в* N силиция.

Ако в кристал от N силиций се създаде електрическо поле, токоносители ще бъдат електроните, които ще се движат срещу полето, и дупките, които ще се движат по посока на полето. На практика концентрацията на електроните в N силиция е много по-голяма от тази на дупките (например 100 пъти) и затова можем да считаме, че специфичното съпротивление на N силиция зависи изключително от концентрацията $N_d$ на донорния примес, т.е.

можем да напишем

$$\rho_n = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{q\mu_n N_d} = \frac{1}{q\mu_n n_n}. \qquad (1.23)$$

Тази зависимост показва, че когато концентрацията на донорния примес е голяма, получава се N силиций с малко специфично съпротивление.

Формули (1.22) и (1.23) са приблизителни, тъй като при тяхното извеждане са пренебрегнати неосновните токоносители. В случаите, когато не бива да пренебрегваме неосновните токоносители, проводимостта както на P, така и на N силиция съдържа електронна и дупчеста съставка и се дава с формулата

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \sigma_n + \sigma_p = qn\mu_n + qp\mu_p. \qquad (1.24)$$

Както при P, така и при N полупроводниците са в сила едновременно следните два закона.

**1. Закон за действуващите маси.** Той гласи: при дадена температура произведението от концентрациите на електрони и дупки както в чистия, така и в примесния полупроводник е постоянна величина. За стайна температура този закон математически се изразява чрез равенствата:

$$\begin{array}{ll} \text{— за силиция} & n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 = 4,0.10^{20}; \\ \text{— за германия} & n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 = 6,25.10^{26}. \end{array} \qquad (1.25)$$

Физически това означава, че ако към чист силиций прибавим донорен примес, концентрацията на свободните електрони ще се увеличи (което е логично), обаче концентрацията на съществуващите дупки няма да остане същата, а ще се намали. Това намаление се дължи на увеличението на рекомбинациите поради наличност на повече електрони.

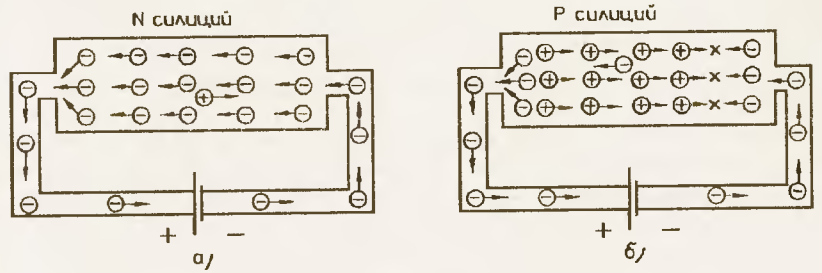
**Пример 1.2.** В малък обем чист силиций има породени от топлината 100 свободни електрона и 100 дупки. Собствената проводимост в случая ще се дължи на общо 200 токоносителя. Прибавяме подходящо количество донорен примес, така че броят на свободните електрони да нарасне на 2000. От закона за действуващите маси следва, че броят на дупките ще намалее от 100 на 5, защото $100.100 = 10\ 000 = 2000.5$. Получената примесна проводимост ще е около 10 пъти по-голяма, защото ще се дължи на общо 2005 токоносителя.

**2. Закон за електрическата неутралност.** Той гласи: както в чистия, така и в примесния полупроводник броят на всички положителни товари е равен на броя на всички отрицателни, т.е. както P, така и N силицият като цяло са електрически неутрални.

Понастоящем за полупроводникови прибори се използува P и N силиций с концентрация на примесите от порядъка на $10^{12}$ –



$10^{16}$ $см^{-3}$, което означава, че един примесен атом се пада средно на 10–100 милиона силициеви атома. Тук възниква въпросът, как може такъв нищожен процент от примесното вещество да подобрява значително електрическата проводимост на P и N сили-




Фиг. 1.20

ция? Независимо от нищожния процент на примесите абсолютният брой на дупките и електроните в P и N силиция е огромен — от порядъка на $10^{12} \div 10^{16}$ в 1 $см^3$, т.е. около 100 000 пъти повече отколкото в чистия полупроводник.

На фиг. 1.20 *а* е показано условно протичането на електрически ток през N силиций. Виждаме, че свободните електрони (основни токоносители) се движат срещу полето, а нищожният процент дупки (неосновни токоносители) се движат по посока на полето. На фиг. 1.20 *б* е показано условно протичането на електрически ток през P силиций. Дупките (основните токоносители) се движат по посока на полето, а свободните електрони (неосновните токоносители) се движат срещу полето. В левия край на P силиция непрекъснато се генерират двойки електрон-дупка чрез разкъсване на валентни връзки, а в десния край (местата са означени с кръстчета) непрекъснато *рекомбинират* двойки електрон-дупка, при което те взаимно се неутрализират. По такъв начин във външния съединителен проводник се движат само електрони.

От това следва, че както P, така и N силицият, взети поотделно, имат двупосочна проводимост. Това означава, че ако на фиг. 1.20 разменим полюсите на източника, големините на токовете ще останат едни и същи.

# 2

# ЕЛЕКТРОННО-ДУПЧЕСТ ПРЕХОД

## 2.1. ЕЛЕКТРОННО-ДУПЧЕСТ ПРЕХОД В РАВНОВЕСНО СЪСТОЯНИЕ

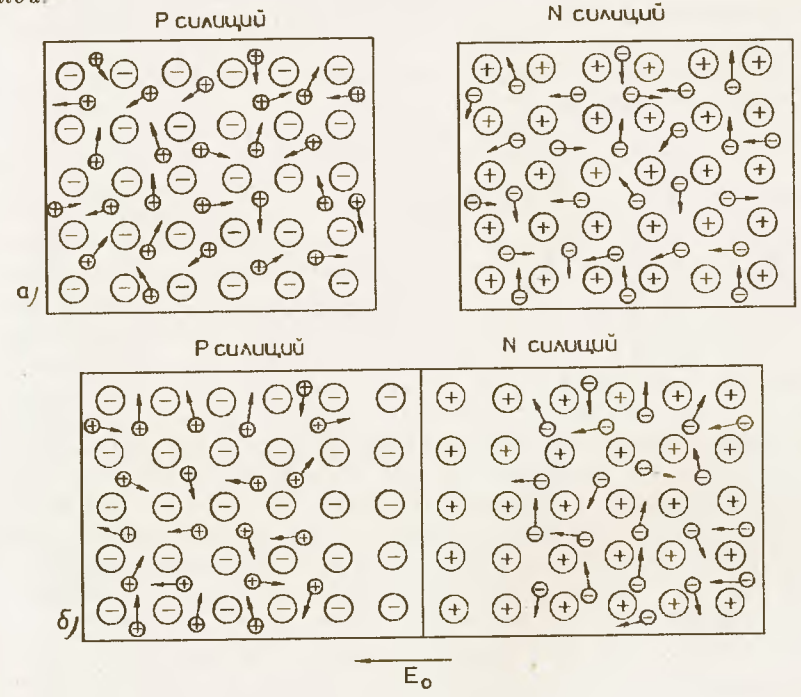
Действието на голям брой полупроводникови елементи се основава на свойствата, които притежава *електронно-дупчестият преход* (съкратено този преход се нарича PN преход). Най-напред нека разгледаме свойствата на този преход в *равновесно* състояние, т.е. когато към него не е приложено външно напрежение.

На фиг. 2.1 *а* са показани условно два силициеви кристала с P и N проводимост. За по-голяма нагледност неутралните силициеви атоми не са изобразени на чертежа, защото не вземат пряко участие в разглежданите явления. Освен това за простота е предположено, че в P силиция токоносители са само дупките, а в N силиция — само електроните (т.е. и в двата кристала са пренебрегнати неосновните токоносители). Така изобразеният P силиций се състои от здраво свързани с кристалната решетка отрицателни акцепторни йони и от дупки (фиг. 2.1 *а*), а N силицият се състои от здраво свързани с кристалната решетка положителни донорни йони и от свободни електрони. Поради равенство на противоположните заряди както P силицият, така и N силицият като цяло са електрически *неутрални*.

При допиране на двата кристала (в действителност PN преходите се образуват не чрез просто допиране, а чрез специална технология, осигуряваща молекулен контакт, която ще разгледаме по-нататък) веднага започва взаимно проникване на дупки и електрони от единия кристал в другия, ***дължащо се на дифузията.*** Дупките, проникнали в N силиция, рекомбинират с намиращите се там свободни електрони. По същия начин електроните, проникнали в P силиция, рекомбинират с намиращите се там дупки. В резултат на това акцепторните и донорните йони в граничните области на двата кристала не са вече неутрализирани и представляват *неподвижни обемни заряди* с противоположни знаци. Тези заряди създават *вътрешно електрическо поле* с интензитет $E_0$, което както всяко електрическо поле има посока от положителните товари към отрицателните (фиг. 2.1 *б*). Това поле спира по-нататъшното проникване на дупки от P в N областта и на електрони от N в P областта. Казано по друг начин, силите на дифузията се намират в динамично равновесие с електростатичните сили на създалото се вътрешно поле.



Поради рекомбинацията на проникналите през прехода електрони и дупки граничните области в двата кристала обедняват на подвижни токоносители (фиг. 2.1 *б*) и тяхната електрическа проводимост се влошава, като се приближава до тази на чистия силиций. Поради тази причина обедняната зона се нарича още *спиращ слой*.




Фиг. 2.1

Преди да преминем към някои количествени зависимости, трябва да кажем, че в зависимост от характера на изходните P и N области се получават главно два вида PN преходи: *рязък* (степенчат) и *плавен*. Рязък е този преход, при който неподвижните обемни заряди в двата кристала са разпределени равномерно. (Подобни преходи се получават например при сплавната технология.) Плавен е оня преход, при който неподвижните обемни заряди са разпределени неравномерно — например линейно, експоненциално и т.н. (Подобни преходи се получават при планарно-епитаксиалната технология.) Количествените зависимости при рязък преход са по-прости и затова формулите, които ще дадем по-нататък, се отнасят за рязък преход.

Важна особеност на всеки PN преход е това, че в резултат на дифузията на заредените частици между двата кристала възниква

определена потенциална разлика $\varphi_0$, която се нарича още *дифузен потенциал, потенциална бариера* или *контактна потенциална разлика*. И наистина P кристалът загубва дупки и приема електрони, вследствие на което се наелектризирва отрицателно, а N кристалът загубва електрони и приема дупки и се наелектризирва положително. Контактната потенциална разлика е свързана с интензитета на вътрешното поле $E_0$ и широчината на прехода $d_0$ чрез зависимостта $\varphi_0 = E_0 d_0$.

Големината на контактната потенциална разлика се определя по следната формула:

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2}, \tag{2.1}$$

където $k$ е константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура; $q$ — товарът на електрона; $p_p$ — концентрацията на дупки в P полупроводника; $n_n$ — концентрацията на електрони в N полупроводника; $n_i$ — собствената концентрация на токоносители.

От тази формула следва, че контактната потенциална разлика $\varphi_0$ в прехода зависи от вида на полупроводника, от концентрациите на примеси в двата кристала и от температурата. При повишаване на температурата $\varphi_0$ намалява, защото величината в знаменателя на логаритъма расте извънредно бързо. Чрез заместване в (2.1) може да се намери, че при концентрации на примесите, които се използуват най-често в практиката (при стайна температура), контактната потенциална разлика $\varphi_0$ има стойност: при силиция 0,7–0,8 V; при германия 0,3–0,4 V. По-малката стойност на $\varphi_0$ при германия се обуславя от неговото по-малко специфично съпротивление, т.е. от по-голямото му $n_i$.

Величината $\varphi_T = \frac{kT}{q}$, която фигурира като множител в (2.1), се нарича *температурен потенциал*. Тя зависи само от температурата и играе важна роля в теорията на полупроводниците. При стайна температура температурният потенциал има стойност 0,026 V.

Общата широчина на прехода $d_0 = d_1 + d_2$ зависи от концентрацията на примесите. Когато концентрациите на основните токоносители в кристалите са еднакви, т.е. $N_a = N_d$, преходът е *симетричен* (фиг. 2.2 *а*). В практиката по-често се използуват *несиметрични преходи*, които се получават, когато едната концентрация е примерно 100–1000 пъти по-голяма от другата, т.е. когато единият кристал е 100–1000 пъти по-високоомен от другия. Тогава двете части на спиращия слой не са еднакво широки. Техните широчини зависят от концентрациите според формулата

$$N_a d_1 = N_d d_2. \tag{2.2}$$

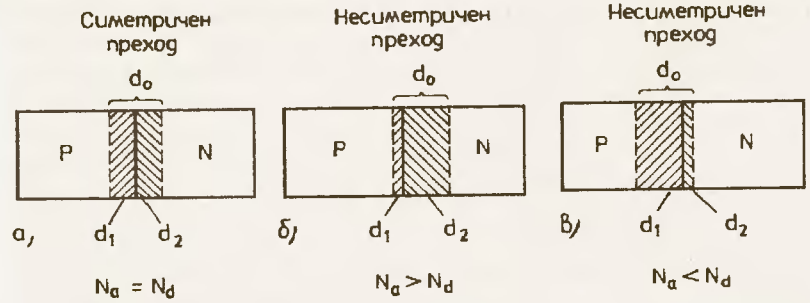
От (2.2) следва, че при несиметричен преход спиращият слой се намира почти изцяло във високоомния кристал (фиг. 2.2 *б* и *в*).



Общата широчина на прехода $d_0$ се определя по следната формула:

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_0}{q}\left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right)}, \tag{2.3}$$

където $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ (стойността на $\varepsilon_0$ е дадена в началото на книгата,




Фиг. 2.2

а на $\varepsilon_r$ — в табл. 1.1); $\varphi_0$ е контактната потенциална разлика; $q$ — товарът на електрона; $N_d$ — концентрацията на донорни примеси в N кристала; $N_a$ — концентрацията на акцепторни примеси в P кристала.

При несиметричен преход, когато $N_a \gg N_d$, тази зависимост получава вида

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_0}{qN_d}} = \sqrt{2\varepsilon\mu_n\rho_n\varphi_0}, \tag{2.4}$$

където $\mu_n$ е подвижността на електроните в N кристала; $\rho_n$ — специфичното съпротивление на същия кристал.

От тази формула следва, че широчината на несиметричния преход зависи най-вече от специфичното съпротивление на по-високоомния кристал. За разглеждания случай колкото N кристалът е по-високоомен, толкова преходът е по-широк.

**Пример 2.1.** Да се намери широчината на силициев несиметричен преход, ако $\varphi_0 = 0,7$ V и $N_d = 10^{22}$ m$^{-3}$. (Това е сравнително голяма концентрация на примесите и този силиций е нискоомен.)

От табл. 1.1 установяваме, че при силиция $\varepsilon_r = 12$. От дадените в началото на книгата константи намираме, че $\varepsilon_0 = 8,85.10^{-12}$ F/m и $q = 1,6.10^{-19}$ C. След това заместваме в (2.4):

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\varphi_0}{qN_d}} = \sqrt{\frac{2.8,85.10^{-12}.12.0,7}{1,6.10^{-19}.10^{22}}} = 0,3.10^{-6} \text{ m} = 0,3\ \mu\text{m}.$$

Ако концентрацията на примесите беше $N_d = 10^{18}$ m$^{-3}$ (при такава концентрация се получава високоомен силиций), полученият преход ще има широчина $d_0 = 30\ \mu$m.

В практиката се използуват както тесни (0,01–1,0 $\mu$m), така и широки преходи (10–50 $\mu$m). Нека добавим, че изискванията за широчината на прехода са в някои отношения противоречиви, защото за получаване на високи пробивни напрежения и малки капацитети преходът трябва да е широк, а за получаване на малък пад на напрежение в права посока и малък обратен ток преходът трябва да е тесен. За преодоляване на тези противоречиви изисквания се използуват успешно редица нови технологии и средства.

Дотук разгледахме идеализирания PN преход, като пренебрегнахме неосновните токоносители в двата кристала. Освен това считахме, че възникналата потенциална бариера е абсолютна преграда за основните токоносители, което в действителност не е така за частиците с най-голяма енергия. Нека се спрем на този въпрос по-подробно.

При реалния преход двата кристала съдържат малък процент неосновни токоносители, чиято роля в някои случаи е много важна. За неосновните токоносители (електрони в P кристала и дупки в N кристала) вътрешното електрическо поле $E_0$ не е спиращо, а ускоряващо. По такъв начин, ако хаотично движещите се нищожен процент електрони в P кристала се приближат до PN прехода, те биват увлечени от полето $E_0$ и попадат в кристала N. Ако хаотично движещите се нищожен процент дупки в N кристала се приближат до PN прехода, те също биват увлечени от полето и попадат в P кристала. В резултат на това през прехода протича малък ток $I_{др}$, наречен *дрейфов* (или топлинен), дължащ се на неосновните токоносители. Дрейфовият ток има както електронна, така и дупчеста съставка и може да напишем

$$I_{др} = I_{дрn} + I_{дрp}, \qquad (2.5)$$

като техническата посока на този ток очевидно съвпада с посоката на движението на дупките (фиг. 2.3 *а*).

Едновременно с това през прехода протича и малък *дифузен* ток, който се дължи на най-енергетичните дупки (от P към N областта) и електрони (от N към P областта), които вследствие на хаотичното движение са успели да получат такава енергия, че да преодолеят спиращото действие на полето $E_0$. Очевидно този дифузен ток $I_{диф}$ има както електронна, така и дупчеста съставка:

$$I_{диф} = I_{дифn} + I_{дифp}. \qquad (2.6)$$

Техническата посока на този ток ще съвпада с посоката на движението на дупките (фиг. 2.3 *а*).

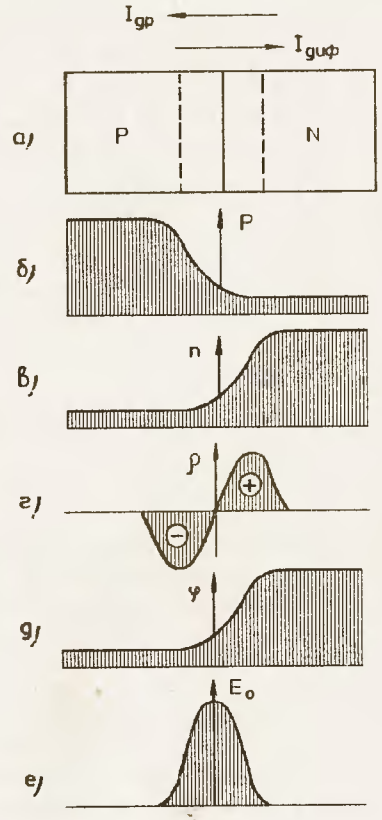
Когато PN преходът е в равновесно състояние. т.е. не е приложено външно напрежение, дрейфовият и дифузният ток са равни помежду си и имат противоположни посоки, т.е.

$$I_{др} + I_{диф} = 0. \qquad (2.7)$$



Това означава, че в равновесно състояние има преминаване на токоносители от единия кристал в другия, но резултатният ток през прехода е нула, т.е. налице е термодинамично равновесие, което съответствува на закона за запазване на енергията.

На фиг. 2.3 е показано разпределението на някои важни величини в симетричния PN преход и в останалите части на кристалите (които се наричат понякога *неутрални области*), а именно: концентрацията на дупки и електрони $p$ и $n$, плътността на обемния заряд $\rho$ на некомпенсираните донорни и акцепторни йони, разпределението на потенциала $\varphi_0$ и интензитетът на полето $E_0$.



Фиг. 2.3

Обръщаме внимание, че електрическото поле е съсредоточено изцяло в прехода, където липсват подвижни токоносители.

В неутралните области на кристалите липсва електрическо поле и няма насочено движение на подвижни електрически товари.

**Пример 2.2.** Да се намери интензитетът на електрическото поле в PN преход, ако $\varphi_0 = 0,7$ V, а $d_0 = 0,3.10^{-4}$ m.

Понеже $\varphi_0 = E_0 d_0$, интензитетът на полето е

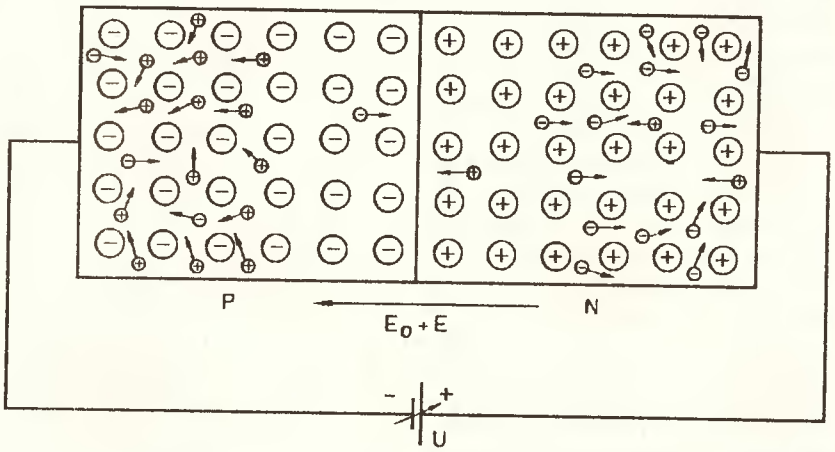
$$E_0 = \frac{\varphi_0}{d_0} = \frac{0,7}{0,3.10^{-4}} = 2,35.10^4 \text{ V/cm}.$$

Полученият резултат показва, че поради малката широчина на преходите интензитетът на електрическото поле в тях е извънредно голям и е от порядъка на $10^6$ V/m.

## 2.2. ОБРАТНО ВКЛЮЧВАНЕ НА PN ПРЕХОДА

Най-важното свойство на PN прехода е неговата еднопосочна проводимост. Това означава, че в едната посока неговото съпротивление е малко, а в другата — голямо. За да разберем тази

особеност, пека първо разгледаме т.нар. обратно включване на прехода. За целта ще използуваме регулируем източник, чието напрежение $U$ може да се изменя плавно в границите от 0 примерно до няколко десетки волтове.




Фиг. 2.4

Когато положителният полюс на източника е свързан с N областта, а отрицателният — с P областта, казваме, че преходът е включен в обратна посока (фиг. 2.4). При това включване вътрешното поле $E_0$ и полето $E$, създадено от източника, са съпосочни и в прехода действува тяхната сума $E_0 + E$. Резултатното поле с увеличен интензитет въздействува на основните токоносители и те се отдалечават от прехода, т.е. обедняната зона (спиращият слой) *се разширява* и съпротивлението на прехода нараства. Понеже областта на прехода е много по-високоомна от неутралните области, напрежението на външния източник $U$ практически изцяло действува в прехода и големината на потенциалната бариера $\varphi$ нараства на стойност

$$\varphi = \varphi_0 + U. \tag{2.8}$$

За увеличената широчина на прехода (когато е несиметричен) можем да напишем

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_0 + U)}{qN_d}} = d_0\sqrt{\frac{\varphi_0 + U}{\varphi_0}}, \tag{2.9}$$

където $d_0$ е равновесната широчина на прехода. Оттук следва, че колкото е по-голямо обратното напрежение, действуващо на прехода, толкова по-широк става той.



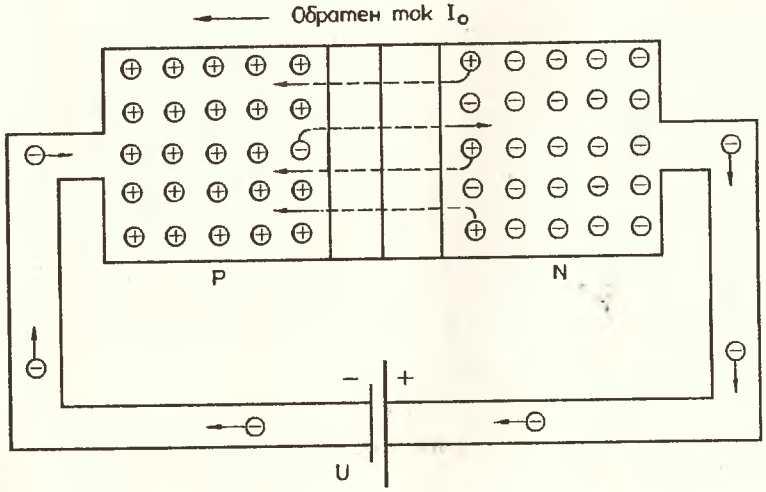
**Пример 2.3.** Даден е преход с равновесна широчина $d_0 = 1$ $\mu$m и $\varphi_0 = 0{,}7$ V. Да се намери увеличената му широчина, ако към него в обратна посока е приложено напрежение $U = 10$ V. Заместваме в (2.9):

$$d = d_0\sqrt{\frac{\varphi_0 + U}{\varphi_0}} = 10^{-6}\sqrt{\frac{0{,}7 + 10}{0{,}7}} = 4\ \mu\text{m}.$$

Ако приложеното напрежение е 400 V, широчината на прехода става 24 $\mu$m.

Увеличаването на потенциалната бариера очевидно ще доведе до нарушаване на взаимната компенсация между дрейфовия и дифузния ток, защото с нарастване на потенциалната бариера все по-малко основни токоносители ще я преодоляват и при обратно напрежение 1–2 волта дифузният ток ще стане нула. Така през прехода ще остане да тече само дрейфовият ток $I_{др}$, който в случая се означава с $I_0$ и се нарича *обратен ток на прехода* (топлинен ток, ток на насищане). Той има следните две особености:

**1.** Обратният ток **практически не зависи от приложеното напрежение** и затова именно се нарича ток на насищане. Това е така, защото той се обуславя само от концентрацията на онези неосновни токоносители, които се намират близо до прехода (фиг. 2.5). Останалите неосновни токоносители, които се намират да-



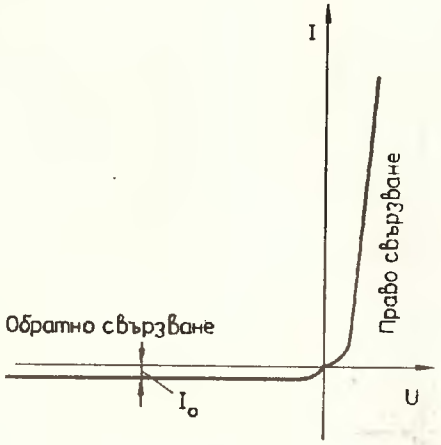

Фиг. 2.5

леч от прехода, не участвуват в създаването на този ток, защото в неутралните области резултатното поле практически липсва (фиг. 2.3 *е*). Поради малката концентрация на неосновни токоносители обратният ток на прехода е малък (от части от $\mu$A до

няколко десетки $\mu$A), което съответствува на факта, че в обратна посока PN преходът има голямо съпротивление. Малката стойност на обратния ток в някои случаи се пренебрегва. Именно това дава основание да се казва, че в обратна посока преходът не пропуска ток.

**2. Обратният ток твърде силно (експоненциално) зависи от температурата** и затова именно се нарича топлинен ток. Причината за това е, че с увеличаване на температурата твърде силно нараства концентрацията на неосновните токоносители (вж. формула 1.15).

**Обратният ток при силициевите преходи е по-малък от този при германиевите.** Оттук следва едно от основните предимства на силициевите прибори пред германиевите. Причината за това е по-голямата широчина на забранената зона при силиция (1,12 eV) отколкото при германия (0,72 eV), вследствие на което топлината по-трудно поражда свободни електрони и дупки в силициевия кристал. Казано по друг начин, при стайна температура концентрацията на неосновни токоносители при силиция е по-малка от тази при германия и затова силициевите полупроводникови прибори имат по-малък обратен ток. А както ще видим по-нататък, това е много важно за температурната стабилност на транзисторните апаратури.



Фиг. 2.6

При симетричния преход обратният ток $I_0$ в еднаква степен се обуславя от електрони и дупки. Но както вече се каза, в практиката се използуват несиметрични преходи. В такъв случай, ако $N_a \gg N_d$, концентрацията на дупките в P областта ще надвишава значително концентрацията на електроните в N областта. В съответствие със закона за действуващите маси това означава, че концентрацията на електрони в P областта ще бъде по-малка от концентрацията на дупки в N областта, т.е. при несиметричен преход ($N_a \gg N_d$) обратният ток $I_0$ ще има изключително дупчест характер (фиг. 2.5).

За големината на тока през прехода в обратна посока се извежда следната формула:



$$I = I_0\left(e^{-\frac{qU}{kT}} - 1\right) = I_0\left(\frac{1}{e^{\frac{U}{\varphi_T}}} - 1\right), \qquad (2.10)$$

където $e$ е основата на натуралните логаритми; $\varphi_T$ — температурният потенциал; $U$ — абсолютната стойност на приложеното напрежение.

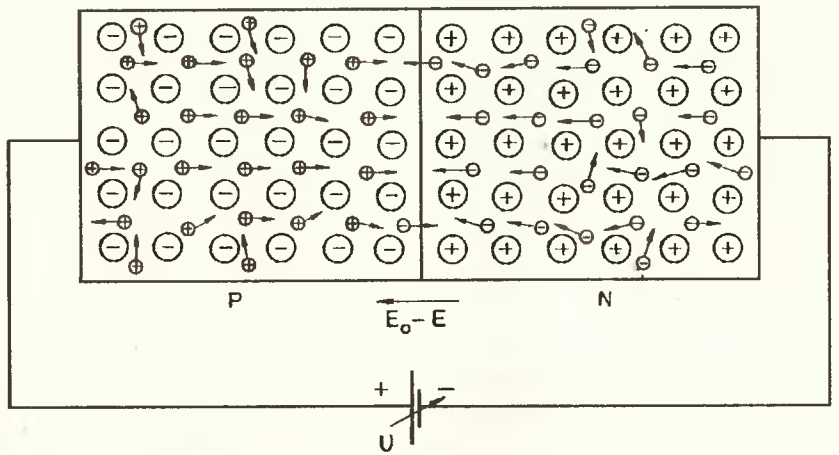
Оттук се вижда, че при $U = 0,1$ V и при стайна температура първият член в скобите има стойност 0,18, а при $U = 0,2$ V този член е 0,0015.

Следователно при напрежения, по-големи от 0,1V, обратният ток практически не зависи от напрежението и е равен на $I_0$ (фиг. 2.6).

Както ще видим по-нататък, напрежението, прилагано в обратна посока, не може да бъде неограничено голямо, тъй като настъпва пробив на прехода.

## 2.3. ПРАВО ВКЛЮЧВАНЕ НА PN ПРЕХОДА

Нека сега да разгледаме правото включване на прехода. В този случай пак ще използуваме регулируем източник, като е доста-



Фиг. 2.7

тъчно неговото напрежение $U$ да може да се регулира плавно в границите от 0 до 1,5 V.

Когато положителният полюс на източника е свързан с P областта, а отрицателният — с N областта, казваме, че преходът

е включен в права посока (фиг. 2.7). Нека в началото на опита напрежението на източника бъде примерно 0,2 V. При това положение вътрешното поле $E_0$ и полето $E$, създадено от източника, са противопосочни и в прехода действува тяхната разлика $E_0 - E$. Резултатното поле с намален интензитет по-слабо въздействува на основните токоносители и обедняната зона (спиращият слой) се стеснява. Също така намалява и потенциалната бариера $\varphi$, за която можем да напишем

$$\varphi = \varphi_0 - U. \tag{2.11}$$

Намалената широчина на несиметричния преход е

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_0 - U)}{qN_d}} = d_0\sqrt{\frac{\varphi_0 - U}{\varphi_0}}, \tag{2.12}$$

където $d_0$ е равновесната широчина на прехода; $\varphi_0$ — контактната потенциална разлика .

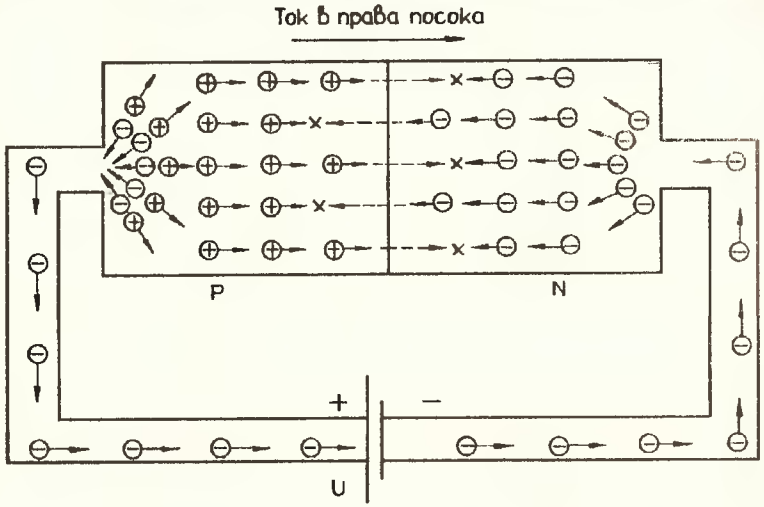
Оттук следва, че колкото е по-голямо напрежението в права посока, действуващо на прехода, толкова той става по-тесен. Когато $U = \varphi_0$, широчината на прехода става нула и практически той изчезва. Следователно (2.12) има смисъл само за напрежения, по-малки или равни по абсолютна стойност на контактната потенциална разлика, т.е. $|U| \leq \varphi_0$.

Нека разгледаме сега физическите явления в прехода при право включване. Още при сравнително ниски външни напрежения потенциалната бариера в прехода намалява и това води до нарушаване на взаимната компенсация между топлинния и дифузния ток. При напрежения 0,1–0,2 V при германиев и 0,4–0,5 V при силициев преход например основните токоносители с по-голяма енергия успяват да преодолеят намалената бариера и дифузният ток започва да нараства. При напрежения 0,3–0,4 V при германиев и 0,6–0,7 V при силициев преход потенциалната бариера практически изчезва и дифузният ток през прехода става твърде голям (фиг. 2.8). При увеличаване на напрежението над посочените граници токът в права посока може да стане недопустимо голям и вследствие на загряването да повреди прехода. Тази особеност трябва да се запомни, понеже тя има принципно значение при всички диоди и транзистори.

Дупките, проникнали в N областта, представляват за нея неосновни токоносители, съответно електроните, проникнали в P областта, също представляват за нея неосновни токоносители. *Проникването на неосновни токоносители в дадена област се нарича инжектиране на неосновни токоносители* и е важно явление в полупроводниковата техника. Искаме да подчертаем, че причината за инжектирането е дифузията, т.е. различната концентрация на токоносителите.



Инжектираните дупки и електрони не рекомбинират веднага, а след известно време, през което изминават някакво разстояние (на фиг. 2.8 местата на рекомбинацията са отбелязани с кръстчета). Поради сложния характер на движението частиците от един




Фиг. 2.8

и същи тип проникват на различна дълбочина в кристала. При пресмятанията се взема една средна стойност $L$, наречена *дифузна дължина*. Времето $\tau$, за което концентрацията на инжектираните токоносители намалява $e$ пъти ($e = 2,718$ е основа на натуралните логаритми), се нарича *време на живот* на неосновните токоносители.

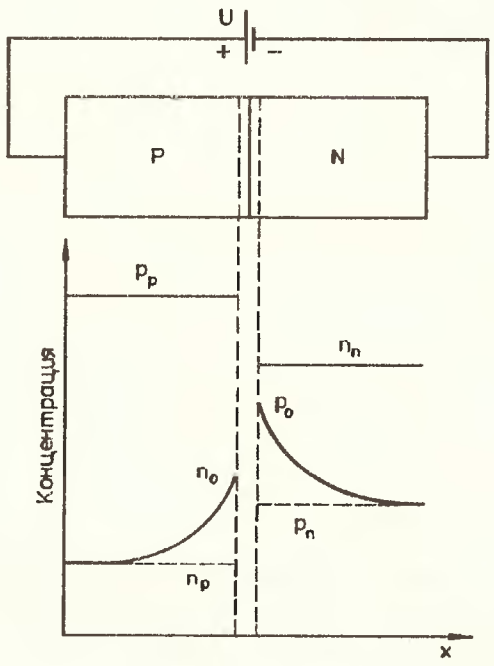
Дифузната дължина $L$ и времето на живот $\tau$ са важни понятия в теорията на полупроводниците. Те са свързани с коефициента на дифузията $D$ чрез равенството

$$L = \sqrt{\tau D}. \tag{2.13}$$

Тази формула може да се прилага както за електроните, така и за дупките. Дифузната дължина зависи от вида на частиците и от вида на полупроводника, като се влияе от температурата. Например при стайна температура дифузната дължина на електроните в силиция е $L_n = 0,1 \div 0,6$ mm, а на дупките $L_p = 0,1 \div 2,0$ mm. Времето на живот също така зависи от вида на частиците и от вида на полупроводника, като също се влияе от температурата. На практика то се изменя в границите от $10^{-9}$ до $10^{-3}$ s.

При инжектиране на неосновни токоносители през прехода тяхната концентрация в чуждия кристал нараства (спрямо неговата

равновесна концентрация) и се нарича *неравновесна концентрация*. На фиг. 2.9 е показана концентрацията на различните токоносители в двете области, образуващи един PN преход: концентрациите на основните токоносители $p_p$ (дупки в P областта) и $n_n$ (електрони в N областта), равновесните концентрации на неосновните токоносители $n_p$ и $p_n$, показани с прекъсвана линия, и неравновесните концентрации на неосновните токоносители. Както се вижда от фигурата, на самата граница на прехода неравновесните концентрации са най-големи (съответно $p_0$ и $n_0$), а с отдалечаване от него те намаляват експоненциално. Например за неравновесната концентрация на дупките, инжектирани в N областта, можем да напишем



Фиг. 2.9

$$p = p_0 e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (2.14)$$

където $p_0$ е концентрацията на границата на прехода; $e$ — основата на натуралните логаритми; $x$ — разстоянието, измерено надясно от неутралната линия; $L_p$ — дифузната дължина на дупките в N силиция.

Ако $N_a \gg N_d$, дифузният ток през прехода ще се дължи предимно на дупките, проникващи от P в N областта. Следователно инжекцията ще има едностранен характер.

Нискоомната област, от която идват токоносителите, се нарича *емитер*, а високоомната област, в която те проникват, се нарича *база*. Това са основни понятия в полупроводниковата техника.

Трябва да се запомни, че при право включване N областта не се наелектризира положително от постъпващите дупки и напускащите я електрони, защото в дясната ѝ част (фиг. 2.8) постъпват от външната верига съответен брой електрони. Също така P областта не се наелектризира отрицателно вследствие на напускащите я дупки и постъпващите електрони, защото от нейния ляв край към източника изтичат съответен брой електрони, които пораждат след себе си нови дупки. По такъв начин при протичане на



ток концентрацията на дупки в P областта и на електрони в N областта се запазва.

Съпротивлението на PN прехода при свързване в права посока е малко (1–100 Ω). Освен това то не е постоянно, а зависи от приложеното напрежение, т.е. то е *нелинейно съпротивление*. При увеличаване на външното напрежение токът в права посока расте твърде бързо (по експоненциален закон — фиг. 2.6), като следва познатата зависимост

$$I = I_0\left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1\right) = I_0\left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1\right), \quad (2.15)$$

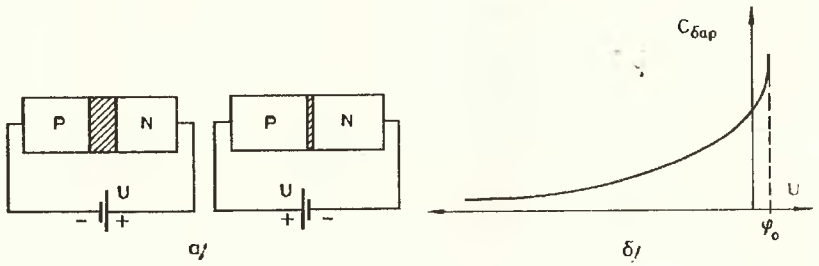
където $I_0$ е обратният ток на прехода; $q$ — товарът на електрона; $U$ — приложеното напрежение; $k$ — константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура; $\varphi_T$ — температурният потенциал.

Изразът (2.15) се различава от (2.10) само по знака на напрежението $U$, което тук действува в права посока.

**Експоненциалната зависимост на тока в права посока от приложеното напрежение (2.15) е едно от основните свойства на PN прехода и има голямо значение за цялата полупроводникова техника.** Затова формула (2.15) е особено важна.

## 2.4. КАПАЦИТЕТ НА PN ПРЕХОДА

Една от важните особености на PN прехода е това, че той притежава капацитет. Всеки PN преход може да се разглежда условно като кондензатор, защото близо до граничния слой P и N областта наподобяват електроди с противоположни заряди (фиг. 2.1), между които има електрическо поле, а обедненият спиращ слой играе ролята на диелектрик.



Фиг. 2.10

При прилагане на външно напрежение в обратна посока спиращият слой се разширява, а когато източникът е включен в права посока, се стеснява (фиг. 2.10 *а*). По такъв начин PN преходът наподобява променлив кондензатор, чийто капацитет се изменя по

електронен път чрез подаване на различно напрежение. Това намира приложение при направата на специални полупроводникови диоди, наречени *варикапи*.

При свързване на прехода в обратна посока преобладава *бариерният (зарядният) капацитет* $C_{бар}$ (или $C_T$), който може да се намери, като в познатата формула $C = \dfrac{\varepsilon S}{d}$ се замести широчината на прехода. За несиметричен преход ($N_a \gg N_d$) се получава следната зависимост:

$$C_{бар} = S\sqrt{\frac{\varepsilon}{2\mu_n\rho_n(\varphi_0 - U)}} = C_0\sqrt{\frac{\varphi_0}{\varphi_0 - U}}, \qquad (2.16)$$

където $S$ е площта на прехода; $\varepsilon$ — диелектричната константа на полупроводника ($\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$); $\mu_n$ — подвижността на електроните в N полупроводника; $\rho_n$ — специфичното съпротивление на N полупроводника; $\varphi_0$ — контактната потенциална разлика; $U$ — приложеното напрежение (очевидно $U < \varphi_0$); $C_0$ — капацитетът на прехода при $U = 0$.

Зависимостта на бариерния капацитет от приложеното напрежение е показана графично на фиг. 2.10 *б*. Виждаме, че при увеличаване на обратното напрежение по абсолютна стойност бариерният капацитет намалява, като относителните му изменения са най-големи при напрежения, близки до $\varphi_0$. Формула (2.16) показва, че за получаване на значителен бариерен капацитет (при равни други условия) трябва да се използува полупроводник с по-малко специфично съпротивление.

Преходът притежава капацитет и тогава, когато е включен в права посока. Нека разгледаме особеностите на този капацитет.

Ако увеличаваме скокообразно приложеното към прехода напрежение в права посока, сумарният заряд на инжектираните неосновни токоносители няма да се измени скокообразно, защото на частиците е необходимо известно време, докато се преместят със скоростта на дифузията. От това следва, че при включване в права посока преходът притежава капацитет, наречен *дифузен капацитет* $C_{диф}$ (или $C_D$). Понеже сумарният заряд е толкова по-голям, колкото е по-голям токът, дифузният капацитет е пропорционален на тока в права посока и при несиметричен преход ($N_a \gg N_d$) се дава със зависимостта

$$C_{диф} = \frac{q\tau I}{kT} = \frac{\tau I}{\varphi_T}, \qquad (2.17)$$

където $q$ е товарът на електрона; $\tau$ — времето на живот на дупките в N кристала; $I$ — токът в права посока; $k$ — константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура; $\varphi_T$ — температурният потенциал.



**Пример 2.4.** Да се намери дифузният капацитет на германиев преход, ако $N_a \gg N_d$, $\tau = 5.10^{-6}$ s, при ток в права посока $I = 1$ mA.

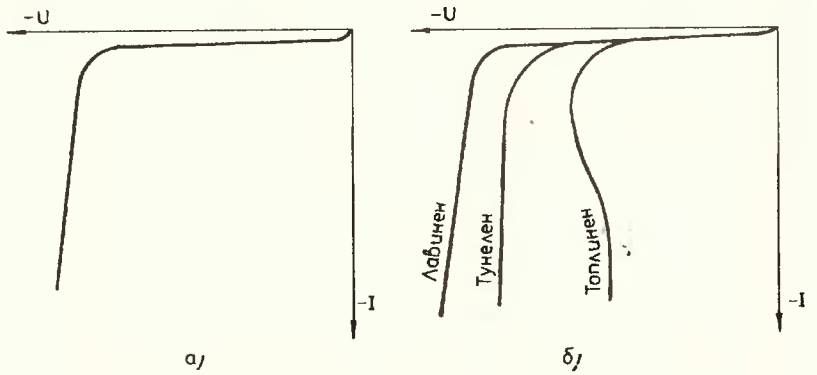
При стайна температура $\varphi_T = 0,026$ V. Заместваме в (2.17):

$$C_{диф} = \frac{\tau I}{\varphi_T} = \frac{5.10^{-6}.10^{-3}}{0,026} = 200 \text{ pF}.$$

## 2.5. ПРОБИВИ В PN ПРЕХОДА

Когато преходът е включен в обратна посока и увеличаваме приложеното напрежение, идва момент, в който обратният ток започва рязко да нараства (фиг. 2.11 *а*). Състоянието, при което обратният ток е силно нараснал, а диференциалното съпротивление — силно намаляло, се нарича пробив на прехода. Напрежението, при което настъпва това явление, се нарича пробивно напрежение. В действителност пробивното напрежение е една граница, към която клони обратното напрежение в областта на пробива.

От физическа гледна точка пробивът се характеризира с рязко нарастване на неосновните токоносители в прехода. То може да се дължи както на увеличаване на напрегнатостта на електрическото поле (електрически пробиви), така и на повишаване на температурата (топлинни пробиви).




Фиг. 2.11

Различните PN преходи имат различни пробивни напрежения и това зависи от тяхната широчина, от тяхната структура, от използувания полупроводник и др.

В повечето случаи пробивът е нежелано явление, тъй като може да доведе до повреда на прехода. Има случаи обаче, когато

пробивът не поврежда прехода (ценерови диоди, лавинни транзистори и др.) и това намира приложение в практиката.

Съществуват няколко вида пробиви, по-важни от които са тунелен, лавинен и топлинен (фиг. 2.11 *б*).

***Тунелен(ценеров) пробив.*** По своя характер това е електрически пробив. Получава се обикновено при преходи с малка широчина. В този случай интензитетът на полето в прехода е сравнително голям. Това създава условия за големи скорости на токоносителите, при което се избиват валентни електрони и концентрацията на токоносителите силно нараства. При несиметрични преходи ($N_a \gg N_d$) спиращият слой се намира почти изцяло в N областта със специфично съпротивление $\rho_n$. Тогава напрежението, при което настъпва тунелен пробив (при резки преходи), може да се намери по формулите:

$$\begin{aligned} &\text{— за силиция} \quad U_{\text{проб}} = U_z = 9900\ \rho_n; \\ &\text{— за германия} \quad U_{\text{проб}} = U_z = 3900\ \rho_n. \end{aligned} \tag{2.18}$$

В тези изрази специфичното съпротивление $\rho_n$ трябва да има размерност Ω.m. От формулите следва, че с увеличаване на специфичното съпротивление на базата нараства и пробивното напрежение на прехода. Освен това при равни други условия пробивното напрежение на силиция е около три пъти по-високо от това на германия.

Тунелният пробив по принцип не поврежда прехода при условие, че последният не се загрява над допустимата температура. Както ще видим по-нататък (вж. т.3.12), този пробив лежи в основата на ценеровите диоди.

***Лавинен пробив.*** Този пробив е също електрически. Обикновено той се получава в широки преходи. В тях се създават условия неосновните токоносители да придобият високи скорости. Благодарение на това се разкъсват валентни връзки, пораждат се нови свободни електрони, които от своя страна разкъсват нови валентни връзки и т.н. Получава се лавинообразен процес на нарастване на неосновни токоносители, който води до пробив. В количествено отношение лавинният пробив се характеризира с т.нар. *коефициент на ударна йонизация*, който се дефинира с израза

$$M = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_M}\right)^n}, \tag{2.19}$$

където $I_0$ е обратният ток преди настъпване на пробива, $I$ — нарасналият обратен ток по време на пробива, $U$ — големината на приложеното обратно напрежение, а $U_M$ е напрежението на лавинния пробив, при което $M = \infty$. Коефициентът $n$ при база с N



проводимост ($N_a \gg N_d$) има стойност 5 при силиция и 3 при германия. Напрежението на лавинния пробив (при резки преходи) може да се намери по формулите:

$$\begin{aligned} &\text{— за силиция} \quad U_M = 1640\rho_n^{0,64}; \\ &\text{— за германия} \quad U_M = 1380\rho_n^{0,61}. \end{aligned} \tag{2.20}$$

Тези формули показват, че с увеличаване на специфичното съпротивление на базата нараства и пробивното напрежение. Освен това при равни други условия и в този случай пробивното напрежение на силиция е по-високо от това на германия.

Лавинният пробив по принцип не поврежда прехода при условие, че не се надвиши максимално допустимата температура. Той лежи в основата на действието на лавинните транзистори и др.

***Топлинен пробив.*** Получава се най-често при недопустимо загряване на прехода. Такова загряване може да се получи, ако отделяната в прехода топлина е относително голяма спрямо възможностите за охлаждане. Например, ако обратният ток на прехода е голям и приложеното напрежение значително, отделяната мощност постепенно ще загрява прехода, обратният ток още повече ще расте, температурата също ще нараства и така може да настъпи топлинен пробив. Също така при тунелен или лавинен пробив, ако токът и напрежението са значителни, е възможно отделяната топлина да не може да се разсее в околното пространство. Това ще доведе до недопустимо загряване на прехода и споменатите два пробива могат да прераснат в топлинен пробив.

Както вече се спомена, характерно за топлинния пробив е нарастването на температурата над допустимата. Това води до необратими изменения в структурата на прехода и той губи свойствата си, като в някои случаи се получава разтопяване, прекъсване на изводи и др. Понастоящем вече са разработени технологии, чрез които се получават преходи с високи пробивни напрежения, достигащи до 1000 V и повече.

## 2.6. ДРУГИ ВИДОВЕ ПРЕХОДИ

Дотук разгледахме свойствата на резкия (степенчатия) PN преход, за който са валидни известните формули. В практиката се използуват и следните видове преходи:

1. *Плавен PN преход.* При него изменението на концентрацията на примесите в двата кристала не е така рязко. Външно приложеното напрежение в по-малка степен влияе върху широчината на прехода.

2. *Преход между примесен и собствен полупроводник.* Тези преходи се наричат още PI или NI преходи. При тях единият кристал

е с определен процент примеси (т.е. има P или N проводимост), а другият кристал е чист полупроводник, т.е. има I проводимост. Като правило тези преходи имат по-голяма широчина и по-малка контактна потенциална разлика , като може да се получи по-високо ниво на инжекцията.

**3.** *Преход между еднотипни полупроводници.* Това е преход между две области, които имат еднакъв тип проводимост (например само P или само N), но концентрацията на примесите в едната област е по-голяма от концентрацията на примесите в другата. Такива преходи се означават $P^+P$ или $N^+N$, като знакът "+" означава повишена концентрация на примесите, т.е. високолегирана нискоомна област. Тези преходи се характеризират с относително малка широчина и малка контактна потенциална разлика.

**4.** *Хетеропреходи.* При тях двете области са образувани от различни полупроводници — например P кристалът е от галиев арсенид, а N кристалът е от галиево-алуминиев арсенид. Главната особеност на тези преходи е, че когато са включени в права посока (вж. фиг. 2.8), при рекомбинацията на неосновните токоносители се излъчва светлина. Подобни преходи се използуват за направа на светодиоди.

**5.** *Контакт метал — полупроводник.* В този случай електрическите свойства на контакта се определят от отделителната работа на метала $A_м$ и на полупроводника $A_п$, като са възможни два варианта — контактът или има вентилни свойства, или няма такива. Във връзка с това нека припомним, че отделителната работа е онази най-малка енергия, необходима на свободните електрони в дадено вещество да напуснат повърхността му във вакуум. Отделителната работа например на медта е 4,48 eV, на платината — 5,36 eV, на силиция — 4,30 eV, на германия — 4,55 eV и т.н.

Да разгледаме първо случая на контакт между метал и N полупроводник, като предположим, че $A_м > A_п$, т.е. електроните по-лесно могат да напуснат полупроводника отколкото металът. Поради това при образуване на контакт вследствие на топлинното движение започва взаимно проникване на електрони, като в крайна сметка повече електрони преминават от полупроводника към метала. От това металът се наелектризира отрицателно спрямо полупроводника, на границата възникват обемни заряди, вътрешно електрическо поле и определена потенциална разлика с големина

$$\varphi_0 = \frac{A_м - A_п}{q}. \qquad (2.21)$$

Получените явления са подобни на тези при PN прехода, като контактът притежава еднопосочна проводимост в посока метал — полупроводник. Токът през контакта в обратна и права посока при прилагане на външно напрежение може да се изчисли



по познатите формули (2.10) и (2.15). Изправителните свойства на контакта метал — полупроводник са били известни далеч преди да бъде създадена теорията на PN прехода. Още в 1900 г. руският учен А. С. Попов използува кристален детектор, състоящ се от метална игла, допряна до графитна пластина. Подобен кристален детектор (метална игла, допряна до кристал от оловен сулфид PbS) се използуваше от радиолюбителите в детекторните приемници чак до 1955 г., когато за пръв път се появиха на пазара точковите полупроводникови диоди.

Нека сега да разгледаме втори случай на контакт между метал и N полупроводник, но да предположим, че $A_п > A_м$, т.е. свободните електрони по-лесно могат да напуснат метала отколкото полупроводникът. Поради това при образуване на контакт вследствие на топлинното движение започва взаимно проникване на електрони, като в крайна сметка повече електрони преминават от метала към полупроводника. В резултат на това концентрацията на електрони в контактната област на полупроводника нараства и се понижава съпротивлението ѝ. При това положение контактът метал — полупроводник ще има сравнително малко съпротивление и в двете посоки. Така се получава *омически контакт* без изправителни свойства, т.е. контакт с двупосочна проводимост. Той намира широко приложение при запояване на изводите на диодите и транзисторите към полупроводниковите кристали. Например за получаване на омически контакт с P силиций се използува алуминий или сплав от алуминий и силиций, а за получаване на омически контакт с N силиций се използува сплав от сребро и антимон, сребро и фосфор и др.

## 2.7. ВЪЗДЕЙСТВИЕ НА СВЕТЛИНАТА ВЪРХУ ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

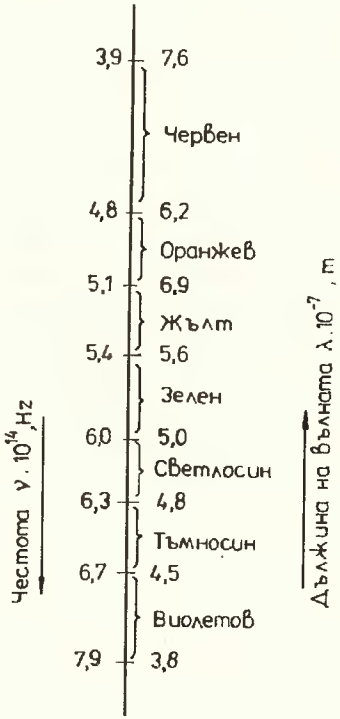
От физиката е известно, че светлината представлява електромагнитно трептение с дължина на вълната $\lambda = 3,8.10^{-7} \div 7,6.10^{-7}$ m. Бялата светлина има сложен състав и е съставена от седем основни цвята, различаващи се по своята дължина на вълната. На фиг. 2.12 са показани дължините на вълните и честотите, съответствуващи на различните цветове. Червеният цвят има най-голяма дължина на вълната (съответно най-малка честота), а виолетовият цвят има най-малка дължина на вълната (съответно най-голяма честота). Над червения цвят се намира областта на *инфрачервените лъчи*, които са невидими за човешкото око. Те се излъчват от нагретите тела и имат подчертано топлинно действие. Под виолетовия цвят се простира областта на *ултравиолетовите лъчи*, които също са невидими за окото. Те имат силно биологично

действие.

Светлината има двойствен характер и в едни случаи тя може да се разглежда като електромагнитни вълни, а в други — като енергийни частици, наречени *фотони*. Енергията $E$, която притежава всеки фотон, зависи от честотата на трептението $\nu$ (т.е. от цвета на светлината) и се определя по формулата

$$E = h\nu, \tag{2.22}$$

където $h = 6,6.10^{-34}$ J.s е константата на Планк. Например фотоните на червения цвят притежават средна енергия $E = 1,8$ eV, а фотоните на виолетовия — 3 eV. Този пример показва, че бялата светлина може да се разглежда като съвкупност от фотони с енергия в посочените граници.




Фиг. 2.12

Нека облъчим пластинка от чист полупроводник със светлина, която има честота $\nu$. Енергията на част от падналите фотони ще се разсее в кристал във вид на топлина, а друга част от фотоните ще предаде енергията си на валентните електрони на полупроводника. Ако енергията на всеки фотон е равна или по-голяма от широчината на забранената зона на полупроводника, валентните електрони се превръщат в свободни електрони, като след тях се пораждат дупки. По такъв начин в чистия полупроводник възникват нови токоносители, наречени *фототоконосители*, а самото явление се нарича *вътрешен фотоефект*. Наличността на нови токоносители подобрява електрическата проводимост на полупроводника, която в този случай се нарича *фотопроводимост*. Различните полупроводници в различна степен изменят проводимостта си при облъчване със светлина, защото тук влияят допълнителни фактори, като например времето на живот на електроните и дупките и т.н. Ако фотоните на падащата светлина имат енергия, по-малка от широчината на забранената зона на полупроводника, фотоефект не се наблюдава. Условието за възникване на вътрешен фотоефект се изразява с неравенството



$$h\nu \geq \Delta W_з, \tag{2.23}$$

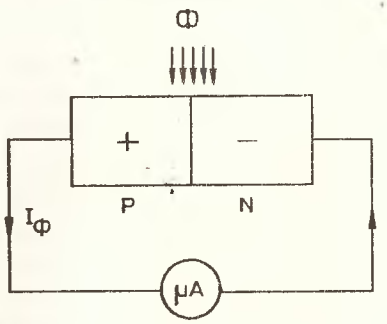
където $\nu$ е честотата на падащата светлина; $\Delta W_з$ — широчината на забранената зона на полупроводника.

По такъв начин всеки чист полупроводник има характерна граница спрямо честотата на падащата светлина, до която не се получава вътрешен фотоефект. Така например от неравенство (2.23) може да се намери, че за получаване на вътрешен фотоефект при германия падащата светлина трябва да има дължина на вълната, по-малка от $18.10^{-7}$ m, т.е. при германия всички цветове на видимата светлина ще предизвикат вътрешен фотоефект.

В практиката по-често се използуват примесни полупроводници, например сулфидите на кадмия, оловото и т.н., в които явленията са аналогични.

Понастоящем вътрешният фотоефект се използува за направа на *фоторезистори*. Характерно за тях е това, че в неосветено състояние съпротивлението им е голямо — например 0,5–1,0 MΩ. След като бъдат осветени, съпротивлението им намалява десетки и стотици пъти в зависимост от интензитета на светлината. При прекратяване на светлината съпротивлението на полупроводника нараства, което се обяснява с намаляване на фототоконосителите вследствие на рекомбинация.

Нека сега разгледаме явленията, които настъпват при осветяване на електронно-дупчестия преход. Ако фотоните на светлината имат енергия, по-голяма от широчината на забранената зона на полупроводника, във всеки един от кристалите се образуват свободни електрони и дупки. Но както се установи (фиг. 2.1 *б*), в областта на прехода съществува вътрешно електрическо поле $E_0$, под чието действие електроните от P кристала навлизат в N кристала, а дупките от N кристала навлизат в P кристала. Това взаимно проникване извършват само онези електрони и дупки, които се намират непосредствено до прехода и не успяват да рекомбинират. По такъв начин облъчването на PN прехода със светлина води до непрекъснато натрупване на електрони в N кристала и на дупки — в P кристала. В резултат на това N кристалът се наелектризира отрицателно, а P кристалът — положително и между тях възниква потенциална разлика $U_ф$. Това натрупване на заряди продължава дотогава, докато вследствие




Фиг. 2.13

на наелектризирането на двата кристала започват да проникват дупки от P в N кристала и на електрони — от N в P кристала, т.е. настъпва динамично равновесие между силите на вътрешното поле, създадено от дифузията и възникналата от светлината потенциална разлика между самите кристали. При това положение, ако свържем двата кристала с проводник (фиг. 2.13), във веригата ще протича електрически ток $I_ф$, пропорционален на светлинния поток Ф. Токът във веригата се поражда от фотоелектродвижещото напрежение, възникнало вследствие на осветяването на PN прехода, а самото явление се нарича *вентилен фотоефект*. Това явление се използува при направата на *вентилни фотоелементи (фотодиоди)*, които превръщат светлинната енергия в електрическа. Използуваният полупроводник е най-често селен или талиев сулфид, а получаваното фотоелектродвижещо напрежение е от порядъка на 0,5 V. Общ недостатък на тези фотоелементи е ниският к.п.д., който е от порядъка на 1 %.

## 2.8. ВЪЗДЕЙСТВИЕ НА КОРПУСКУЛНИ ЧАСТИЦИ ВЪРХУ ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ

Съществуват лъчи, състоящи се от частици, които се движат с големи скорости и притежаващи огромна енергия, наречени *корпускули*. Корпускулен характер имат космичните лъчи, радиоактивните лъчения и др. Във връзка с голямата перспективност на атомната енергия понастоящем се води огромна научноизследователска работа по създаването на практически неизчерпаем и удобен източник на енергия чрез използуване на полупроводници. Във връзка с това нека разгледаме някои основни положения от въздействието на корпускулите върху полупроводниците.

Когато една корпускулна частица попадне в полупроводников кристал, тя губи своята енергия постепенно, като оставя след себе си стотици хиляди свободни електрони и дупки. Например, ако към един PN преход са включени в обратна посока външен източник и микроамперметър, той ще показва само обратния ток на прехода. Облъчим ли PN прехода с $\gamma$-лъчи, концентрацията на електрони и дупки и в двата кристала ще се увеличи. Но, както е известно (фиг. 2.4), вътрешното поле е ускоряващо само за неосновните токоносители и при нарастване на тяхната концентрация обратният ток ще се увеличава. По такъв начин интензитетът на $\gamma$-лъчите може да бъде преценен по отклоненията на микроамперметъра. Въз основа на това явление се изработват различни полупроводникови дозиметри и броячи.

През 1953 г. беше изобретена първата атомна полупроводникова батерия. При нея се използува радиоактивен стронций, който



излъчва бързи електрони и има период на полуразпадане 28 години. Конструкцията на този елемент напомня елементите с вентилен фотоефект (вж. предната точка), само че тук PN преходът се облъчва не със светлинни фотони, а с бързи електрони, всеки един от които може да породи до 200 хиляди двойки електрон — дупка. При силициевите атомни батерии потенциалната разлика на един елемент е 0,2 V, токът при късо съединение е 0,15 A от 1 $m^2$ облъчвана площ, а к.п.д. достига до 10%. Основният недостатък на тези батерии е, че структурата на кристалната решетка на полупроводника се изменя под действието на бързите електрони, а при наличност на дефекти в кристалната решетка се намалява дифузната дължина на частиците и се получава стареене на полупроводниковата атомна батерия.

# 3
# ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДИОДИ

## 3.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Полупроводниковият диод представлява елемент с два извода, в който са използувани свойствата на един PN преход. В зависимост от конструкцията си полупроводниковите диоди се разделят главно на две групи: *точкови и плоскостни.* Освен това диодите се групират от гледна точка на тяхното предназначение (изправителни, детекторни, импулсни, опорни, параметрични, обърнати, светещи); на мощността им (маломощни, средномощни, мощни); на работната им честота (нискочестотни и високочестотни); на използувания полупроводник (силициеви, германиеви, селенови, меднооксидни, галиевоарсенидни) и т.н.

За свойствата и особеностите на полупроводниковите диоди се съди най-вече от тяхната *волт-амперна характеристика*, която изразява зависимостта на тока през диода от приложеното напрежение. Полупроводниковият диод представлява *нелинейно* съпротивление. Това налага да изясним по-подробно понятията линейно и нелинейно съпротивление.

## 3.2. ЛИНЕЙНО И НЕЛИНЕЙНО СЪПРОТИВЛЕНИЕ

Нелинейните съпротивления имат особено голямо значение за цялата електроника. Такива съпротивления са диодите, транзисторите, електронните лампи, бобините със стоманена сърцевина и др. Нелинейните съпротивления усложняват явленията в електронните схеми, но без тях не могат да се осъществят редица основни процеси, като токоизправяне, детекция, модулация, усилване и т.н.

Преди да разгледаме особеностите на линейните и нелинейните съпротивления, нека подчертаем, че строго взето, всички съпротивления са нелинейни, защото с увеличаване на напрежението и тока настъпват допълнителни явления, като загряване, изменение на $\varepsilon_r$ и $\mu_r$ и т.н. В определени граници обаче тези допълнителни явления са слабо изразени и могат да не се вземат под внимание. В такъв случай всички съпротивления могат да се разделят на две големи групи: линейни и нелинейни.

Съгласно закона на Ом токът през едно линейно съпротивление



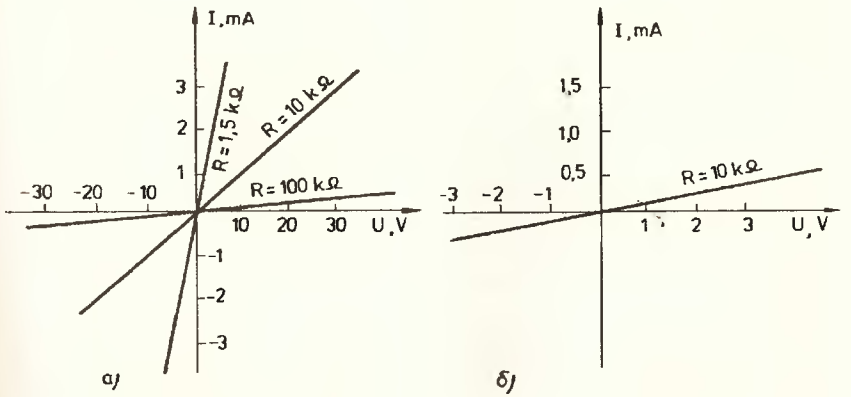
се определя по формулата

$$I = \frac{1}{R}U = GU. \tag{3.1}$$

Физическият смисъл на този закон се състои в това, че протичащият ток е правопропорционален на приложеното напрежение. Тази формула се изразява геометрично чрез *права линия*, минаваща през началото на координатната система, и затова тези съпротивления се наричат линейни. Наклонът на тази права линия зависи от големината на съпротивлението (фиг. 3.1 *а*). Казано по-точно, ъгловият коефициент на правата е равен на проводимостта:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{R} = G. \tag{3.2}$$

Оттук следва, че колкото едно съпротивление е по- голямо, толкова неговата волт-амперна характеристика сключва по-малък ъгъл с абсцисата (виж фиг. 3.1 *а*). Тук искаме да добавим, че ъгълът на наклона зависи и от мащабите, при които са нанесени напрежението и токът. Като пример на фиг. 3.1 *б* е начертана волт-амперната характеристика на съпротивление $R = 10$ kΩ, но тук ъгълът на наклона е друг, защото мащабите на фиг. 3.1 *а* и фиг. 3.1 *б* не са еднакви.

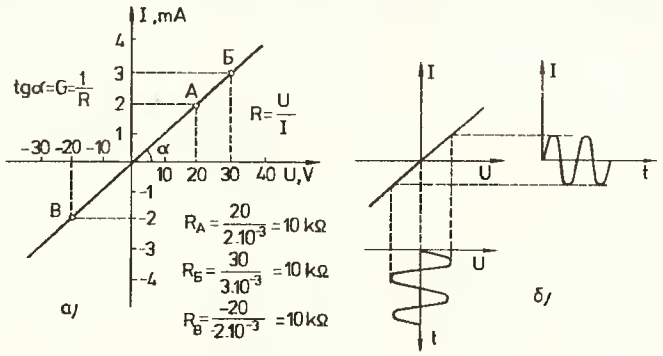



Фиг. 3.1

Най-важната особеност на линейните съпротивления е тази, че **тяхната стойност е постоянна**, т.е. не зависи нито от приложеното напрежение, нито от протичащия ток. Това означава, че

във всички точки от волт-амперната характеристика съпротивлението е едно и също. На фиг. 3.2 *а* това е илюстрирано с един пример.

Втора особеност на линейните съпротивления е тази, че тяхната стойност е една и съща както за постоянен, така и за променлив




Фиг. 3.2

ток. Ако в краищата на едно линейно съпротивление приложим синусоидално напрежение, токът, който ще протече, ще бъде също синусоидален (фиг. 3.2 *б*) и обратно, ако през едно линейно съпротивление протича синусоиден ток, падът на напрежение в двата му края ще е синусоиден.

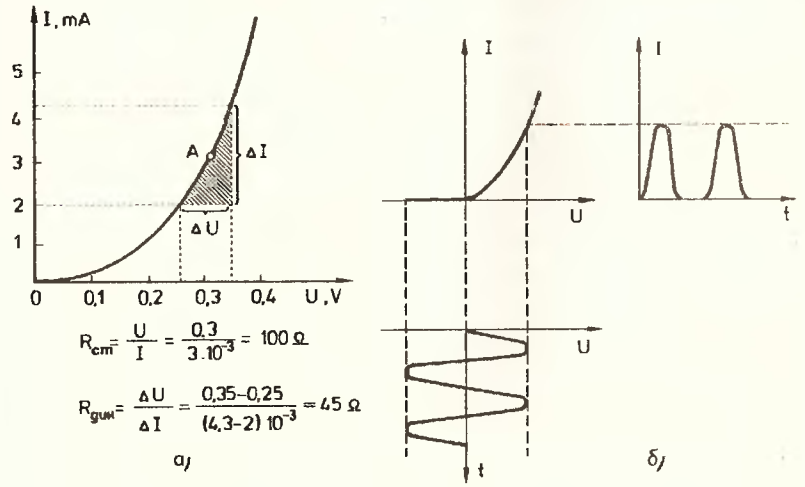
Линейните съпротивления биват *активни* (активно съпротивление имат обикновените резистори, проводниците и др.) и *реактивни* (реактивно съпротивление имат кондензаторите, бобините без загуби и др.). При активните съпротивления електрическата енергия **изцяло се превръща в друг вид енергия** – например топлинна, светлинна, механична и т.н. При реактивните съпротивления се наблюдава *обмен на енергията*, т.е. могат за известно време да запасят в себе си определена енергия, след което я отдават или в генератора, или в някое активно съпротивление. Тук искаме да подчертаем, че кондензаторите и бобините без желязна сърцевина са линейни съпротивления, тъй като протичащият през тях ток е правопропорционален на приложеното напрежение. Тяхното съпротивление обаче е *честотнозависимо* и се дава с известните формули:

$$X_L = \omega L = 2\pi f L \quad \text{и} \quad X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C}. \tag{3.3}$$

Нека да разгледаме нелинейните съпротивления. Тяхната волт-амперна характеристика също минава през началото на координатната система, но не е права линия.



Най-важната особеност на нелинейните съпротивления е тази, че **тяхната стойност не е постоянна величина**, а зависи от приложеното напрежение, съответно от протичащия ток. Ето защо тук се говори не за съпротивление изобщо, а за *съпротивление в*




Фиг. 3.3

*дадена точка* от волт-амперната характеристика, т.е. за съпротивление при определено напрежение и ток.

Друга важна особеност на нелинейните съпротивления е тази, че в дадена точка от волт-амперната характеристика те **имат различни стойности за постоянен и променлив ток**.

Съпротивлението за постоянен ток в дадена точка $A$ от волт-амперната характеристика (фиг. 3.3 *а*) се нарича *статично съпротивление* и се намира по закона на Ом:

$$R_{ст} = \frac{U}{I}. \tag{3.4}$$

Съпротивлението за променлив ток в същата точка $A$ се нарича *динамично (или диференциално) съпротивление* и се намира по формулата

$$R_{дин} = \frac{\Delta U}{\Delta I}, \tag{3.5}$$

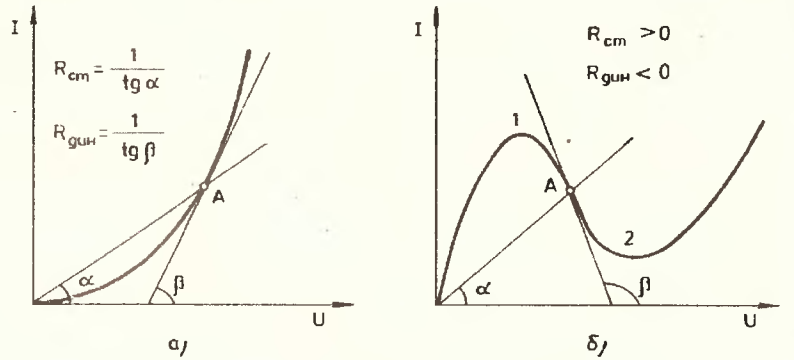
където $\Delta U$ и $\Delta I$ са малки изменения на напрежението и тока около точката $A$.

Ако в краищата на едно нелинейно съпротивление приложим синусоидно напрежение, токът, който ще протече през него, ня-

ма да бъде синусоидален (фиг. 3.3 *б*) и обратно, ако през едно нелинейно съпротивление протича синусоидален ток, падът на напрежение в двата му края няма да бъде синусоидален.

Статичното съпротивление в дадена точка е равно на реципрочната стойност на ъгловия коефициент на правата, съединяваща началото на координатната система и точката (фиг. 3.4 *а*). Динамичното съпротивление в същата точка е равно на реципрочната стойност на ъгловия коефициент на допирателната в същата точка (фиг. 3.4 *а*). Понеже ъглите $\alpha$ и $\beta$ в общия случай не са равни, следва, че статичното и динамичното съпротивление в дадена точка от характеристиката на едно нелинейно съпротивление са различни помежду си.

Между статичното и динамичното съпротивление има и друга принципна разлика, а именно: **статичното съпротивление може да бъде само положителна величина, докато динамичното съпротивление може да бъде както положително, така и отрицателно**. Както ще видим по-нататък, някои нелинейни елементи (например тунелният диод и др.) притежават *падащ участък* в своята волт-амперна характеристика. Той се характеризира с това, че при увеличаване на напрежението токът намалява (например участък *1 – 2* на фиг. 3.4 *б*). Статичното съпротивление в падащия участък е положителна величина, докато динамичното съпротивление в същия участък е отрицателно, защото на положително нарастване $\Delta U$ на напрежението съответствува отрицателно изменение $\Delta I$ на тока (виж формула 3.5). В това можем да се уверим и от фиг. 3.4 *б*, където в падащия участък ъгълът




Фиг. 3.4

$\alpha$ е по-малък от 90° и tg $\alpha$ е положително число, а ъгълът $\beta$ е по-голям от 90° и tg $\beta$ е отрицателно число.

От физическа гледна точка положителното активно съпротивление поглъща електрическата енергия, като я преобразува в други

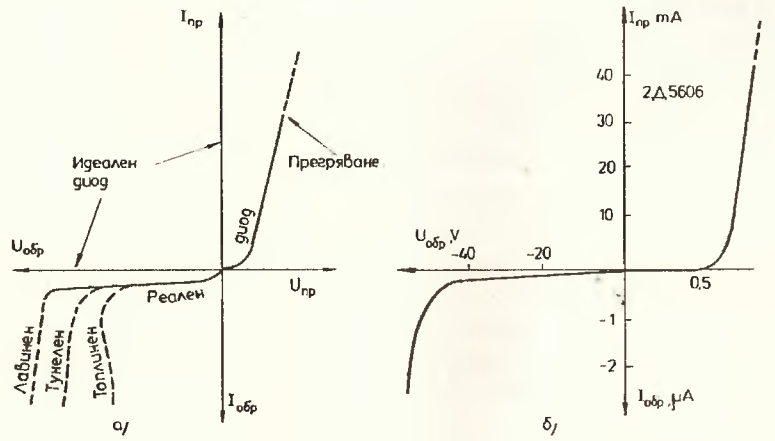


видове енергия. Отрицателното активно съпротивление може да компенсира загубите в една верига, като, разбира се, енергията е за сметка на източника.

## 3.3. ВОЛТ-АМПЕРНА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДИОДИ

Преди да разгледаме волт-амперната характеристика на реалните диоди, нека кажем, че при *идеалния диод* съпротивлението в права посока трябва да е нула, а съпротивлението в обратна посока трябва да е безкрайно голямо. Това отговаря на основното свойство на диода – неговата еднопосочна проводимост (вентилно свойство). На фиг. 3.5 *а* е показана волт-амперната характеристика на идеалния диод.

При *реалните диоди* съпротивлението в права посока е малко, но не е нула. Също така съпротивлението в обратна посока е голямо, но не е безкрайност. На фиг. 3.5 *а* е показана и волт-амперната характеристика на един реален диод, като десният клон съответствува на положителни напрежения и токове, а левият клон – на отрицателни напрежения и токове. Там са отбелязани пречупването, което настъпва при недопустимо голям ток в права посока,




Фиг. 3.5

и пробивите, които настъпват при недопустимо големи обратни напрежения.

Ако пренебрегнем съпротивлението на високоомната база, а също така и съпротивлението на спойките и изводите, волт-амперната характеристика на полупроводниковия диод може да се пред-

стави с познатото уравнение

$$I = I_0\left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1\right), \tag{3.6}$$

където $I_0$ е обратният ток на диода; $e$ – основата на натуралните логаритми; $U$ – приложеното напрежение, което в права посока се взема със знака плюс, а в обратната – със знака минус.

При стайна температура $\varphi_T = 0,025$ V и следователно можем да напишем

$$I = I_0(e^{40U} - 1). \tag{3.7}$$

Тези формули изразяват аналитично волт-амперната характеристика на полупроводниковите диоди и *са едни от най-важните формули в полупроводниковата техника.* Най-важното следствие от тях е това, че в права посока токът през диода нараства извънредно бързо (експоненциално) при увеличаване на напрежението. Ето защо при относително малки напрежения в права посока (ненадвишаващи 1 V) токът през полупроводниковите диоди може да има много голяма стойност (няколко ампера и повече). Това е основно положение в полупроводниковата техника и е добре да се запомни.

И наистина от (3.7) следва, че още при малки положителни напрежения $U$ величината $e^{40U}$ е много по-голяма от единица и можем да напишем $I \approx I_0 e^{40U}$. Например при $U = 0,25$ V се получава $e^{40U} = e^{10} \approx 20\,000$ и следователно $I = 20\,000\ I_0$.

За отрицателни стойности на напрежението $U$ величината $e^{-40U} = \frac{1}{e^{40U}}$ става много по-малка от единица и може да се пренебрегне. Така например при $U = -0,25$ V се получава $e^{-40U} = \frac{1}{e^{10}} \approx 0,00005$ В такъв случай $I \approx I_0$. Следователно за отрицателни стойности на приложеното напрежение токът почти не зависи от приложеното напрежение и е равен на обратния ток $I_0$.

Поради експоненциалното нарастване на тока в права посока понякога е по-удобно напрежението да се представи като функция на тока. В такъв случай (3.6) може да се напише така:

$$U = \varphi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) \tag{3.8}$$

Чрез диференциране на двете страни на този израз по отношение на тока може да се намери следният израз за динамичното съпротивление на диода в права посока:

$$R_{\text{дин}} = \frac{\varphi_T}{I + I_0} \approx \frac{\varphi_T}{I}. \tag{3.9}$$



Понеже при стайна температура $\varphi_T = 0,026$ V, от (3.9) получаваме следната важна за практиката формула:

$$R_{\text{дин}} = \frac{0,026}{I}. \tag{3.10}$$

От тази формула следва, че *динамичното съпротивление в дадена точка от правия склон на волт-амперната характеристика на идеалните диоди зависи само от големината на протичащия ток.*

**Пример 3.1.** Да се намери динамичното съпротивление в права посока на един диод, ако през него протича ток $I = 20\ \mu A$.

След превръщане на тока в основни единици заместваме в (3.10):

$$R_{\text{дин}} = \frac{0,026}{I} = \frac{0,026\ \text{V}}{0,000020\ \text{A}} = 1300\ \Omega.$$

Нека да разгледаме волт-амперната характеристика на един конкретен полупроводников диод – например българския маломощен импулсен силициев диод 2Д5606 (фиг. 3.5 *б*). Виждаме, че при малки напрежения в права посока токът през диода нараства бавно и едва при напрежения над 0,5 V се увеличава бързо. В резултат на това характеристиката има "коляно", което за силициевите диоди е около 0,5–0,6 V, а за германиевите – около 0,2–0,3 V. Физически неговото съществуване е свързано с анулирането на потенциалната бариера в прехода. По-нататък при увеличаване на напрежението в права посока токът през диода нараства рязко. Токът в права посока на може да бъде неограничено голям и има някаква максимално допустима стойност. Всеки диод може да пропуска в права посока точно определен ток, при надвишаване на който настъпва недопустимо загряване и евентуална повреда на прехода. От фиг. 3.5 *б* се вижда, че при диода 2Д5606 максималната стойност на тока в права посока е около 45 mA, при което падът на напрежението в двата края на диода е около 0,8 V.

Сега да разгледаме лявата част от волт-амперната характеристика на същия диод (фиг. 3.5 *б*), която съответствува на обратно включване на източника спрямо диода. Обръщаме внимание, че най-често мащабите на обратното напрежение и на обратния ток при графичното представяне на волт-амперната характеристика не са същите както при право включване, защото обратното напрежение не е вече части от волта, а няколко десетки и стотици волтове, а токът в обратна посока е изобщо твърде малък. Разликата в мащабите е много важна и трябва да се има предвид при ползуване на справочниците!

От фиг. 3.5 *б* се вижда, че при увеличаване на обратното напрежение до около 40 V (т.нар. максимално обратно напрежение) обратният ток $I_0$ е твърде малък – например 0,1 $\mu$A, и почти не зависи от приложеното напрежение (вж.т.2.2). При увеличаване на

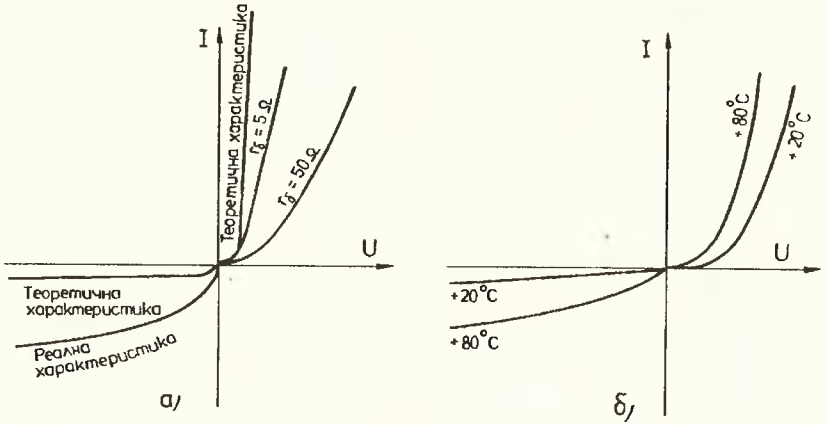
външното напрежение над 40 V обратният ток започва да нараства и при напрежение около 50 V (т.нар. пробивно напрежение) настъпва пробив.

Волт-амперната характеристика на *реалния* полупроводников диод в известна степен се отличава от теоретично изведената формула (3.6). Причините за това са следните. В правия клон на характеристиката върху зависимостта влияе съпротивлението на високоомната база и в по-малка степен съпротивлението на спойките и изводите. Нека това сумарно съпротивление отбележим с $r_б$. При диодите с по-голяма площ на прехода то има стойност 1 – 10 Ω и може да се пренебрегне. Обаче при някои диоди (например точковите) това съпротивление има стойност 30 – 100 Ω и не може да се пренебрегне. В този случай волт-амперната характеристика на реалния диод се дава с формулата

$$I = I_0\left(e^{\frac{U - Ir_б}{\varphi_T}} - 1\right). \tag{3.11}$$

Влиянието на члена $Ir_б$ е такова, че **намалява стръмността на правия клон от характеристиката**, и то толкова повече, колкото е по-голямо съпротивлението $r_б$ (фиг. 3.6 *а*).

Нека сега да разгледаме обратния клон от волт-амперната характеристика на реалните диоди. Практиката показва, че обратният ток $I_{обр}$ е по-голям от обратния (топлинния) ток $I_0$ на идеал-




Фиг. 3.6

ния PN преход и освен това расте при увеличаване на обратното напрежение (фиг. 3.6 *а*). Също така обратният ток на реалните диоди твърде силно нараства при увеличаване на температурата, което влошава тяхната еднопосочна проводимост (фиг. 3.6 *б*).



Въпросът с обратния ток на реалния PN преход е твърде важен не само за диодите, но и за транзисторите. Затова на него ще се спрем по-подробно.

## 3.4. ОБРАТЕН ТОК НА РЕАЛНИЯ PN ПРЕХОД

Изследванията показват, че обратният ток на PN преход се състои от следните три съставки:

$$I_{обр} = I_0 + I_G + I_{ут}, \tag{3.12}$$

където $I_0$ е топлинният ток; $I_G$ — токът на термогенерацията; $I_{ут}$ — токът на утечката.

Нека разгледаме по-подробно тези три съставки. Напомняме, че базата е по-високоомната област на прехода, в която се инжектират неосновни токоносители.

***Топлинен ток $I_0$.*** Вече знаем, че топлинният ток не зависи от напрежението. За неговата стойност при несиметричен преход се извежда изразът

$$I_0 = \frac{qSD_p p_n}{L_p \operatorname{th}\left(\frac{w}{L_p}\right)}, \tag{3.13}$$

където $q$ е товарът на електрона; $S$ — площта на прехода; $D_p$ — коефициентът на дифузия на дупките в базата; $p_n$ — концентрацията на дупките в базата; $L_p$ — дифузната дължина на дупките в базата; $w$ — широчината на базата.

Когато $w \ll L_p$ (така е например при транзисторите), $\operatorname{th}\left(\frac{w}{L_p}\right) \approx \frac{w}{L_p}$ и за топлинния ток можем да напишем

$$I_0 = \frac{qSD_p p_n}{w}. \tag{3.14}$$

Виждаме, че топлинният ток зависи главно от площта на прехода, от концентрацията на дупките в базата и от широчината на базата. Очевидно прехода с голяма площ (например при мощни транзистори) и тясна база ще има голям топлинен ток. За изясняване влиянието на концентрацията $p_n$ нека припомним, че от (1.25) можем да напишем $p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$, т.е. концентрацията $p_n$ е пропорционална на квадрата на собствената концентрация. Оттук се получава важният извод: при равни други условия **топлинният ток на силициевите преходи е около $10^6$ пъти по-малък от този на германиевите.**

От (3.14) може да се направи друг извод, който е твърде важен: за получаване на малък топлинен ток е нужно да се намали както

площта на прехода $S$, така и концентрацията $p_n$ на неосновните токоносители в базата. Но съгласно закона за действуващите маси намаляването на $p_n$ води до съответно увеличаване на $n_n$, т.е базата трябва да е нискоомна, а това би довело до тесен преход и ниски пробивни напрежения. Това показва, че изискванията към преходите в редица случаи са противоречиви.

Нека сега да разгледаме влиянието на температурата върху топлинния ток. Понеже собствената концентрация $n_i$ нараства експоненциално при увеличаване на температурата, топлинният ток също нараства експоненциално при увеличаване на температурата:

$$I_{0T} = I_{0300} e^{a\Delta T}, \qquad (3.15)$$

където $I_{0T}$ е токът при температура $T$; $I_{0300}$ — топлинният ток при стайна температура (300 K); $e$ — основата на натуралните логаритми; $\Delta T = T - 300$ — температурната разлика между температурата на прехода и стайната температура; $a$ — коефициент със стойност при силиция $0,13°C^{-1}$, а при германия $0,09°C^{-1}$.

От стойностите на $a$ следва, че топлинният ток на силициевите преходи при нарастване на температурата се увеличава по-бързо отколкото топлинният ток на германиевите преходи, но поради неговата нищожна първоначална стойност дори при значителни работни температури (например $100 - 120°C$) той е далеч по-малък от топлинния ток на германиевите преходи.

***Ток на термогенерацията $I_G$.*** Понеже широчината на обедняната област (базата) е относително малка, при разглеждане на идеалния PN преход не се вземаха под внимание породените от топлината токоносители в нея. При реалния преход това не бива да се пренебрегва, още повече че прилаганите обратни напрежения разширяват прехода и респективно нараства обемът на обедняната зона. Породените от топлината двойки електрон — дупка са увлечени от полето в прехода и така се образува токът на термогенерацията $I_G$. Доказва се, че при несиметричен преход ($N_a \gg N_d$) токът на термогенерацията се дава с израза

$$I_G = \frac{qSdn_i}{\tau}, \qquad (3.16)$$

където $q$ е товарът на електрона; $S$ — площта на прехода; $d$ — широчината на прехода; $n_i$ — собствената концентрация на дупки в базата; $\tau$ — сумарното време на живот на токоносителите.

Оттук следва, че токът на термогенерацията зависи най-вече от площта на прехода $S$, широчината $d$ на прехода и собствената концентрация $n_i$. Понеже $d$ зависи от приложеното обратно напрежение (2.9), токът на термогенерацията расте с увеличаване на обратното напрежение според закона

$$I_G = k\sqrt{U}, \qquad (3.17)$$



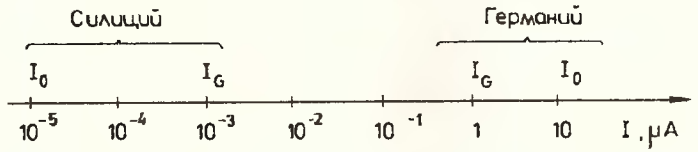
където $k$ е една константа; $U$ — големината на обратното напрежение.

От (3.16) се вижда, че токът на термогенерацията е пропорционален на собствената концентрация $n_i$ на полупроводника. Тя от своя страна при силиция е около $10^3$ пъти по-малка от тази на германия (1.16). Оттук се получава важният извод: при равни други условия токът на термогенерацията при силициевите преходи е около $10^3$ пъти по-малък от този на германиевите. Понеже $n_i$ расте експоненциално с увеличаване на температурата, токът на термогенерацията също ще расте експоненциално с повишаване на температурата:

$$I_{GT} = I_{G300} e^{b\Delta T}, \qquad (3.18)$$

където $I_{GT}$ е токът при температура $T$; $I_{G300}$ — токът на термогенерацията при стайна температура (300 K); $e$ — основата на натуралните логаритми; $\Delta T = T - 300$ — температурната разлика; $b$ — коефициент със стойност при силиция $0,07°C^{-1}$, а при германия $0,05°C^{-1}$. Оттук се вижда, че при нарастване на температурата токът на термогенерацията на силициевите преходи също се увеличава по-бързо отколкото при германиевите преходи, но поради неговата малка първоначална стойност дори при незначителни работни температури (например $100 - 120°C$) той е далеч по-малък от токът на термогенерацията на германиевите преходи.

***Ток на утечката $I_{ут}$.*** Той се обуславя от повърхностното състояние на кристалите и от редица други явления, като адсорбция на различни вещества, замърсявания на повърхността им и т.н. Един от начините за намаляване на този ток е чистотата в технологията, херметичното затваряне на елементите и др. Токът на утечката слабо зависи от температурата, но нараства почти линейно при увеличаване на обратното напрежение. Важна негова особеност е това, че той е нестабилен във времето, което води до т.нар. "пълзене" на тока. В крайна сметка токът на утечка-




Фиг. 3.7

та зависи от технологичните условия на производство, като при добрите елементи той е съизмерим с $I_0$ и $I_G$, а в някои случаи (например при силициевите преходи) той може да бъде по-голям от тях и изцяло да определя $I_{обр}$ на прехода.

В заключение нека сравним обратните токове на реалните силициеви и германиеви преходи. За целта на фиг. 3.7 е даден типичен пример при стайна температура. Топлинният ток на германиевия преход е $I_{0(\mathrm{Ge})} = 10\ \mu\mathrm{A}$, а токът на термогенерацията $I_{G(\mathrm{Ge})} = 1\ \mu\mathrm{A}$. При равни други условия топлинният ток на силициевия преход е $I_{0(\mathrm{Si})} = 10^{-5}\ \mu\mathrm{A}$, а токът на термогенерацията $I_{G(\mathrm{Si})} = 10^{-3}\ \mu\mathrm{A}$. Оттук може да се направи следният важен извод, валиден при нормални работни температури: обратният ток на силициевите преходи се обуславя главно от тока на термогенерацията, който е около 100 пъти по-голям от топлинния ток, докато обратният ток на германиевите преходи се обуславя главно от топлинния ток, който е около 10 пъти по-голям от тока на термогенерацията (фиг. 3.7). Това може да се представи така:

$$\begin{aligned} &\text{— при силиция} \quad I_{\mathrm{обр}} \approx I_G + I_{\mathrm{ут}}; \\ &\text{— при германия} \quad I_{\mathrm{обр}} \approx I_0 + I_{\mathrm{ут}}. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Понеже утечният ток се изменя в широки граници, в редица случаи се налага индивидуален подбор на всеки използуван от нас диод и транзистор. Практиката показва, че **обратният ток $I_{\mathrm{обр}}$ на силициевите диоди и транзистори е средно 100–1000 пъти по-малък от този на германиевите** и в това се състои едно от основните предимства на силиция.

Що се отнася до влиянието на температурата върху обратния ток на реалните преходи, при ориентировъчни оценки може да се използува следното правило, валидно както за силициеви, така и за германиеви преходи: **при повишаване на температурата на всеки 10° обратният ток на прехода се удвоява.**

**Пример 3.2.** При температура $t = 20°$ С обратните токове на един силициев и един германиев преход са съответно $I_{\mathrm{обр}} = 0,05\ \mu\mathrm{A}$ и $I_{\mathrm{обр}} = 10\ \mu\mathrm{A}$. Да се намери тяхното нарастване при повишаване на температурата на преходите до 100° С.

Като се използува ориентировъчното правило, се получават резултати, които са дадени в табл. 3.1.

**Таблица 3.1**

| $t°$, С | $I_{\mathrm{обр}}$, $\mu$A | |
|---|---|---|
| | Si | Ge |
| 20 | 0,05 | 10 |
| 30 | 0,10 | 20 |
| 40 | 0,20 | 40 |
| 50 | 0,40 | 80 |
| 60 | 0,80 | 160 |
| 70 | 1,60 | 320 |
| 80 | 3,20 | 640 |
| 90 | 6,40 | 1280 |
| 100 | 12,80 | 2560 |



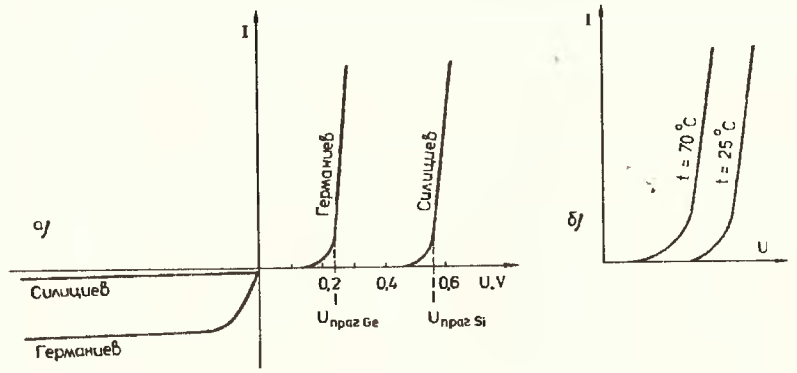
Резултатите от този пример красноречиво показват извънредно силното влияние на температурата върху обратния ток и оттам предимствата на силиция пред германия.

## 3.5. СИЛИЦИЕВИ И ГЕРМАНИЕВИ ДИОДИ

Както вече се спомена, още преди три десетилетия беше изяснено, че силициевите полупроводникови елементи имат редица предимства пред германиевите. Но поради по-евтината технология отначало се започна с производството на германиеви прибори. Днес тези технологични трудности са преодолени и германиевите прибори отстъпиха на силициевите. Независимо от това обаче редица германиеви прибори са на експлоатация в голям брой устройства и апаратури. Следователно те ще продължават да се използуват, а при повреда — да се заменят с други такива. Това налага да се знаят особеностите не само на силициевите, но и на германиевите диоди.

По своите свойства германиевите и силициевите диоди са сходни и волт-амперната им характеристика се дава с познатата формула (3.11). Едновременно с това обаче между тях съществуват и някои различия. Сходствата и различията могат да се резюмират така:

**1.** Обратният ток $I_{\mathrm{обр}}$ на силициевите диоди (при равни други условия) е около 100–1000 пъти по-малък от обратния ток на германиевите диоди (фиг. 3.8 *а*). Причината за това е по-голямата



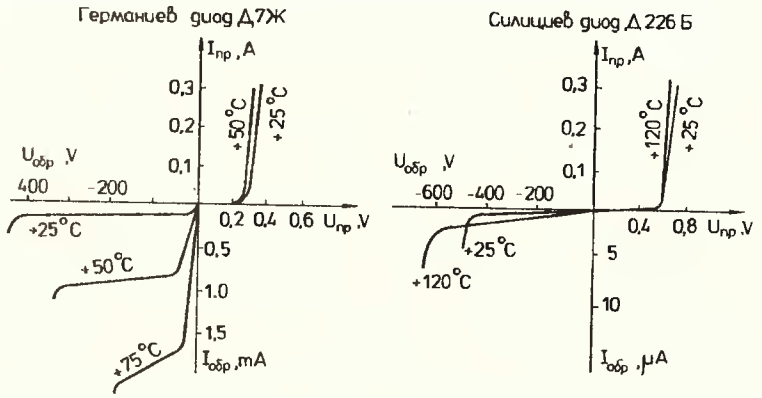

Фиг. 3.8

широчина на забранената зона в силиция (1,12 eV) отколкото в германия (0,72 eV), в резултат на което концентрацията на неосновни токоносители в силиция е далеч по-малка (около 1000 пъти) от тази при германия.

Както ще се убедим по-нататък, обратният ток $I_{обр}$ е един от най-важните параметри на полупроводниковите диоди. Затова той се дава в справочниците, където се отбелязва $I_{обр}$ или $I_R$.

**2.** Отпушването на германиевите диоди започва при около 0,1 V, като при 0,3–0,4 V те са вече напълно отпушени. При силициевите диоди отпушването започва при около 0,4 V, като при 0,7–0,8 V те са напълно отпушени (фиг. 3.8 *а*). Напрежението, съответстващо на допирателната към правия клон на характеристиката, се нарича *прагово напрежение* на диода. То се означава с $U_{праг}$ и е близко по стойност с параметъра $U_F$ (вж.т. 3.9).

Причината, поради която силициевите диоди се отпушват по-рано при почти двойно по-високо напрежение, е същата както споменатата по-горе, т.е. стойността на обратния ток. И наистина, понеже при силиция $I_{обр}$ е по-малък, за да получим същия ток както при германия, трябва напрежението $U$ (3.11) да е по-голямо. Обръщаме специално внимание върху факта, че в различните електронни схеми (включително и в токоизправителните) напрежението, действуващо върху диодите в *права посока*, не може да бъде много голямо (при мощните германиеви диоди $U_F = 0,5 \div 0,6$ V, а при мощните силициеви $U_F = 1,2 \div 1,5$ V). Това е така, понеже при нарастване на напрежението съпротивлението им силно намалява и протичащият ток става недопустимо голям. Например при напрежение в права посока 0,7 V съпротивлението на средномощния силициев диод КД2002 е 1 Ω и протичащият ток




Фиг. 3.9

е 0,2 А. При напрежение 0,9 V съпротивлението на същия диод става 0,06 Ω и протичащият ток е 8 А.

**3.** Температурата влияе върху правия клон на характеристиките на силициевите и германиевите диоди, като при нейното нарастване те се отместват наляво (фиг. 3.8 *б* и фиг. 3.9). В резултат на това при увеличаване на температурата тяхното постояннотоково съпротивление в права посока намалява, понеже за получаване на даден ток е необходимо по-малко напрежение. Това отместване на правите характеристики е едно и също при германиевите и силициевите диоди и е равно на около 2 mV/° C. Тази величина се нарича още *температурен коефициент на отместване на праговото напрежение на диодите* (съкратено $TKU_{праг}$). Тя е отрицателна, понеже с увеличаване на температурата праговото напрежение намалява. (Вж. повече подробности в т. 3.13.)

**4.** Температурата влияе върху обратния клон на характеристиките на силициевите и германиевите диоди по един и същи начин, а именно: с увеличаване на температурата съпротивлението им в обратна посока намалява, защото нараства $I_{обр}$ (вж. фиг. 3.9 *а* и *б*).

**5.** При по-високи температури пробивът при средномощните германиеви диоди настъпва при по-ниски напрежения (вж. фиг. 3.9 *а*). Причината за това е, че пробивите при тези диоди като правило са топлинни поради значителните стойности на $I_{обр}$, който загрява прехода.

**6.** С увеличаване на температурата пробивът при средномощните силициеви диоди настъпва при по-високи напрежения (вж. фиг. 3.9 *б*) и това е още едно предимство на силиция. Причината за това е следната. При средномощните силициеви диоди пробивите като правило са лавинни, защото $I_{обр}$ е малък и основна роля тук играе ударната йонизация в прехода. А известно е, че тя настъпва, когато има условия за ускоряване на частиците с оглед те да придобият значителни скорости. При повишаване на температурата хаотичните движения влошават условията за ускоряване на частиците и това намалява средната дължина на техния пробег. По такъв начин при увеличаване на температурата по-трудно възниква ударна йонизация, т.е. пробивът ще настъпи при по-високи температури.

**7.** При равни други условия пробивните напрежения на средномощните силициеви диоди са по-високи от тези на германиевите (вж. формула 2.20). Причината за това е по-малката концентрация на неосновни токоносители при силиция отколкото при германия. Сега се произвеждат силициеви диоди с пробивни напрежения 1000 и повече волтове.

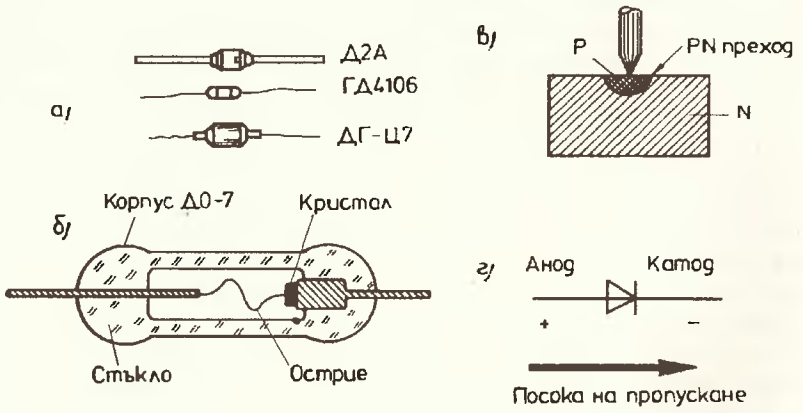
**8.** Максималната работна температура на силициевите преходи е 120–150°C (за някои преходи тя е 200°C), а максималната работна температура на германиевите преходи е 70–90°C. Причината за това е по-голямата широчина на забранената зона при силиция. Нека да добавим, че при температури, по-високи от посочените,

концентрацията на неосновни токоносители нараства толкова, че рязко се влошават вентилните свойства на прехода. Минималната работна температура на силициевите и германиевите преходи е минус 60–70°C. Тази граница се определя от изискването донорните и акцепторните примеси да бъдат напълно йонизирани (вж. т. 1.12), което при по-ниски температури вече не се изпълнява.

## 3.6. ТОЧКОВИ ДИОДИ

***Общи сведения.*** Точковите диоди (германиеви и силициеви) бяха първите полупроводникови диоди, произвеждани серийно. Днес те рядко се произвеждат, тъй като са заменени от силициевите импулсни диоди, които са значително по-евтини (вж. по-нататък). Независимо от това една част от тях е все още в експлоатация и това налага тяхното разглеждане.

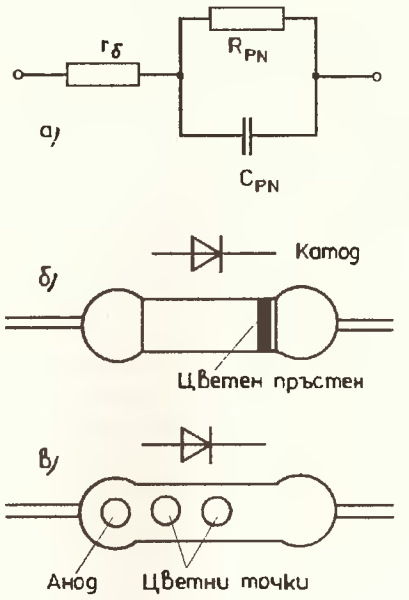
Точковите диоди са маломощни елементи с универсално приложение. Наименованието им произлиза от технологията на производството. Те представляват тънко волфрамово острие, запоено към германиев (или силициев) кристал с N проводимост (фиг. 3.10 *а,б*). Цялата система е затворена херметично в стъклен корпус за предпазване от различни атмосферни влияния.




Фиг. 3.10

При направата на германиеви точкови диоди се използува високоомен N германий със специфично съпротивление $\rho = 10 \div 30\ \Omega.\text{cm}$. Полученият монокристал се нарязва на малки пластинки, които се шлифоват, полират и почистват. Острието се запоява към пластината чрез токов импулс от порядъка на 1 A. Под действие на топлината около острието се образува пласт с P проводимост (фиг. 3.10 *в*), а между нея и кристала се оформя полусферичен PN преход. При това "формиране" на диодите голямо значение оказва химическият състав на острието, което понякога се покрива предварително с индий, който проявява акцепторни свойства. По такъв начин точковите диоди пропускат тока в посока *от острието към кристала* (фиг. 3.10 *г*). Нека отбележим, че в резултат на историческата традиция, останала от времето на електронните лампи, електродът, който при право включване има по-висок потенциал, се нарича анод, а другият електрод — катод.

Главна особеност на всички точкови диоди е малката площ на PN прехода, която е от порядъка на 20 $\mu\text{m}^2$. Поради това мощността, разсейвана в прехода, не надвишава 15–20 mW, а токовете в права посока не са по-големи от 30–50 mA. Малката площ на прехода определя и малък собствен капацитет на точковия диод, който възлиза на части от pF. Колкото капацитетът на прехода е по-малък, толкова при по-високи честоти може да работи диодът. Малкият собствен капацитет е особено важен параметър при импулсните диоди, които представляват точкови диоди, предназначени за работа в бързодействуващи импулсни устройства. При направа на такива диоди се използува полупроводник, чиито основни токоносители имат малко време на живот.




Фиг. 3.11

На фиг. 3.11 е дадена опростена еквивалентна схема на точков диод. Съпротивлението $r_б$ отразява активното (омичното) съпротивление както на изводите на диода, така и на полупроводника, което в областта на контактуването е значително, защото там токовите линии са твърде нагъсто. При различните точкови диоди стойността на $r_б$ е най-често от 5 до 500 Ω. От практическа гледна точка съпротивлението $r_б$ е важно, защото определя минималното съпротивление на точковия диод в права посока. Един от начините за намаляване стойността на $r_б$ е използуването на полупроводник с малко специфично съпротивление. Но това от своя страна во-

ди до образуването на преход с малка широчина (2.4), а теснинят преход има ниско пробивно напрежение и по-голям капацитет.

Съпротивлението $R_{PN}$ отразява съпротивлението на PN прехода. Както знаем, това съпротивление в права посока е 5–500 Ω, а в обратна посока — от 100 kΩ до 10 MΩ.

Кондензаторът $C_{PN}$ отразява не само капацитета на PN прехода, който зависи от приложеното напрежение (2.17), но и паразитния капацитет на изводите. При точкови диоди стойността на $C_{PN}$ е изобщо малка и представлява части от pF.

***Параметри.*** Най-важните параметри на точковите диоди с приетите у нас техни означения са следните:

**1.** *Максимално обратно напрежение* $U_{\text{обр}_{\max}}$ ($U_{R_{\max}}$). Това е най-голямото постоянно напрежение, което е допустимо да се прилага в обратна посока продължително време, без да се повреди диодът.

**2.** *Максимално импулсно обратно напрежение* $U_{\text{обр и}_{\max}}$ ($U_{RM_{\max}}$). Това е най-голямата върхова стойност на импулсното напрежение, което е допустимо да се прилага в обратна посока при зададена продължителност и коефициент на запълване на импулсите.

**3.** *Максимален ток в права посока* $I_{\text{пр}_{\max}}$ ($I_{F_{\max}}$). Това е най-големият постоянен ток, който е допустимо да протича в права посока през диода продължително време, без да се повреди той.

**4.** *Максимален импулсен ток в права посока* $I_{\text{пр и}_{\max}}$ ($I_{FM_{\max}}$). Това е най-голямата върхова стойност на импулсния ток, който е допустимо да протича в права посока при зададена продължителност и коефициент на запълване на импулсите.

**5.** *Допустим среден изправен ток* $I_{\text{ср}_{\max}}$ ($I_{0_{\max}}$). Това е най-голямата средна стойност (за един период) на изправения ток, която е допустимо да протича през диода продължително време.

**6.** *Пад на напрежението върху диода в права посока* $U_{\text{пр}}$ ($U_F$). Това е падът на напрежението между двата извода на диода, когато в права посока през него протича ток с определена стойност (например $I_{\text{пр}_{\max}}$).

**7.** *Обратен ток* $I_{\text{обр}}$ ($I_R$). Това е обратният ток през диода при дадено обратно напрежение (например $U_{\text{обр}_{\max}}$).

**8.** *Пробивно напрежение* $U_{\text{проб}}$. Това е напрежението в обратна посока, при което настъпва пробив в диода.

**9.** *Динамично (диференциално)* съпротивление на диода $R_{\text{дин}}$ ($r_d$). Това е променливотоковото съпротивление на диода в права посока, отнасящо се за определена работна точка.

**10.** *Собствен капацитет на диода* $C_{\text{д}}$ ($C_{tot}$). Обикновено той се дава при определено обратно напрежение.

**11.** *Време за установяване на напрежението в права посока* $t_{\text{уст}}$ ($t_{fr}$) *и време за възстановяване на обратното съпротивление* $t_{\text{възст}}$ ($t_{rr}$).Това са импулсни параметри на точковите диоди (вж.т.3.7).



Изброените параметри се дават в справочниците за температура 25°C. При по-високи температури те имат други стойности, като максималното обратно напрежение и допустимият среден изправен ток са по-малки. Каталожните данни обикновено служат за гаранция, че всеки диод от даден тип има параметри, не по-лоши от посочените, или, което е все едно, че голям процент от диодите имат по-добри параметри от посочените в каталозите.

У нас дълго време се произвеждаха точкови диоди с разгледаната конструкция (фиг. 3.10 *б*). Това са германиевите диоди ГД4104 — ГД4115. Те бяха предназначени за амплитудна детекция, честотна детекция, за импулсни схеми, за превключващи устройства и т.н. Типът на тези диоди се означава кодирано с един или два цветни пръстена, нанесени върху стъклен корпус откъм страната на катода (фиг. 3.11 *б*).

В табл. 3.2 са дадени цветните означения и някои параметри на българските германиеви точкови диоди.

**Таблица 3.2**

| Тип на диода | | Цветно означение | Максимално обратно напрежение $U_{\text{обр max}}$ ($U_{R\max}$), V | Обратен ток $I_{\text{обр}}(I_R)$, μA | Допустим среден изправен ток $I_{\text{ср max}}$ ($I_{0\max}$), mA |
|---|---|---|---|---|---|
| ново означение | старо означение | | | | |
| ГД4104 | SFD 104 | оранжев | 25 | 65 при 20 V | 40 |
| ГД4106 | SFD 106 | сив | 25 | 12 при 10 V | 30 |
| ГД4107 | SFD 107 | жълт | 10 | 5 при 5 V | 20 |
| ГД4108 | SFD 108 | жълт оранжев | 100 | 20 при 50 V | 30 |
| ГД4110 | SFD 110 | син оранжев | 45 | 50 при 30 V | 30 |
| ГД4111 | SFD 111 | червен бял | 25 | 13 при 15 V | 30 |
| ГД4112 | SFD 112 | оранжев зелен | 24 | 5 при 5 V | 20 |
| ГД4115 | SFD 115 | червен сив | 45 | 50 при 30 V | 30 |

**Таблица 3.3**

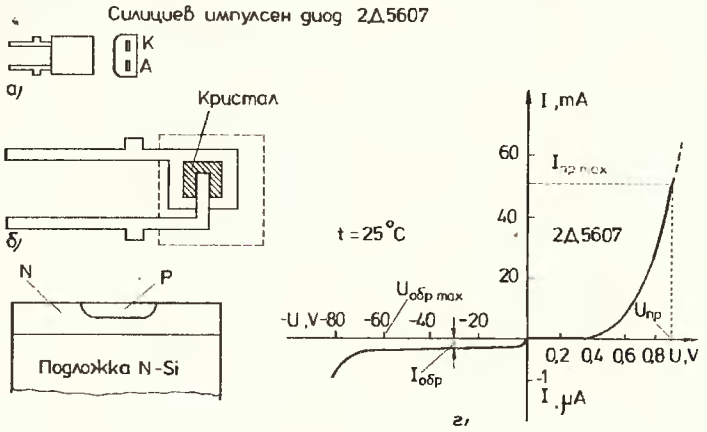
| Тип на диода | Цвят на точките | Брой на точките | Тип на диода | Цвят на точките | Брой на точките |
|---|---|---|---|---|---|
| Д9А | няма точка | — | Д9Ж | зелен | 1 |
| Д9Б | червен | 1 | Д9И | жълт | 2 |
| Д9В | оранжев | 1 | Д9К | бял | 2 |
| Д9Г | жълт | 1 | Д9Л | зелен | 2 |
| Д9Д | бял | 1 | Д9М | син | 2 |
| Д9Е | син | 1 | | | |

За означаване типа на диодите се използуват и други цветни кодове. Така например диодите Д9А — Д9М са покрити с устойчив лак, като близо до анода е нанесена червена точка (фиг. 3.11 *в*). Освен това върху корпуса им са нанесени още една или две цветни точки, които съответствуват на типа на диода. В табл. 3.3 е дадена цветната маркировка на тези диоди.

## 3.7. ИМПУЛСНИ ДИОДИ

Разгледаните точкови диоди имат малък собствен капацитет, но въпреки това с тях трудно може да се постигне време на превключване под 1 $\mu$s. През последните години изчислителната и импулсната техника се развиха извънредно много и това наложи конструирането на маломощни бързодействуващи импулсни диоди. Тяхната най-важна особеност е, че времетраенето на преходните процеси е много намалено.

На фиг. 3.12 *а* е показан външният вид на българския силициев импулсен диод 2Д5607. Той се изработва по планарно-епитаксиалната технология (вж. по-нататък). В конструктивно отношение той представлява малък силициев кристал, в повърхността на който е формиран PN преход (фиг. 3.12 *б, в*). Всичко това е запресувано в пластмасов корпус за предпазване от атмосферните влияния.

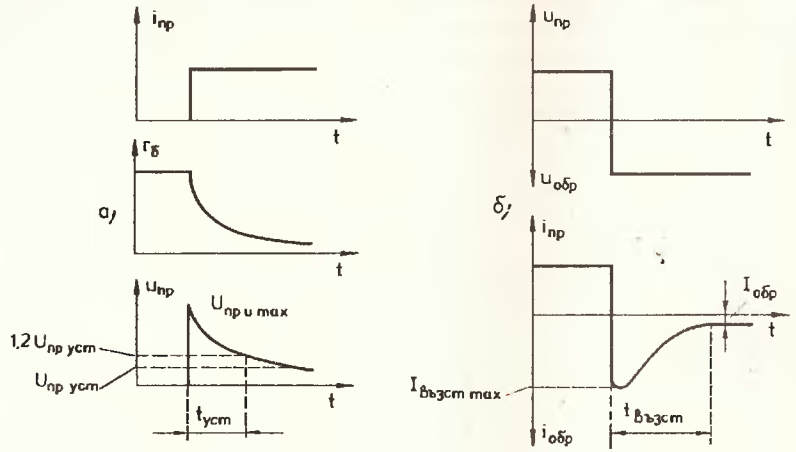



Фиг. 3.12

На фиг. 3.12 *г* е дадена волт-амперната характеристика на същия диод при $t = 25°C$. От нея може да се отчете, че максималният ток през диода в права посока е $I_{пр_{max}} = 50$ mA при пад на напрежението $U_{пр} = 0,9$ V. Също така максималното обратно напрежение е $U_{обр_{max}} = -60$ V, при което протича обратен ток $I_{обр} < 1$ $\mu$A.

Наред с изброените основни параметри на точковите диоди — максимално обратно напрежение $U_{обр_{max}}$ ($U_{R_{max}}$), среден изправен ток $I_{ср_{max}}$ ($I_{0_{max}}$), пад на напрежението в права посока $U_{пр}$ ($U_F$), който поради наличност на преходни процеси тук бележим $U_{пр\,уст}$, собствен капацитет $C_д$ ($C_{tot}$), за импулсните диоди са характерни и *следните параметри:*

1. *Време за установяване* $t_{уст}$ ($t_{fr}$). Знаем, че базата е по-високоомна от емитера, т.е. в стационарно състояние съпротивлението на базата е значително. При подаване на напрежение в права посока (нека източникът на импулсно напрежение да бъде генератор на ток, т.е. $R_{i\,ген} \gg R_{д\,пр}$) започва инжекция на дупки от емитера в базата. В началото на инжекцията съпротивлението на базата $r_б$ е значително и намалява с течение на времето поради нарастване на концентрацията на токоносителите (фиг. 3.13 *а*). Намаляването на съпротивлението трае дотогава, докато цялата база се заеме от неосновните токоносители, след което стационарното протичане на ток продължава при намалено съпротивление на базата. В първия момент напрежението върху диода е $U_{пр\,и_{max}}$, след което намаляването на съпротивлението на базата води и до съответно намаляване на напрежението върху диода в права посока, което след известно време достига своята установена стой-




Фиг. 3.13

ност $U_{пр\,уст}$. Интервалът от време от момента на включване до момента, в който напрежението в права посока намалява до 1,2 пъти от своята установена стойност $U_{пр\,уст}$, се нарича *време на установяване на напрежението в права посока* $t_{уст}$. Това е един

от основните параметри на импулсните диоди. Колкото $t_{уст}$ е по-малко, толкова диодът е по-добър. Понастоящем се произвеждат импулсни диоди, при които $t_{уст} = 1 \div 10$ ns, а в някои случаи и по-малко.

**2.** *Време за възстановяване* $t_{възст}$ ($t_{rr}$). Когато върху диода действува определено напрежение в права посока, през него протича ток, обусловен от инжекцията на дупки от емитера в базата. При това положение концентрацията на дупки в базата е значително по-голяма от равновесната, т.е. в базата има определен заряд. При подаване на обратно напрежение този заряд не може да изчезне моментално. Ето защо новото поле в прехода увлича част от тези дупки обратно в емитера (друга част рекомбинира в базата) и за определено време през прехода в обратна посока протича ток с амплитуда $I_{възст_{max}}$, наречен още максимален ток на възстановяването (фиг. 3.13 *б*). С течение на времето този ток намалява, докато концентрацията на дупки в базата достигне равновесната си стойност, след което през прехода остава да тече само $I_{обр}$. Но щом през прехода в обратна посока протича ток, това означава, че неговото съпротивление в обратна посока е намаляло и едва след определено време се възстановява неговата голяма стойност. Интервалът от време от момента на подаване на обратен импулс до момента, в който обратният ток намалява практически до своята установена стойност, се нарича *време на възстановяване на обратното съпротивление на диода* $t_{възст}$. Това е един от основните параметри на импулсните диоди. Колкото $t_{възст}$ е по-малко, толкова диодът е по-добър. Понастоящем се произвеждат импулсни диоди, при които $t_{възст} = 1 \div 10$ ns (т.нар. диоди от наносекундния обхват), а също така $t_{възст} = 0,1 \div 1,0$ ns

**Таблица 3.4**

| Диод | $U_{обр\,max}$ ($U_{R\,max}$), V | $I_{ср\,max}$ ($I_{0\,max}$), mA | $U_{пр\,уст}$ при $I_{пр} = 10$ mA ($U_F$), V | $C_д$ при $U = 0$, $f = 1$ MHz ($C_{tot}$), pF | $t_{възст}$ ($t_{rr}$), ns |
|---|---|---|---|---|---|
| 2Д5601 | -20 | 45 | 1 | 4 | 3 |
| 2Д5602 | -40 | 45 | 1 | 4 | 3 |
| 2Д5603 | -60 | 50 | 1 | 2 | 3 |
| 2Д5605 | -20 | 45 | 1 | 4 | 5 |
| 2Д5606 | -40 | 45 | 1 | 4 | 5 |
| 2Д5607 | -60 | 50 | 1 | 4 | 5 |
| 2Д5612 | -80 | 50 | 1 | 4 | 5 |
| 2Д5613 | -100 | 50 | 1 | 4 | 5 |
| 2Д4331 | -30 | 45 | 1 | 4 | 3 |
| 2Д5321 | -15 | 45 | 1 | 6 | 6 |
| 2Д5323 | -50 | 45 | 1 | 4 | 6 |
| 2Д4521 | -20 | 45 | 1,2 | 6 | — |
| 2Д4522 | -40 | 45 | 1,2 | 6 | — |
| 2Д4523 | -60 | 45 | 1,2 | 6 | — |



(т.нар. диоди от субнаносекундния обхват).

В табл. 3.4 са дадени някои параметри на най-разпространените български силициеви импулсни диоди.

## 3.8. ПЛАНАРНО-ЕПИТАКСИАЛНА ТЕХНОЛОГИЯ

Както вече се спомена, сега най-разпространеният метод за производство на диоди, транзистори и интегрални схеми е планарно-епитаксиалната технология. Тя се използува при направата най-вече на *силициеви елементи* главно поради това, че при окисляване полученият $SiO_2$ е един от най-добрите изолатори. Основните предимства на тази технология са следните:

а. Осигурява високо качество както на PN преходите, така и на редица основни параметри на полупроводниковите елементи.

б. Постига се еднаквост на параметрите на полупроводниковите елементи, което за производството е особено важно.

в. Снижава се себестойността на продукцията, понеже на една подложка едновременно се произвеждат стотици диоди и транзистори.

г. Позволява почти пълно автоматизиране на основните технологични операции.

д. Намаляват се до минимум размерите на диодите и транзисторите, с което се постигат голяма степен на интеграция, минимални паразитни капацитети, максимално бързодействие, надеждност и дълготрайност.

Планарно-епитаксиалната технология е разгледана по-подробно в част II на тази книга. Поради това тук съвсем накратко се проследяват само основните етапи на изработка на диоди по тази технология.

Фиг. 3.14

Изходният материал е силициев монокристал с P или N проводимост, който има цилиндрична форма с диаметър 60–100 mm и дължина 500–800mm (фиг. 3.14 *а*). С рентгенографски методи монокристалът се ориентира по подходящ начин и от него се на-

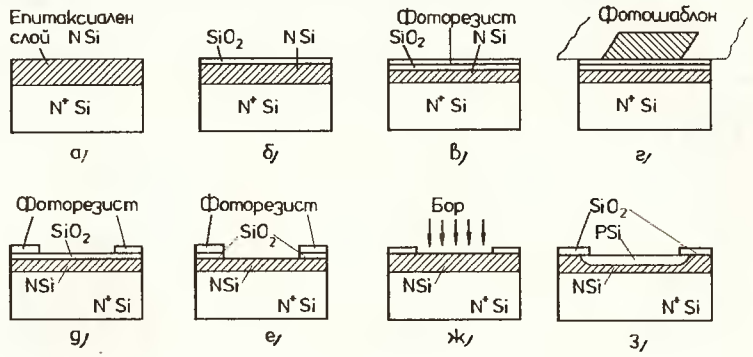
рязват стотици кръгли пластинки с дебелина 0,2–0,4 mm. Тези пластинки след съответно шлифоване представляват полупроводниковата подложка за направа на диоди. Нека споменем, че на една такава подложка с диаметър 60–100 mm (наречена групова пластина, фиг. 3.14 *б*), могат да се изработят едновременно хиляди миниатюрни кристалчета за диоди.

По-нататък върху полираната и сравнително нискоомна ($\rho = 10^{-3} \div 10^{-2}$ Ω.cm) подложка по метода на епитаксията се нанася тънък високоомен слой N силиций ($\rho = 1 \div 10$ Ω.cm), който представлява продължение (това е особено важно !) на кристалната решетка на подложката (фиг. 3.15 *а*). Именно *в този сравнително тънък* (50–30 μm) *високоомен равнинен слой се формират* PN *преходите на диодите.* (Напомняме, че планарна означава равнинна, а епитаксия означава подреждане едно над друго.) По-нататък чрез окисляване част от епитаксиалния слой се превръща в $SiO_2$ (фиг. 3.15 *б*).

След това обработката продължава по *фотолитографския метод,* който накратко се състои в следното:

**1.** Върху $SiO_2$ се нанася *фоторезист,* който представлява специален фоточувствителен лак (фиг. 3.15 *в*).

**2.** Над фоторезиста се поставя *фотошаблон* с прозрачни и непрозрачни участъци (фиг. 3.15 *г*), като през прозрачните участъци фоторезистът се осветява с ултравиолетова светлина.




Фиг. 3.15

**3.** Следва фиксиране на осветените участъци от фоторезиста и разтваряне на неосветените, докато се открие чистият $SiO_2$ (фиг. 3.15 *д*).

**4.** Чрез ецване (разяждане) се отстранява пластът $SiO_2$ и на дъното се открива чистият N силиций (фиг. 3.15 *е*).

**5.** Фоторезистът, останал на повърхността, се премахва със специален разтворител, след което по подходящ начин се осъществява дифузия на бор (акцептор), който прониква през отворите (фиг. 3.15 *ж*).

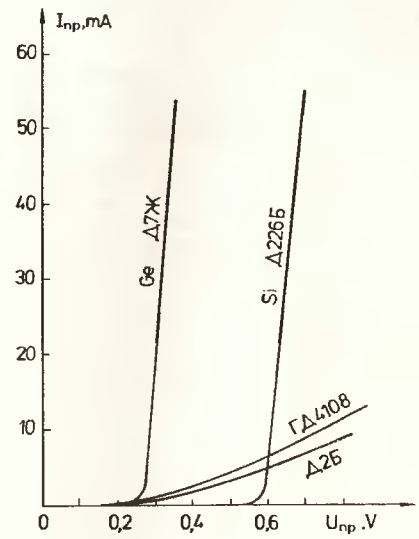
**6.** В резултат на проникването на акцептора в епитаксиалния слой се образува област с P проводимост и съответно PN преход (фиг. 3.15 *з*). Нека подчертаем, че $SiO_2$ покрива горните граници на PN прехода и по такъв начин го защитава против замърсяване, влага, утечки и др.

**7.** Към P силиция чрез вакуумно изпаряване се нанася алуминий, към който се запоява единият извод на диода. Другият извод се запоява към подложката, като преди това тя се позлатява.

## 3.9. ИЗПРАВИТЕЛНИ ДИОДИ

Това са силициеви и германиеви диоди, предназначени за изправяне на променливи токове с честота, ненадвишаваща няколко килохерца. В зависимост от големината на изправения ток тези диоди са маломощни (до 0,3 A), средномощни (от 0,3 до 10 A) и мощни (над 10 A). При изправителните диоди площта на прехода е значително по-голяма от тази при точковите и импулсните, затова те се наричат още *плоскостни диоди.*

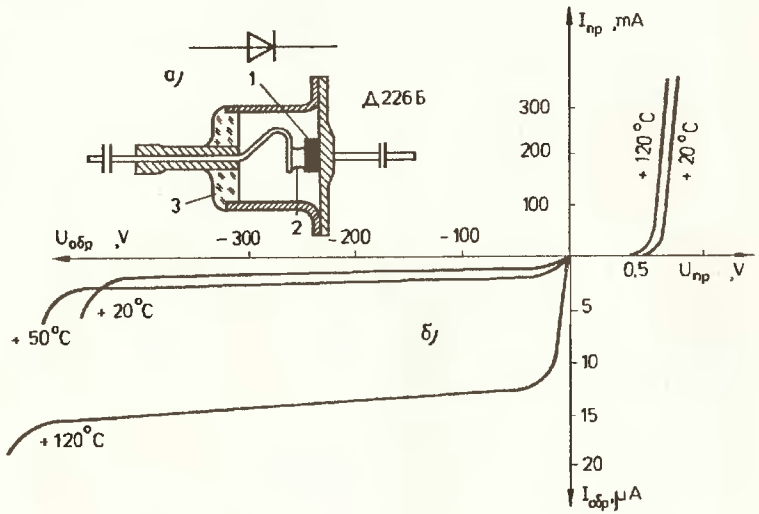
Волт-амперната характеристика на плоскостните диоди се дава с известното уравнение (3.11), като съпротивлението на базата $r_б$ тук е сравнително малко (около 0,1–10 Ω). При малки напрежения в права посока (например при праговото напрежение, което при германия е около 0,3 V, а при силиция — около 0,6 V) потенциалната бариера в прехода се анулира и правият клон от характеристиката се определя от съпротивлението на базата, т.е. **практически можем да считаме, че характеристиката е права линия.** Това се вижда от фиг. 3.16, където са показани експериментално снетите характеристики в права посока на германиевия маломощен изправителен диод Д7Ж и на силициевия диод Д226Б. (Тези два диода са широко разпространени у нас.) За сравнение там са начертани и характеристиките на германи-




Фиг. 3.16

евите точкови диоди ГД4108 и Д2Б, чието съпротивление $r_б$ е далеч по-голямо — например 30–100 Ω, и затова характеристиките им в права посока не са толкова стръмни. Тук искаме да обърнем внимание върху нещо важно. От фиг. 3.16 се вижда, че диодите, които допускат значителен ток и имат малко $r_б$, могат да се използуват като *стабилизатори на напрежение*. По-нататък това е разгледано по-подробно, като тук ще посочим само това, че когато токът през диодите в права посока се изменя в широки граници (например от 5 до 50 mA и повече), напрежителният пад в двата края на диода се изменя твърде малко (например 0,1–0,3 V).

Както вече знаем, обратният ток на силициевите диоди (при равни други условия) е средно 100–1000 пъти по-малък от този на германиевите. Например при измерване на 10 броя случайно взети диоди се оказа, че обратният ток на Д7Ж при $U_{обр} = 350$ V е средно 200 μA, докато обратният ток на Д226Б при същите условия е средно 1 μA. Нека повторим още едно предимство на силициевите диоди, а именно, че тяхната максимална работна температура на прехода е 120–150°C, докато при германия тя е 70–90°C. При това с увеличаване на температурата пробивното напреже-




Фиг. 3.17

ние на германия намалява, а на силиция расте (фиг. 3.9). Поради изброените причини в последно време изправителните диоди се правят само от силиций.

Нека се спрем накратко върху технологията за получаване на



изправителни диоди. За получаване на PN преходи най-често като изходен материал се използува N силиций със специфично съпротивление $\rho = 0,8 \div 1,2$ Ω.m и време на живот на неосновните токоносители $\tau = 150$ μs. Нека поясним, че P силиций се използува по-рядко като изходен материал, тъй като подвижността на дупките в P силиция е почти два пъти по-малка от подвижността на електроните в N силиция, а това води (при равни други условия) и до почти двойно по-ниско пробивно напрежение.

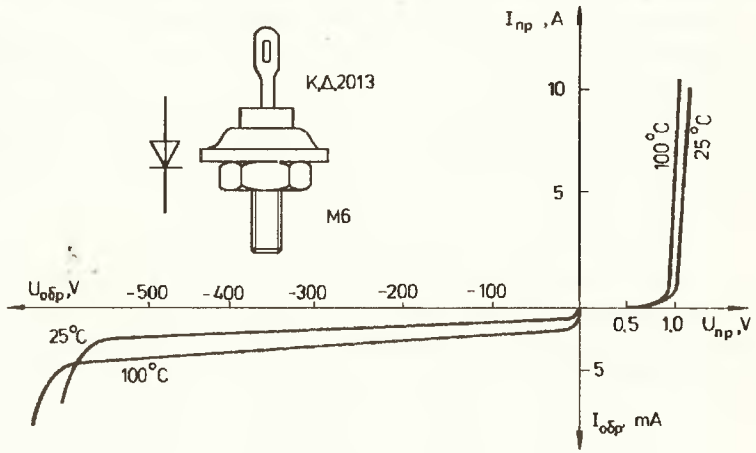
Сега плоскостните диоди се изработват главно по сплавната и дифузната технология.

На фиг. 3.17 *а* е показано устройството на маломощния изправителен силициев диод Д226Б, който се произвежда по *сплавната* технология. Върху силициев N кристал *1* се стопява алуминиева капка *2* (алуминият е от III валентност и в случая е донор). При сплавянето между алуминия и силиция се образува рязък PN преход със сравнително добри свойства. Към алуминия се запоява метален проводник, изолиран от корпуса със стъклен изолатор *3*. Към другия край на силициевия кристал е сплавено тънко златно фолио и при рекристализацията се образува $N^+$ силиций (т.е. силиций с повишена електронна проводимост). Така се образува омически контакт с корпуса и съответно с другия извод на диода, като се осигуряват маханична здравина и условия за топлоотдаване. На фиг. 3.17 *б* е дадена волт-амперната характеристика на Д226Б при различни температури.

*Дифузната* технология се използува при прехода с по-голяма площ, тъй като тя осигурява по-добра равномерна дебелина на слоевете. При нея кристална пластинка от N силиций се загрява в специална пещ, в която има пари от бор. (Борът е от III валентност и в случая е акцептор.) Атомите на бора попадат върху кристала и дифундират в него на определена дълбочина. По такъв начин повърхностният слой на кристала придобива P проводимост, а във вътрешността се запазва N проводимостта, т.е. образува се PN преход. Понеже борът е дифундирал от всички страни на пластинката, P слоят отдолу и встрани се отстранява чрез ецване. Така получената пластинка с PN преход в нея се метализира от срещуположните страни за получаване на омически контакти и се закрепва в подходящ корпус.

Маломощните диоди се използуват без радиатор, тъй като мощността, отделена в тях, рядко надвишава 0,5 W. **Средномощните и мощните изправителни диоди винаги се нуждаят от съответен радиатор,** тъй като отделената в тях мощност е значителна. На фиг. 3.18 са показани външният вид и волт-амперната характеристика на българския средномощен силициев изправителен диод КЛ2013. Тук катодът е свързан с металния корпус, който от своя страна има винт с резба М6. Чрез този винт диодът се закрепва

към метален радиатор, който обикновено е от алуминий. (При любителски условия радиатор може да се направи от алуминиева ламарина с дебелина 3–4 mm.) От площта на радиатора зависи степента на охлаждане на диода и съответно големината на изправения ток (вж. например диодите ГД2115 ÷ 136 в табл. 3.5).




Фиг. 3.18

**Параметри на изправителните диоди.** Най-важните параметри на изправителните диоди са следните:

1. *Максимален изправен ток* $I_{ср_{max}}$ ($I_{0_{max}}$). Това е най-голямата допустима средна стойност (за един период) на изправения ток през диода. При средномощните и мощните диоди той се отнася при употреба на съответен радиатор.

2. *Максимално обратно напрежение* $U_{обр_{max}}$ ($U_{RM_{max}}$). Това е най-голямата амплитудна (върхова) стойност на обратното напрежение, действуващо върху диода, която не бива да се надвишава по време на работа.

3. *Пад на напрежението върху диода в права посока* $U_{пр}$ ($U_F$). Това е падът на напрежението между двата извода на диода, когато през него протича максималният ток в права посока $I_{пр_{max}}$. Обръщаме внимание, че при различните видове изправителни диоди (маломощни, средномощни, мощни, германиеви и силициеви) този параметър има почти една и съща стойност, като се изменя в границите примерно от 0,5 до 1,5 V.

4. *Максимален ток в права посока* $I_{пр_{max}}$ ($I_{FM_{max}}$). Това е най-големият ток в права посока (амплитудна или върхова стойност), който е допустимо да протича, макар и за момент, през диода.



5. *Обратен ток през диода* $I_{обр}$ ($I_R$). Това е обратният ток през диода, когато върху него действува определено обратно напрежение (например $U_{обр_{max}}$).

6. *Максимално допустима температура на прехода* $t_{п_{max}}$ ($t_{j_{max}}$). Това е най-високата температура на прехода, при която диодът може да работи продължително време, без да настъпят необратими изменения в него. Обикновено при силициеви преходи тази температура е 120–200°C, а при германиеви тя е 60–80°C.

7. *Максимална мощност, разсейвана от диода* $P_{max}$. Това е най-голямата средна мощност, която диодът може да разсее в околното пространство (или все едно, най-голямата електрическа мощност, която може да се подава към диода). При средномощните и мощните диоди този параметър се отнася при употреба на съответен радиатор (вж. по-нататък).

8. *Топлинно съпротивление* $R_{th}$. Този параметър показва с колко градуса ще се повиши температурата на прехода над стайната, когато към диода се подава един ват електрическа мощност. Топлинното съпротивление се измерва с единицата °C/W (градус на ват) и колкото е по-малко, толкова топлинните качества на диода са по-добри. В общия случай топлинното съпротивление се състои от няколко съставки (вж. например 11.2), като при средномощните и мощните диоди параметърът $R_{th}$ изразява топлинното съпротивление между прехода и корпуса. При средномощните диоди то има стойност примерно 3–5°C/W, а при мощните то е 0,1–1°C/W.

**Особености на изправителните диоди.** Плоскостните диоди имат следните особености:

*а.* Плътността на тока в PN прехода е голяма и достига до 100–200 A/cm$^2$. Поради това те имат относително малък обем. При средномощните и мощните диоди това предимство отпада поради значителния обем на радиаторите.

*б.* Падът на напрежение в права посока е изобщо малък и това определя техния голям к.п.д., достигащ до 99%. Може да се добави, че к.п.д. на германиевите изправителни диоди е по-голям от този на силициевите поради двойно по-малкия пад на напрежението в права посока.

*в.* Изправителните силициеви и германиеви диоди са чувствителни към претоварване. Практиката показва, че те могат да издържат двойно по-голям от номиналния изправен ток само в течение на около 2 s. При по-голямо и продължително натоварване те се нагряват недопустимо, преходът губи еднопосочната си проводимост и обикновено настъпват трите вида пробиви. Може да се каже, че това е техният основен недостатък, поради което в редица апаратури все още се използуват селеновите изправители, които не са толкова чувствителни към претоварване.

**Таблица 3.5**

| Тип на диода | | Радиатор | $I_{\text{ср max}}$, A | $U_{\text{обр max}}$, V | $U_{\text{пр}}$, V | $I_{\text{обр}}$, mA | $t_{\text{п max}}$, °C | $R_{th}$, °C/W | Полупроводник |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ново означение | старо означение | | | | | | | | |
| ГД1701 | Д7А | | 0,3 | 50 | 0,5 | 0,3 | 70 | | Ge |
| ГД1702 | Д7Б | | 0,3 | 100 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД1703 | Д7В | | 0,3 | 150 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД1704 | Д7Г | | 0,3 | 200 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД1705 | Д7Д | | 0,3 | 300 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД1706 | Д7Е | | 0,3 | 350 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД1707 | Д7Ж | | 0,3 | 400 | 0,5 | 0,3 | 70 | | " |
| ГД2115 | SFR115 | без р. | 1,6 | 30 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2115 | SFR115 | 20 cm$^2$ | 6 | 30 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2115 | SFR115 | 70 cm$^2$ | 8 | 30 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2135 | SFR135 | без р. | 0,8 | 100 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2135 | SFR135 | 20 cm$^2$ | 4 | 100 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2135 | SFR135 | 70 cm$^2$ | 6,5 | 100 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2136 | SFR136 | без р. | 1,2 | 50 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2136 | SFR136 | 20 cm$^2$ | 5 | 50 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| ГД2136 | SFR136 | 70 cm$^2$ | 7 | 50 | 0,5 | 7 | 70 | 5 | " |
| КД1101 | Д226Д | | 0,3 | 100 | 1,0 | 0,1 | 80 | | Si |
| КД1102 | Д226Г | | 0,3 | 200 | 1,0 | 0,1 | 80 | | " |
| КД1103 | Д226В | | 0,3 | 300 | 1,0 | 0,1 | 80 | | " |
| КД1104 | Д226Б | | 0,3 | 400 | 1,0 | 0,1 | 80 | | " |
| КД1106 | Д226 | | 0,3 | 600 | 1,0 | 0,1 | 80 | | " |
| КД2001 | Д242А | | 10 | 100 | 1,0 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2002 | Д242 | | 10 | 100 | 1,25 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2003 | Д242Б | | 5 | 100 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2004 | Д243А | | 10 | 200 | 1,0 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2005 | Д243 | | 10 | 200 | 1,25 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2006 | Д243Б | | 5 | 200 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2007 | Д245А | | 10 | 300 | 1,0 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2008 | Д245 | | 10 | 300 | 1,25 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2009 | Д245Б | | 5 | 300 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2010 | Д246А | | 10 | 400 | 1,0 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2011 | Д246 | | 10 | 400 | 1,25 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2012 | Д246Б | | 5 | 400 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2013 | Д247 | | 10 | 500 | 1,25 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2014 | Д247Б | | 5 | 500 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |
| КД2015 | Д248Б | | 5 | 600 | 1,5 | 3 | 155 | 4 | " |

По време на работа всеки диод се загрява до определена температура. При това положение в установен режим подадената към диода електрическа мощност е равна на мощността, която диодът разсейва в околното пространство. При изчисляване на тази мощност обратният ток $I_{\text{обр}}$ се пренебрегва и се приема, че диодът се загрява само от тока в права посока. Поради това за мощността, подадена към диода (или все едно — разсейвана от него), може



да се напише

$$P = U_{\text{пр}}\, I_{\text{ср}}\,, \tag{3.20}$$

където $I_{\text{ср}}$ е средният изправен ток през диода. При даден диод по време на работа токът $I_{\text{ср}}$ може да има най-различна стойност, но не по-голяма от $I_{\text{ср}_{\text{max}}}$, в който случай $P$ е равно на $P_{\text{max}}$. Вече споменахме, че при всички изправителни диоди параметърът $U_{\text{пр}}$ има стойност 0,5–1,5 V, като слабо зависи от тока в права посока. Следователно мощността, подавана към изправителния диод, практически зависи само от средния изправен ток през него и не зависи от обратното напрежение, действуващо върху диода.

В табл. 3.5 са дадени някои параметри на по-разпространените български токоизправителни диоди. Нека отбележим, че в новото означение първата буква Г означава германий, а К — силиций (от руски — кремний); втората буква Д означава диод; цифрите означават серията и вида на диода.

**Охлаждащи радиатори.** Както вече се спомена, в нормален режим средномощните и мощните изправителни диоди работят с подходящ охлаждащ радиатор. Необходимата площ на радиатора зависи от типа на диода и от мощността, която той разсейва в дадената схема. Тази площ може да се определи от формулата

$$S = \frac{1400\ P}{0,9\, t_{\text{п}_{\text{max}}} - t_{\text{ок}_{\text{max}}} - R_{th}\, P}\,, \tag{3.21}$$

където $S$ е сумарната (и от двете страни) площ, изразена в cm$^2$; $t_{\text{п}_{\text{max}}}$ — максимално допустимата температура на прехода; $t_{\text{ок}_{\text{max}}}$ — максималната температура на околния въздух; $P$ — мощността, разсейвана от диода (вж. формула (3.20)).

**Пример 3.3.** Да се изчисли площта на алуминиев радиатор за силициев изправителен диод КД2003, ако средният изправен ток е $I_{\text{ср}} = 5$ A, а максималната температура на околния въздух е 30°C.

От табл. 3.5 отчитаме, че този диод има $t_{\text{п}_{\text{max}}} = 155$°C, $R_{th} = 4$°C/W и $U_{\text{пр}} = 1,5$ V. След това от (3.20) намираме, че по време на работа разсейваната мощност от диода е

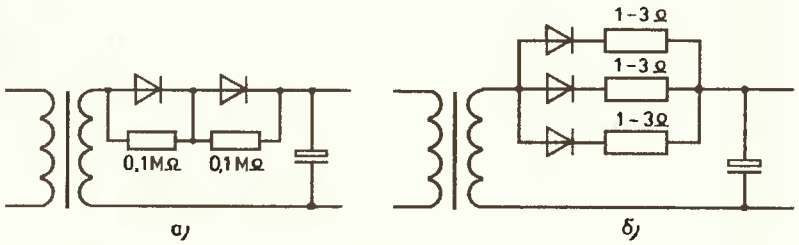
$$P = U_{\text{пр}}\, I_{\text{ср}} = 1,5.5 = 7,5 \text{ W}.$$

Тогава необходимата площ на радиатора е

$$S = \frac{1400.7,5}{0,9.155 - 30 - 4.7,5} = 130 \text{ cm}^2.$$

Тъй като това е сумарната площ, радиаторът може да се изработи от алуминиева ламарина с дебелина 3–4 mm, като се изреже квадрат с размери 82 × 82 mm и в центъра му се пробие отвор за закрепване на диода.

Тъй като радиаторът е под напрежение, при монтажа той трябва да се изолира електрически от останалите метални части. В някои случаи радиаторите се боядисват с черен лак, което подобрява тяхната ефективност. (При равни други условия излъчващата способност на черните тела е най-голяма.)




Фиг. 3.19

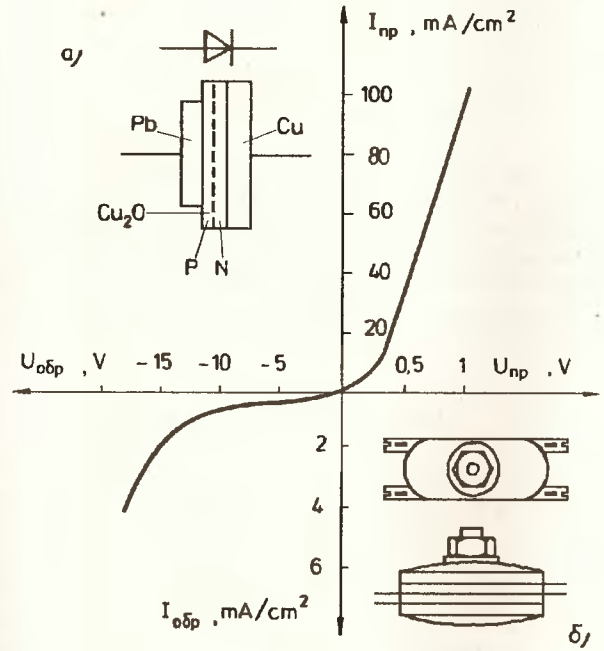
**Последователно и паралелно свързване на диоди.** При изправяне на по- високи напрежения изправителните диоди могат да се свързват последователно. При това свързване отделните диоди трябва да се шунтират с резистори 50–100 kΩ, като, разбира се, диодите трябва да бъдат от един и същи тип (фиг. 3.19 *а*). При шунтирането се изравняват техните обратни съпротивления, които на практика имат стойност от 0,1 до 10,0 MΩ. Ако диодите не са шунтирани, обратната полувълна на трансформаторното напрежение, която *се сумира* с напрежението на филтровия кондензатор, ще се разпредели неравномерно върху диодите, като най-голямото напрежение ще действува върху диода с най-голямо обратно съпротивление (т.е. върху най-добрия диод). По такъв начин той първи ще се повреди, а след него и останалите диоди.

Когато желаем да получим по-голям изправен ток, няколко еднакви диода могат да се свържат паралелно, като последователно на диодите се включват резистори със стойност 1–3 Ω, изравняващи съпротивленията на диодите в права посока (фиг. 3.19 *б*). Понеже напрежението върху всички диоди е едно и също, без такива резистори най-добрият диод, т. е. диодът с най-малко съпротивление в права посока, би се загрявал най-много (съгласно с формулата $P = \frac{U^2}{R}$) и би се повредил, след което ще се повредят и останалите диоди. В заключение нека добавим, че паралелното свързване на диоди не се препоръчва поради намаляването на к.п.д. на схемата от ненужното загряване на изправителните резистори.



## 3.10. МЕДНООКИСНИ ВЕНТИЛИ

Меднооксините вентили са разработени от Грондал през 1927 г. и са едни от първите полупроводникови елементи, произвеждани промишлено. Дълго време те се използуваха като токоизправителни елементи във волтметрите и амперметрите от магнитоелектрическата система при измерване на променливи напрежения и токове, защото притежават праволинеен участък на волт-амперната си характеристика в права посока, което осигурява добра линейност на скалата за постоянен ток. На волт-амперните характеристики на меднооксините и селеновите вентили (фиг. 3.20) по ординатната ос е нанесен не токът, а неговата плътност за по-до-

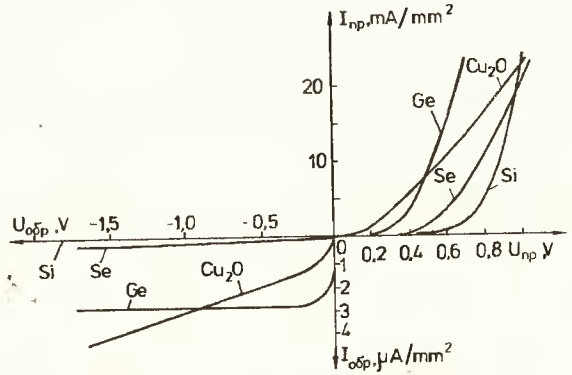



Фиг. 3.20

брото им взаимно сравняване поради голямата разлика в площите на преходите на тези елементи.

Меднооксисният вентил представлява медна пластинка, върху която е създаден пласт от меден окис $Cu_2O$ (фиг. 3.20 *а*). При

нагряване прониква кислород (акцептор) във външния му край, а в страната откъм медната пластинка проникват медни атоми (донор). Така в медния окис се образува PN преход. След това върху медния окис се поставя оловна или сребърна пластинка,




Фиг. 3.21

която е анодът на вентила. Сега меднооксисните вентили (фиг. 3.20 *б*) намират ограничено приложение, тъй като в измервателните уреди се използуват точкови диоди. Като токоизправителен елемент меднооксиният вентил не се използува поради ниското си пробивно напрежение $U_{проб} = 12 \div 15$ V. За сравнение на фиг. 3.21 са дадени волт-амперните характеристики на различните видове вентили.

## 3.11. СЕЛЕНОВИ ВЕНТИЛИ

Селеновият диод е конструиран от Пресер през 1932 г. Той се състои от алумиева плочка, върху която се нанася чист аморфен селен (фиг. 3.22 *а*). Чрез подходяща топлинна обработка аморфният селен кристализира и намалява специфичното си съпротивление хиляди пъти. След това върху селеновия слой се нанася метален слой от сплав, съдържаща кадмий, калай и бисмут. При нагряване кадмият прониква в селена и се образува кадмиев селенид, който има N проводимост, а откъм страната на алуминиевата плочка в селена се образува област с P проводимост. По такъв начин посоката на пропускане на тока е от алуминия към сплавта. След направата вентилът се формира, като за известно време му се подава подходящо обратно напрежение.

Селеновите вентили имат следните особености:

– сравнително проста и евтина технология на производство;



– сигурност по време на експлоатацията, дължаща се на способността им да не се повреждат от краткотрайни претоварвания. Опитите показват, че селеновите клетки могат да издържат три пъти по-голям ток от номиналния в продължение на 100 s и десет пъти по-голям в продължение на 5 s;

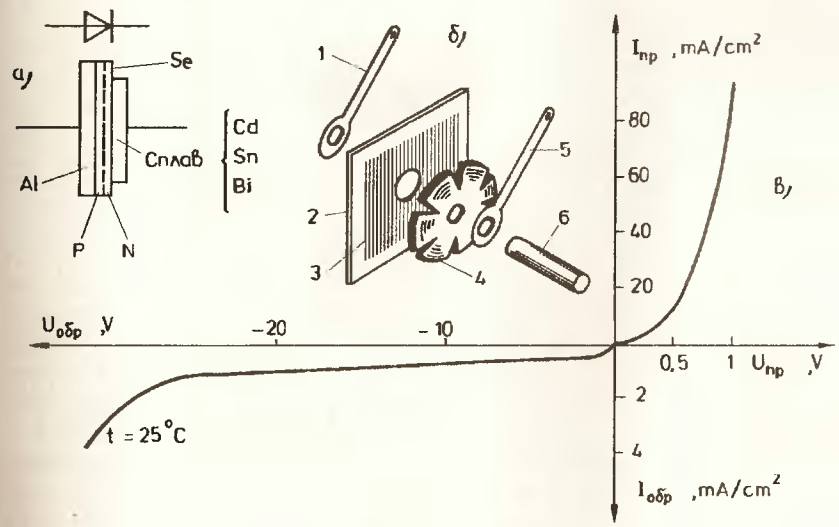
– при пробив селеновите вентили се самовъзстановяват и продължават да работят, защото на мястото на искрата се образува аморфен селен, който е изолатор;

– продължителното неизползуване на селеновите вентили води до разформиране, което се изразява в неколкократно увеличаване на обратния им ток, или, което е все едно, намаляване на обратното им съпротивление (разформирането е обратим процес, защото след включване на клетките към променливотоково напрежение обратният ток след няколко минути намалява и достига нормалната си стойност).

Селеновите вентили имат следните параметри:

**1.** Средна плътност на тока в права посока при естествено охлаждане — около 50 mA/cm².

**2.** Допустимо обратно напрежение (амплитудна стойност) — около 20 V (вж. характеристиката на фиг. 3.22 *в*).




Фиг. 3.22

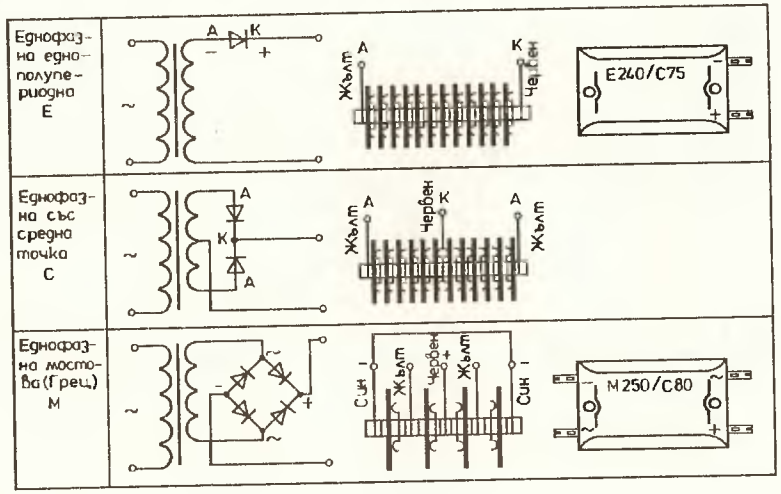
**3.** Пад на напрежението върху вентила в права посока — 0,5 ÷ 1 V.

**4.** Работен температурен интервал — от -40 до +75°C.

**5.** Собствен капацитет — около 10 nF/cm².

Понастоящем селеновите вентили намират много широко приложение в практиката. Те се използуват като изправителни елементи в токозахранващите групи на радиоприемници и телевизори, в автоматиката, в промишлената електроника и т.н. Когато трябва да се изправят по-високи напрежения и по-големи токове, селеновите клетки се свързват последователно и паралелно и образуват *селенови стълбове*. При това свързване не трябва да се превишава както максималната плътност на тока през всяка клетка (50 mA/cm$^2$), така и допустимото обратно напрежение (20 V на всяка клетка).

На фиг. 3.22 *б* е показана селенова клетка в разглобен вид. Означенията са следните: *1* — аноден извод, свързан с алуминиевата плоча; *2* — алуминиева плоча; *3* — селенов слой, покрит със сплав; *4* — месингова шайба, допираща се до сплавта; *5* — катоден извод, контактуващ с месинговата шайба; *6* — изолационна тръба. От тази фигура се вижда, че размерите на алуминиевата плоча са винаги по-големи от допирната площ между селеновия слой и плочата. Обикновено активната площ е около 80% от площта на алуминиевата плоча и това трябва да се има предвид при оценка на максималния изправен ток.




Фиг. 3.23

У нас се произвеждат селенови клетки с различни размери, от които могат да се образуват стълбове. От своя страна стълбовете се свързват най-често по следните три схеми (фиг. 3.23): еднофазна еднополупериодна (Е), еднофазна със средна точка (С) и еднофазна мостова — Грец (М). За предпазване от атмосферни влияния стълбовете се покриват със специален лак и разглобяването им не се препоръчва. Освен това за ориентиране при свързването им на анодните изводи е надянат син шлаух, на катодния извод — червен, а на изводите за променливо напрежение — жълт.

На фиг. 3.23 вдясно са показани български токоизправителни селенови пакети, които се използуват много често в битовата радиоапаратура.

Препоръчва се селеновите пакети да се монтират плътно към метално шаси, специален радиатор и т.н., особено ако от тях се черпи продължително време номиналният ток.

В табл. 3.6 са дадени някои данни за българските селенови клетки (а не за стълбовете) в зависимост от използуваната схема.

**Таблица 3.6**

| Размери | | 10 × 10 | 20 × 20 | 33 × 33 | 40 × 50 | 60 × 60 | 78 × 78 | 100 × 100 | 100 × 200 | 100 × 300 | 200 × 300 | 200 × 400 | Номинално напрежение на една клетка |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Вид на схемата | Означение | Номинален изправен ток, А | | | | | | | | | | | |
| Еднофазна еднополупериодна | Е | 0,07 | 0,13 | 0,23 | 0,45 | | 1,5 | 2,5 | 5 | 7,5 | 15 | 25 | 20 |
| Еднофазна със средна точка | С | 0,14 | 0,25 | 0,45 | 0,9 | 1,8 | 3 | 5 | 10 | 15 | 30 | 50 | 20 |
| Еднофазна мостова (Грец) | М | 0,14 | 0,25 | 0,45 | 0,9 | 1,8 | 3 | 5 | 10 | 15 | 30 | 50 | 20 |

В табл. 3.7 са дадени някои данни за българските селенови пакети. В тяхното означение първата буква означава вида на свързването: Е — еднополупериодно, М — мостово. Първото число (две или три цифри) означава номиналното променливо напрежение (ефективна стойност), а буквата С означава, че пакетът е предназначен за работа с капацитивно-активен товар. Второто число означава стойността на изправения ток в милиампери.

***Малогабаритни селенови изправители.*** За захранване на маломощни апаратури у нас се произвеждат малогабаритни селенови изправители. Те са оформени в пластмасова опаковка с приблизителни размери 20 × 17 × 8, като съдържат селенови клетки, свързани по мостова схема. От този тип е например изправителят В20С500 – 1, В30С80 – 1 и т.н. Данни за някои от тези изправители са дадени в табл. 3.7.

***Високоволтови селенови стълбове.*** Съществуват високоволтови селенови изправители, предназначени за изправяне на сравнително малки токове (0,2–5 mA). Те са предназначени за

Таблица 3.7

| Тип | Схема | Номинално променливо напрежение $U_{eff}$, V | Изправен ток $I$, mA |
|---|---|---|---|
| Обикновени | | | |
| E240C75 | еднополупериодна | 240 | 75 |
| E250C350 | » | 250 | 350 |
| E250C400 | » | 250 | 400 |
| M20C20 | мостова | 20 | 20 |
| M20C1000 | » | 20 | 1000 |
| M25C1000 | » | 25 | 1000 |
| M25C1800 | » | 25 | 1800 |
| M30C1800 | » | 30 | 1800 |
| M250C80 | » | 250 | 80 |
| M250C120 | » | 250 | 120 |
| M300C120 | » | 300 | 120 |
| Малогабаритни | | | |
| B20C500–1 | » | 20 | 500 |
| B30C80–1 | » | 30 | 80 |
| B30C100–1 | » | 30 | 100 |
| B30C150 | » | 30 | 150 |
| B30C300–1 | » | 30 | 300 |
| B30C400–1 | » | 30 | 400 |
| B60C100 | » | 60 | 100 |
| B60C175–1 | » | 60 | 175 |
| B60C250–1 | » | 60 | 250 |
| B30C45–1 | » | 30 | 45 |

получаване на високо напрежение (5–25 kV), необходимо за захранване на различни видове кинескопи, но могат да се използуват и за други цели. Конструктивно представляват изолационна тръбичка, в която са наредени плътно, притискани от пружина, голям брой (100–500) селенови клетки във формата на таблетки.

Таблица 3.8

| Тип | Импулсно напрежение, kV | Номинално изправено напрежение, kV | Номинално изправен ток, mA |
|---|---|---|---|
| TV3,5 | 4,2 | 3,5 | 0,2 |
| TV6,5 | 7,8 | 6,5 | 0,2 |
| TV11 | 8,6 | 7,5 | 0,2 |
| TV13 | 15,6 | 13 | 0,2 |
| TV15 | 18 | 15 | 0,2 |
| TV18 | 21,6 | 18 | 0,2 |
| TV20 | 24 | 20 | 0,2 |

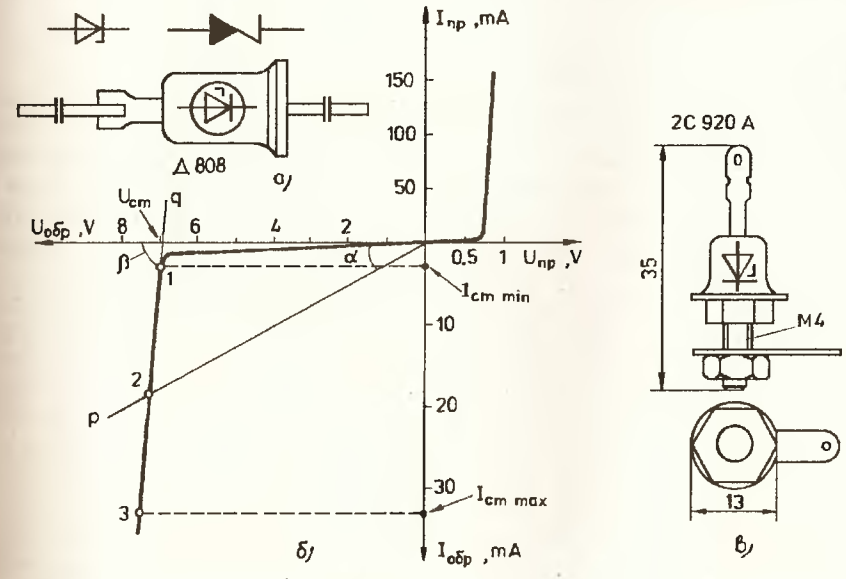
В табл. 3.8 са дадени основните параметри на българските високоволтови селенови изправители от серията TV. Аналогични по конструкция са високоволтовите селенови токоизправители тип 5ГЕ200АФ, които са използувани в преносимите телевизори "Электроника" и "Юность".



## 3.12. ЦЕНЕРОВИ ДИОДИ (СИЛИЦИЕВИ СТАБИЛИТРОНИ)

Тези диоди не се използуват като токоизправителни елементи, а служат за стабилизиране на напрежение и понякога се наричат опорни диоди. Тяхното действие се основава на *ефекта на Ценер*, който представлява електрически пробив в преходи с малка широчина. Пробивът се дължи на ударната йонизация, в резултат на която обратният ток през прехода рязко нараства, без да го повреждa. За ценеровите диоди е характерно това, че **при малки изменения на обратното напрежение токът през елемента рязко нараства** (фиг. 3.24) или, което е все едно, в областта на пробива динамичното съпротивление на диода е твърде малко.

На фиг. 3.24 *а* е показан външният вид на маломощния ценеров диод Д808. Над него са дадени стандартното и друго, често срещано схемно означение. На фиг. 3.24 *б* е начертана волтамперната характеристика на този диод. От нея виждаме, че в права посока това е обикновен диод. В обратна посока обаче




Фиг. 3.24

характеристиката има силно изразено коляно и стръмно нарастване на обратния ток. До 7 V обратно напрежение обратният ток през диода е малък, а при увеличаване на напрежението от 7 до 7,3 V обратният ток рязко нараства от 3 до 33 mA, т.е. 11 пъти.

Участъкът от точка *1* до точка *3* е работният участък от волт-амперната характеристика на стабилитрона. Най-често работната точка се избира в средата му (точка *2*). Статичното съпротивление на този диод в тази точка е

$$R_{\text{ст}} = \frac{U}{I} = \frac{7,15}{0,018} = 400\ \Omega \qquad (3.22)$$

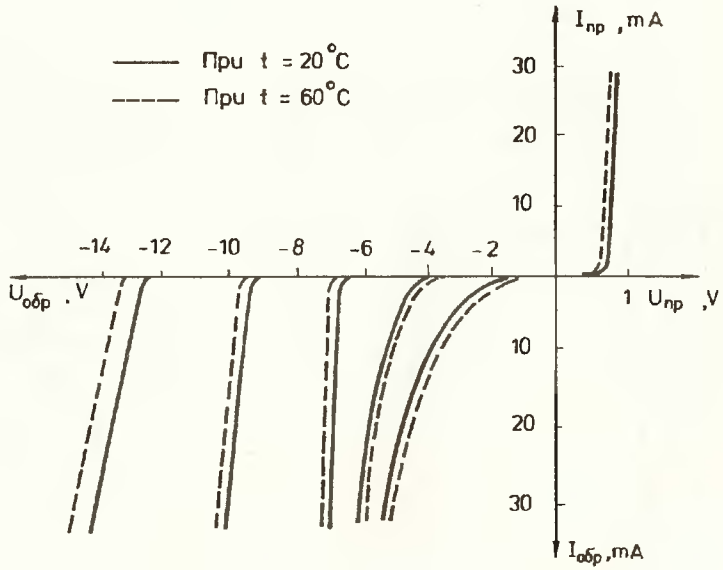
и на него съответствува правата $p$. Динамичното му съпротивление в същата точка има стойност

$$R_{\text{дин}} = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{7,3-7}{(33-3).10^{-3}} = 10\ \Omega \qquad (3.23)$$

и на него съответствува правата $q$.

Нека разгледаме основните параметри на ценеровите диоди:

**1.** *Напрежение на стабилизация* $U_{\text{ст}}$ ($U_z$). Това е напрежението в двата края на диода, съответствуващо на точка *1* (фиг. 3.24) от волт-амперната характеристика, при което през диода протича определен минимален обратен ток $I_{\text{ст min}}$. (В някои справочници под $U_{\text{ст}}$ се разбира напрежението, съответствуващо на точката *2*, но очевидно разликата между тези две напрежения е малка.)




Фиг. 3.25

Напрежението на стабилизация зависи от конструкцията на прибора и по-точно от широчината на PN прехода. При по-тесни преходи $U_{\text{ст}} = 4 \div 6$ V, като пробивът е тунелен (ценеров) и обратната характеристика в началото си е по-плавна (фиг. 3.25).



При по-широки преходи $U_{\text{ст}} > 6$ V, пробивът е лавинен и коляното е рязко изразено. Понастоящем се произвеждат силициеви стабилитрони с най-различни напрежения на стабилизация в границите от 1 до 400 V със среден толеранс 10%. Ценерови диоди с $U_{\text{ст}}$ под 4–5 V се произвеждат, общо взето, по-рядко, понеже при такива напрежения ударната йонизация се затруднява, в резултат на което тяхното динамично съпротивление е относително голямо (вж. фиг. 3.25). Ето защо за стабилизиране на напрежения под 4–5 V се използуват стабистори (вж. т.3.13), а също и правият клон на обикновените плоскостни диоди, включително правият клон на стабилитроните. Напрежението на стабилизация, дадено в справочниците, обикновено не е точно фиксирано, а се изменя в определени граници. Например за диода КС168А е указано $U_{\text{ст}} = 6,2 \div 7,5$ V. Причината за това са производствените толеранси на диодите от един и същи тип.

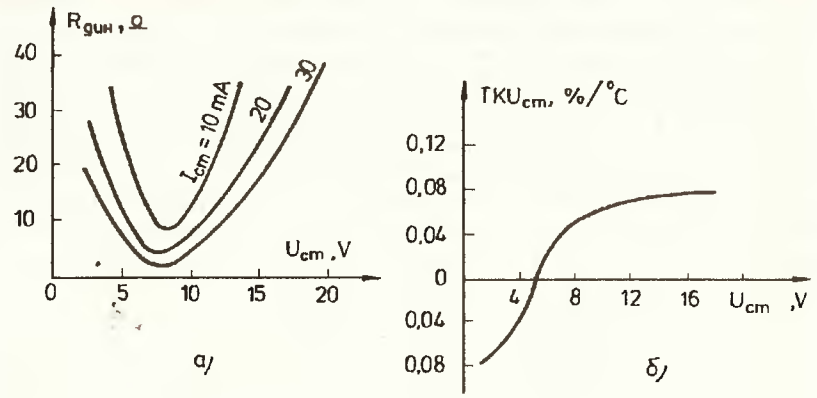
**2.** *Максимален ток на стабилизацията* $I_{\text{ст max}}$. Това е най-големият допустим ток през диода, при който подадената електрическа мощност е равна на максималната разсейвана мощност на прибора. Надвишаването на $I_{\text{ст max}}$ води до загряване на диода над допустимата температура и евентуално повреждане. Сега се произвеждат стабилитрони с максимален ток от 20 mA до 2 A.

**3.** *Минимален ток на стабилизацията* $I_{\text{ст min}}$. Това е най-малкият обратен ток през диода, при който възниква устойчив пробив. При диодите с по-ниско напрежение на стабилизация той има стойност 1–5 mA, а при тези с по-високо напрежение на стабилизация той е 20–50 mA. В някои справочници $I_{\text{ст min}}$ не се посочва, но практиката показва, че в такива случаи при маломощните диоди можем да приемем, че $I_{\text{ст min}} = 5$ mA.

**4.** *Максимална разсейвана мощност от ценеровия диод* $P_{\max}$. Това е максималната мощност,която диодът може да разсее във вид на топлина, без да се превиши допустимата температура на прехода. Очевидно $P_{\max} = U_{\text{ст}} I_{\text{ст max}}$. Максималната разсейвана мощност зависи от конструкцията на прибора и обикновено в справочниците се дава за определена температура на въздуха, като с увеличаване на температурата тя намалява. В зависимост от максималната разсейвана мощност стабилитроните биват маломощни (до 0,5 W), средномощни (от 0,5 до 10 W) и мощни (над 10 W). Маломощните стабилитрони се използуват без радиатор, докато средномощните и мощните се монтират задължително върху подходящ радиатор. Поради това средномощните и мощните стабилитрони имат винт за закрепване върху радиатора (вж. средномощния ценеров диод 2С920А, изобразен на фиг. 3.24 *в*, който има $P_{\max} = 5$ W).

**5.** *Динамично съпротивление* $R_{\text{дин}}$. Това е съпротивлението на стабилитрона за променлив ток в работния участък от характе-

ристиката и може да се определи по (3.5). Понеже стръмният участък от характеристиката не е идеална права линия, динамичното съпротивление в различните точки е различно. Ето защо в справочниците то се дава най-често за точка *2* от характеристика-




Фиг. 3.26

та (фиг. 3.24 *б*). Колкото това съпротивление е по-малко, толкова характеристиката е по-стръмна и толкова са по-добри стабилизиращите качества на диода. От тази гледна точка силициевите стабилитрони, имащи напрежение на стабилизация 6–8 V, са най-добри, тъй като тяхното динамично съпротивление е най-малко, което се вижда от фиг. 3.25. Диодите с по-големи напрежения на стабилизация имат и по-големи динамични съпротивления (т.е. характеристиката им не е така стръмна). Зависимостта на динамичното съпротивление на различните диоди от напрежението на стабилизация е показано на фиг. 3.26 *а*. Оттук се вижда, че при даден диод $R_{дин}$ е толкова по-малко, колкото е по-голям токът през него.

**6.** *Температурен коефициент на напрежението на стабилизация* $TKU_{ст}$. Температурата влияе върху всички параметри на силициевите стабилитрони. При конструиране на прецизни стабилизатори е твърде важно да се знае как се изменя напрежението $U_{ст}$ при нарастване на температурата. Количествено това се оценява с т.нар. температурен коефициент на напрежението на стабилизация $TKU_{ст}$, който се дефинира с формулата

$$TKU_{ст} = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}\Delta t} \qquad (3.24)$$

и се измерва в проценти на градус. Тук $U_{ст}$ е напрежението на стабилизация при дадена температура, а $\Delta U_{ст}$ — неговото изменение при нарастване на температурата с $\Delta t$. На фиг. 3.25 се



забелязва една интересна особеност, а именно: при нарастване на температурата напрежението на стабилизация $U_{ст}$ на някои диоди (при които $U_{ст} > 6$ V) нараства, а при други диоди (при които $U_{ст} < 6$ V) то намалява. Следователно в първия случай $TKU_{ст}$ е положителен, а във втория — отрицателен. Диодите с напрежение на стабилизация около 6 V очевидно имат $TKU_{ст} = 0$, т.е. напрежението им на стабилизация не се влияе от температурата. Всичко това е показано графично на фиг. 3.26 *б*.

**Пример 3.4.** Ценеровият диод КС191А при стайна температура $t = 20°C$ има $U_{ст} = 9$ V. Да се намери колко ще се повиши напрежението му на стабилизация, ако диодът се загрее до 50°C.

От фиг. 3.26 *б* отчитаме, че стабилитроните с $U_{ст} = 9$ V имат $TKU_{ст} = 0,06\%/°C$, т.е. $TKU_{ст} = 0,0006$. Понеже $\Delta t = 50 - 20 = 30$, от (3.24) получаваме

$$\Delta U_{ст} = U_{ст}\Delta t TKU_{ст} = 9.30.0,0006 = 0,16 \text{ V}.$$

В табл. 3.9 са дадени основните параметри на някои силициеви стабилитрони.

**Таблица 3.9**

| Тип | $U_{ст}$, V | $I_{ст\ min}$, mA | $I_{ст\ max}$, mA | $R_{дин}$, Ω | $P_{max}$, mW |
|---|---|---|---|---|---|
| Д808 | 7–8,5 | 3 | 33 | 6 | 280 |
| Д809 | 8–9,5 | 3 | 29 | 10 | 280 |
| Д810 | 9–10,5 | 3 | 26 | 12 | 280 |
| Д811 | 10–12 | 3 | 23 | 15 | 280 |
| Д813 | 11,5–14 | 3 | 20 | 18 | 280 |
| КС168А | 6,2–7,5 | 5 | 45 | 15 | 350 |
| КС191А | 8,5–9,7 | 3 | 15 | 18 | 280 |
| КС213Б | 12,1–13,9 | 3 | 15 | 25 | 280 |
| Д817Г | 100 | 5 | 50 | 75 | 2000 |
| 2С920Г | 120 | 5 | 42 | 150 | 5000 |
| СК2300 | 300 | 5 | 50 | 250 | 15000 |

Стабилитроните Д818А÷Е са специални (т.нар. прецизни) диоди, предназначени за еталони на напрежение, като за това през тях трябва да се пропуска ток в обратна посока 10 mA. Те не се пускат в масово производство. Имат по-сложна конструкция, като последователно на основния диод (който се включва в обратна посока) са включени в права посока още два диода. Както е известно (вж.т.3.5), $TKU_{ст}$ на обикновените диоди е отрицателен, със стойност средно 2 mV/°C. По такъв начин се получава температурна компенсация, в резултат на което диодите Д818А — Е имат $TKU_{ст}$, по-малък от $0,001\%/°C$.

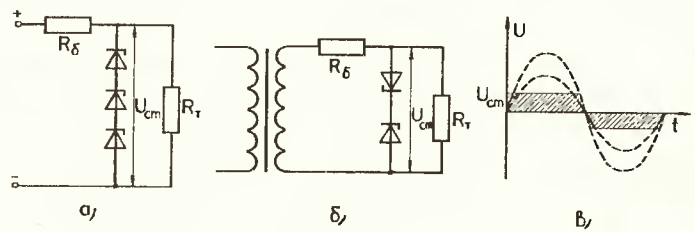
Интересна особеност на силициевите стабилитрони е това, че при определен режим те са *източници на шум* в областта на НЧ-обхват. Това се забелязва най-вече при лавинния пробив, т.е. при диоди с $U_{ст} > 6$ V, и то в началото на пробива — например при

$I = 0,1 \div 1$ mA. Обяснява се с възникването на локални микропробиви вследствие на неоднородност на прехода, в резултат на което се получават хаотични флуктуации на тока. При захранване на диода от високоомен източник (т.нар. генератор на ток) ефективната стойност на шумовото напрежение достига до няколко стотици микроволтове и е в честотния обхват от 0 до 20 kHz. Тази особеност на силициевите стабилитрони се използува за направата на т. нар. генератори на шум.

Когато трябва да се стабилизира по-високо напрежение, за което не разполагаме с необходимия стабилитрон, се използува **последователно свързване на няколко еднакви стабилитрона** (фиг. 3.27 *а*). В този случай през тях протича един и същи ток, а резултатното стабилизирано напрежение $U_{ст}$ е равно на сумата от напреженията на стабилизация на отделните диоди. Подчертаваме, че в случая към диодите се подава *постоянно напрежение*, което трябва да се стабилизира.

Като недостатък на последователното свързване на стабилитроните може да се посочи фактът, че резултатното динамично съпротивление е равно на сумата от динамичните съпротивления на отделните диоди, а това при някои схеми (например стабилизирани токоизправители) влошава параметрите на целия стабилизатор.

В практиката се използува и последователно *насрещно* свързване на стабилитроните (фиг. 3.27 *б*), когато към тях се подава *променливо* напрежение, чиято амплитудна стойност е по-голяма от $U_{ст}$ на диодите. В случая двата диода фиксират големината на напрежението върху $R_т$ на ниво, приблизително равно на $U_{ст}$, независимо че променливото напрежение може да има и по-големи амплитуди (на фиг. 3.27 *в* те са дадени с прекъсната линия).




Фиг. 3.27

Силициевите стабилитрони като правило не се свързват паралелно. Причината за това е, че на практика трудно могат да се подберат два и повече екземпляри от един и същи тип със съвършено еднакво напрежение на стабилизация. Ето защо, ако при единия от паралелно свързаните стабилитрони това напрежение



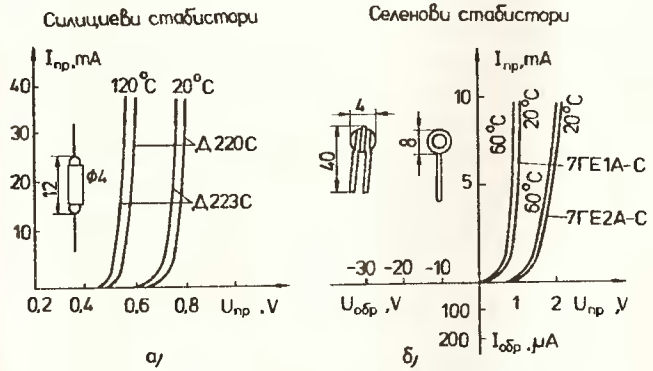
е макар с малко по-ниско от това на другите, през него ще протича многократно по-голям ток отколкото в другите ценерови диоди и той скоро ще се повреди.

## 3.13. СТАБИСТОРИ

Беше изяснено, че при напрежения под 4–5 V ударната йонизация в силициевия преход се затруднява. Ето защо силициевите стабилитрони с $U_{ст} < 4 \div 5$ V нямат рязко изразено коляно (фиг. 3.25).

Диодите, с които могат да се стабилизират напрежения под 4–5 V чрез използуване на правия участък от волт-амперната им характеристика, се наричат *стабистори*. Почти всеки диод може да се използува в качеството на стабистор, стига динамичното му съпротивление в права посока да е достатъчно малко. В такъв случай праговото напрежение на диода $U_{праг}$ (фиг. 3.8 *а*) е напрежението на стабилизация, т.е. $U_{праг} = U_{ст}$.

От (3.10) лесно може да се намери, че ако през един идеален диод в права посока протича ток $I = 10$ mA, неговото динамично съпротивление в тази точка е $R_{дин} = 2,5\ \Omega$. Както видяхме обаче, реалните диоди имат някакво омическо съпротивление $r_б$. Ето защо във всички случай тяхното динамично съпротивление не може да бъде по-малко от него, т.е. $R_{дин} > r_б$. Следователно като стабистори е целесъобразно да се използуват плоскостните диоди, при които $r_б = 1 \div 10\ \Omega$. На фиг. 3.16 бяха дадени експериментално снетите характеристики на германиевия плоскостен




Фиг. 3.28

диод Д7Ж и на силициевия плоскостен диод Д226Б. От тази фигура се вижда, че при първия диод $U_{ст} = 0,3$ V, а при втория $U_{ст} = U_{праг} = 0,6$ V, при това тяхното динамично съпротивление е $R_{дин} = 3 \div 5\ \Omega$ при ток 10 mA.

Вече знаем, че температурата влияе и върху двата клона на волт-амперната характеристика на диодите (фиг. 3.17). Когато диодът се използува като токоизправителен елемент, влиянието на температурата върху правия клон не е от значение. Когато обаче диодът се използува като стабистор, това влияние е важно. От фиг. 3.17 се вижда, че при увеличаване на температурата правият клон се мести наляво, т.е. праговото напрежение намалява. Вече изяснихме, че количествено това отместване се оценява чрез т.нар. температурен коефициент на праговото напрежение $TKU_{\text{праг}}$ (или коефициент на отместване на характеристиката).

Този коефициент се определя от формулата

$$TKU_{\text{праг}} = \frac{\Delta U_{\text{праг}}}{\Delta t}, \qquad (3.25)$$

където $\Delta U_{\text{праг}}$ е изменението на праговото напрежение, а $\Delta t$ — изменението на температурата. Напомняме, че при всички видове диоди (германиеви, силициеви и селенови) този коефициент е отрицателен и има стойност около 2 mV/°C.

**Пример 3.5.** Силициевият диод Д226Б се използува като стабистор. При $t = 20°C$ той има $U_{\text{ст}} = U_{\text{праг}} = 0,65$ V. Да се намери праговото му напрежение при температура $t = 60°C$.

Понеже $\Delta t = 60 - 20 = 40$, от (3.25) за намалението на напрежението ще имаме $\Delta U_{\text{праг}} = TKU_{\text{праг}}$, $\Delta t = 0,002.40 = 0,08$ V.

Следователно при температура 60°C праговото напрежение ще има стойност

$$U_{\text{праг}} = 0,65 - 0,08 = 0,57 \text{ V}.$$

Понастоящем се произвеждат диоди, специално предназначени за използуване като стабистори. Например такива са силициевите стабистори Д220С и Д223С (фиг. 3.28 *а*) с напрежение на стабилизация около 0,7 V и работен интервал от −60°C до +125°C. Също така се произвеждат селенови стабистори 7ГЕ1А-С и 7ГЕ2А-С с работен интервал от −60°C до +70°C, чиито характеристики са дадени на фиг. 3.28 *б*. За стабилизиране на по-високо напрежение тези стабистори могат да се свързват последователно.

## 3.14. ТУНЕЛНИ ДИОДИ

По своята конструкция тунелните диоди приличат на плоскостните диоди с тази разлика, че тук се използува полупроводник (германий или галиев арсенид) с по-голяма концентрация на примесите, достигащи до $10^{19}$–$10^{21}$ $\text{cm}^{-3}$. Както знаем, такъв полупроводник се нарича *изроден* и неговите свойства се доближават до тези на металите. Поради голямата концентрация на примесите полученият PN преход е около 100 пъти по-тесен от прехода

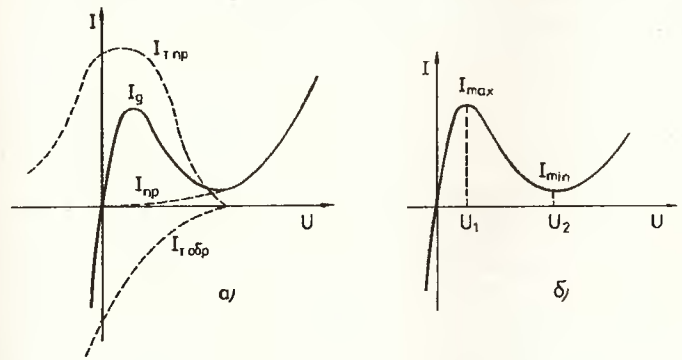


на обикновените диоди и има широчина от порядъка на $10^{-6}$ cm. Малката широчина на прехода от своя страна води до увеличаване на потенциалната бариера ($\varphi_0 = 0,7 \div 1$ V), а интензитетът на полето в прехода е много голям — около $10^6$ V/cm. При наличността на тези особености в прехода възниква *тунелен ефект*, който е едно сложно квантовомеханично явление.

Според класическата физика един електрон може може да премине през дадена потенциална бариера само ако притежава енергия, равна или по-голяма от височината на бариерата. При тунелния ефект обаче някои електрони преминават потенциалната бариера и тогава, когато нейната височина е по-голяма от енергията на електрона, т.е. електроните минават като " през тунел" под бариерата, като енергията им след преминаването остава същата. По такъв начин при тунелните диоди PN преходът се оказва "пробит" и през него проникват в двете посоки електрони.

Токът $I_д$ през тунелния диод може да се разглежда като съставен от три компоненти:

**1.** *Прав тунелен ток* $I_{\text{т пр}}$, дължащ се на проникване на свободни електрони от N в P областта. Това проникване е вследствие на тунелния ефект и е в сложна зависимост от външното приложено напрежение. На фиг. 3.29 *а* е показно графично зависимостта на правия тунелен ток $I_{\text{т пр}}$ от външното напрежение, приложено на диода. Виждаме, че от даден момент нататък правият тунелен ток намалява, защото резултатното поле в прехода намалява, а това води до намаляване и на тунелния ефект.



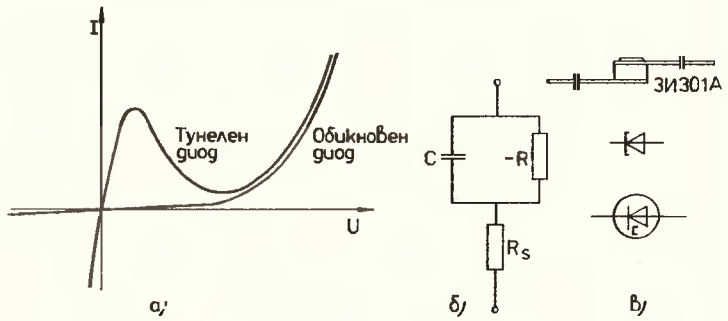

Фиг. 3.29

**2.** *Обратен тунелен ток* $I_{\text{т обр}}$, дължащ се на проникване на валентни електрони от P в N областта. Това явление също се дължи на тунелния ефект и с увеличаване на външното напрежение в обратна посока обратният тунелен ток също намалява (фиг. 3.29 *а*). Нека отбележим, че при липса на външно напрежение правият и

обратният ток са равни по големина и противоположни по посока, т.е. резултатният ток при прехода е нула, и двете области P и N са електрически неутрални.

**3.** *Прав ток през диода* $I_{пр}$, дължащ се на взаимното дифузно проникване на основни токоносители от едната област в другата. Това е токът в права посока, който разгледахме подробно при обикновените диоди (т. 3.6). При сравнително ниски външни напрежения — например до 0,3 V, този ток е малък и може да се пренебрегне спрямо правия и обратния тунелен ток. При по-високи външни напрежения — над 0,3 V, тунелният ефект изчезва (а едновременно с него изчезват правият и обратният тунелен ток) и токът през тунелния диод се определя само от $I_{пр}$, т.е. при по-високи напрежения тунелният диод има свойствата на обикновен диод.

Най-важната особеност на тунелния диод е наличността на *участък с отрицателно динамично съпротивление* (падащ участък) във волт-амперната му характеристика. Наличността на отрицателно съпротивление по променлив ток дава възможност тунелният диод да бъде използуван за генериране и усилване на електрически трептения, а също така и в някои импулсни схеми. На фиг. 3.29 *б* е показана волт-амперна характеристика на тунелен диод. При малки положителни и отрицателни напрежения диодът няма еднопосочна проводимост, т.е. прилича на обикновено съпротивление. При увеличаване на външното напрежение в права посока от $U_1$ до $U_2$ токът през диода намалява от $I_{max}$ до $I_{min}$, което представлява работният участък на характеристиката му. Когато външното напрежение стане по-голямо от $U_2$, характеристиката




Фиг. 3.30

на тунелния диод има същата форма както при обикновения диод. На фиг. 3.30 *а* за сравнение са показани в един мащаб волт-амперни характеристики на обикновен и на тунелен диод. Виждаме, че падащият участък в характеристиката заема сравнително малка



част от нея.

В съвременните тунелни диоди напрежението $U_1$ е от порядъка на 0,05–0,1 V, а напрежението $U_2$ е около 0,2–0,5 V. Също така $I_{min}$ е около 0,1–1 mA, а $I_{max}$ е от порядъка на 1–10 mA. От това става ясно, че на падащия участък от волт-амперната характеристика съответствуват сравнително малки изменения на токовете и напреженията, поради което **тунелните диоди са изобщо маломощни полупроводникови елементи.** На фиг. 3.30 *б* е показана еквивалентна схема на тунелен диод при малки сигнали, когато отрицателното съпротивление $-R$ може да се смята за постоянно. В съвременните тунелни диоди това отрицателно съпротивление има стойност $|R| = 20 \div 500\ \Omega$. То може да се намери практически от волт-амперната характеристика чрез прекарване на допирателна в работната точка. Кондензаторът $C$ изразява зарядния капацитет на PN прехода и има стойност $C = 10 \div 50$ pF (при високочестотните тунелни диоди този капацитет е под 1 pF). Съпротивлението $R_S$ изразява активните загуби в кристала и изводите и има стойност $R_S = 0,05 \div 5\ \Omega$.

Основните параметри на тунелните диоди са напреженията $U_1$ и $U_2$ и съответните токове $I_{max}$ и $I_{min}$ (фиг. 3.29 *б*). Друг параметър е бариерният капацитет $C_{бар}$ на прехода.

**Таблица 3.10**

| Тип | | $I_{max}$, mA | $I_{min}$, mA | $U_1$, V | $U_2$, V | $C_{бар}$, pF |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1И302А | Ge | 1,7–2,3 | 0,45 | 0,10 | 0,30 | |
| 1И302Б | | 4,3–5,8 | 0,90 | 0,10 | 0,30 | |
| 1И302В | | 8,5–11,5 | 2,00 | 0,10 | 0,30 | |
| 1И302Г | | 13–17 | 3,80 | 0,10 | 0,30 | |
| ЗИ301А | GaAs | 2 | 0,25 | 0,12 | 0,55 | |
| ЗИ301Б | | 5 | 0,60 | 0,10 | 0,55 | |
| ЗИ301В | | 5 | 0,60 | 0,10 | 0,55 | |
| ЗИ301Г | | 10 | 1,00 | 0,10 | 0,55 | |
| ГИ304А | Ge | 4,5–5,1 | 1 | 0,075 | 0,44 | 20 |
| ГИ304Б | | 4,9–5,5 | 1 | 0,075 | 0,44 | 20 |
| ГИ305А | | 9,1–10 | 2 | 0,085 | 0,45 | 30 |
| ГИ305Б | | 9,8–11 | 2 | 0,085 | 0,45 | 30 |

В табл. 3.10 са дадени по-важните параметри на някои тунелни диоди.

На фиг. 3.30 *в* е показан външният вид на тунелния диод ЗИ301А заедно със стандартното и друго широко разпространено означение на тунелните диоди в схемите.

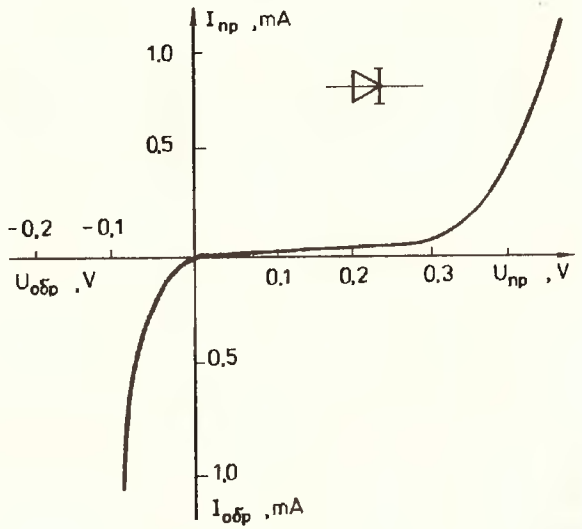
Тунелните диоди са прибори, с които могат да се създават изпънредно опростени схеми на автогенератори, усилватели, импулсни и други устройства, работещи до много високи честоти

— например няколко десетки гигахерци. Техните високочестотни свойства се дължат на това, че токът през тях не е свързан с дифузия. Тунелният ток подобно на тока през металните проводници се разпространява със скоростта на светлината. Друго предимство на тунелните диоди е широкият температурен обхват на работа — галиевоарсенидните диоди например работят от −60°C до +400°C.

Като недостатъци на тунелните диоди могат да се посочат необходимостта от стабилно захранващо напрежение и сравнително малката им мощност, ненадвишаваща 1 mW.

## 3.15. ОБЪРНАТИ ДИОДИ

Характерно за обърнатите диоди е това, че тяхното съпротивление в обратна посока е по-малко отколкото в права посока. Именно оттук е дошло и наименованието им. Тази тяхна особеност се вижда от волт-амперната им характеристика, дадена на фиг. 3.31. Причината за това са високолегираните P и N области, в резултат на което се получава твърде тесен преход —




Фиг. 3.31

около 0,1 $\mu$m. По тази особеност те приличат на тунелните диоди, при които преходът е още по-тесен. Поради тесния преход още при малки обратни напрежения — например 0,05 V, през прехода започва да протича значителен тунелен ток. В права посока



тунелен ефект не възниква, тъй като преходът не е достатъчно тесен.

Основните параметри на обърнатите диоди са:

1. *Напрежение в права посока* $U_{пр}$. Това е напрежението в права посока при определен ток в права посока (най-често $I_{пр}$ = = 0,1 mA).
2. *Обратно напрежение* $U_{обр}$. Това е обратното напрежение при определен ток в обратна посока (най-често $I_{обр} = 1$ mA).
3. *Максимален ток в права посока* $I_{пр\,max}$. Това е максимално допустимият ток в права посока.
4. *Максимален обратен ток* $I_{обр\,max}$. Това е максимално допустимият ток в обратна посока.
5. *Капацитет на диода* $C_д$. Това е бариерният капацитет на прехода.

Обърнатите диоди могат да се използуват като детектори, тъй като в сравнение с обикновените точкови диоди тяхната нелинейност е по-голяма, което води до по-голям ефект на детекция. Също така нивото на шума при тези диоди е по-ниско (поради по-малкия ток в нелинейния участък) и затова те намират приложение в малкошумящите диодни СВЧ смесители.

Таблица 3.11

| Тип | $U_{пр}(U_F)$ при $I_{пр} = 0,1$ mA, mV | $U_{обр}(U_R)$ при $I_{обр} = 1$ mA, mV | $I_{пр\,max}$ ($I_{F\,max}$), mA | $I_{обр\,max}$ ($I_{R\,max}$), mA | $C_д$ ($C_{tot}$), pF |
|---|---|---|---|---|---|
| ГИ401А | 330 | 90 | 0,3 | 4,0 | 2,5 |
| ГИ401Б | 330 | 90 | 0,5 | 5,6 | 5,0 |

В табл. 3.11 са дадени основните параметрите на някои обърнати диоди.

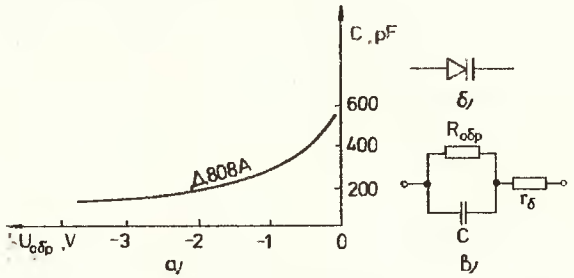
## 3.16. ВАРИКАПИ (ПАРАМЕТРИЧНИ ДИОДИ, ВАРАКТОРИ)

Диодите, при които се използува капацитетът на PN прехода, се наричат *варикапи*. Почти всеки диод може да се използува като варикап. На практика обаче варикапът трябва да отговаря на някои допълнителни условия. Ето защо като варикапи се използуват силициевите стабилитрони или специално произвежданите диоди — варикапи.

В т. 2.4 видяхме, че при обратно включване PN преходът притежава бариерен капацитет, чиято стойност зависи от приложеното напрежение и се дава с с формула (2.16). Следователно варикапът може да се разглежда като променлив кондензатор, чийто

капацитет се изменя по електронен път (т.е. без подвижни механични части).

На фиг. 3.32 *а* е показана зависимостта на бариерния капацитет на стабилитрона Д808А от приложеното в обратна посока напрежение. Виждаме, че когато напрежението се изменя от нула до 4 V, капацитетът на диода намалява от 600 до 200 pF. На съ-




Фиг. 3.32

щата фигура (*б*) е дадено означението на варикапите, а също и еквивалентната схема на варикапа (*в*). Тук $r_б$ е активното съпротивление на базата, $R_{обр}$ — обратното съпротивление на прехода, а $C$ — бариерният капацитет.

Основните параметри на варикапите са следните:

**1.** *Номинален капацитет* $C_{nom}$. Това е капацитетът на диода при определено напрежение (най-често −4 V).

**2.** *Максимален капацитет* $C_{max}$. Това е максималният капацитет на диода при определено минимално напрежение (например − 0,5 V).

**3.** *Минимален капацитет* $C_{min}$. Това е капацитетът на диода при максимално допустимото напрежение, приложено в обратна посока.

**4.** *Максимално обратно напрежение* $U_{обр\,max}$. Това е най-голямото обратно напрежение, което може да се прилага към диода.

**5.** *Качествен фактор* $Q$. Това е един от най-важните параметри на варикапите. При не много високи честоти той се дефинира с формулата

$$Q = \frac{x_c}{r_B} = \frac{1}{\omega C_{nom} r_B}. \qquad (3.26)$$

Очевидно при дадена честота и при даден номинален капацитет по-голям качествен фактор ще има този диод, на който активното съпротивление $r_B$ на базата е по-малко. Колкото качественият фактор е по-голям, толкова варикапът е по-добър. Именно при включване на такива варикапи в трептящите кръгове качественият фактор на кръговете не се влошава. Добрите варикапи имат $Q = 100 \div 500$.



**6.** *Коефициент на покритие* $k_c$. Този коефициент е равен на отношението между максималния и минималния капацитет на диода:

$$k_c = \frac{C_{max}}{C_{min}}. \qquad (3.27)$$

Той е в пряка връзка с максималната и минималната честота, на които може да се настройва даден трептящ кръг, в който е използуван варикапът. Колкото даден варикап има по-голям $k_c$, толкова той е по-добър. При съвременните варикапи $k_c = 2 \div 5$.

Други параметри на варикапите са обратен ток на прехода, температурен коефициент на капацитета, максимална разсейвана мощност и т.н.

**Таблица 3.12**

| Тип | $C_{nom}$, pF | $U_{обр\,max}$ ($U_{R\,max}$), V | $Q$ | Тип | $C_{nom}$, pF | $U_{обр\,max}$ ($U_{R\,max}$), V | $Q$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| КВ102А | 14–23 | 45 | 40 | КВ105А | 400–600 | 90 | 500 |
| КВ102Б | 19–30 | 45 | 40 | КВ105Б | 400–600 | 50 | 500 |
| КВ102В | 25–40 | 45 | 40 | Д901А | 22–32 | 80 | 25 |
| КВ102Г | 19–30 | 45 | 100 | Д901Б | 22–32 | 45 | 30 |
| КВ102Д | 19–30 | 80 | 40 | Д901В | 28–38 | 80 | 25 |
| КВ104А | 90–120 | 45 | 100 | Д901Г | 28–38 | 45 | 30 |
| КВ104Б | 106–144 | 45 | 100 | Д901Д | 34–44 | 80 | 25 |
| КВ104В | 128–192 | 45 | 100 | Д901Е | 34–44 | 45 | 30 |
| КВ104Г | 95–143 | 80 | 100 | Д902 | 6–12 | 25 | 30 |
| КВ104Д | 128–192 | 80 | 100 | | | | |

В табл. 3.12 са дадени по-важните параметри на някои варикапи.

Варикапите намират приложение в редица радиоелектронни схеми и устройства, като например при електронната настройка на трептящи кръгове, в параметричните усилватели, в автоматиката и т.н.

## 3.17. СВЕТОДИОДИ

Светодиодите са полупроводникови диоди, в които при протичане на ток в права посока PN преходът излъчва светлина от видимия спектър. Използуват се като оптични индикатори в най-различни радиоелектронни устройства.

Нека разгледаме тяхното действие. След като попаднат в чуждия кристал, инжектираните от P в N кристала дупки изминават определено разстояние (т.нар. дифузна дължина $L$) и *рекомбинират* с намиращите се там електрони (фиг. 2.8). Същото се отнася и за инжектираните от N в P кристала електрони. Ако са налице

определени условия, именно при тази рекомбинация се получава отделяне на енергия във вид на светлина. Очевидно светлината се излъчва от област около PN прехода, имаща широчина, не по-голяма от дифузната дължина на токоносителите.

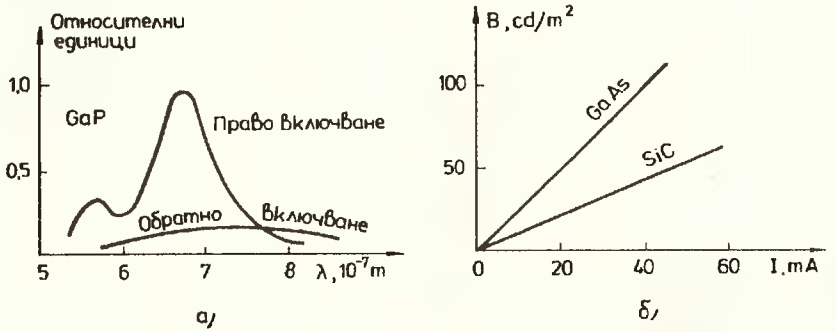
Излъчването на светлина при рекомбинация се получава при полупроводниците с по-голяма широчина на забранената зона. Ето защо за направа на светодиоди се използуват галиев арсенид GaAs, силициев карбид SiC, галиев фосфид GaP и др. Цветът на излъчената светлина се определя главно от широчината на забранената зона на полупроводника $\Delta W_з$ и се дава с формулата

$$\lambda = \frac{h}{\Delta W_з}, \qquad (3.28)$$

където $\lambda$ е дължината на светлинната вълна; $h$ — константата на Планк.

Нека напомним, че видимата светлина има дължина на вълната от $3,8.10^{-7}$ m (виолетов цвят) до $7,6.10^{-7}$ m (червен цвят). Върху цвета на излъчваната светлина обаче влияят и примесите и поради това в някои случаи се добавят бор, азот, алуминий и др.

Както споменахме, **светодиодите се включват в права посока.** При обратно включване също става рекомбинация и има светене, обаче в този случай то е значително по-слабо. На фиг. 3.33 *а* са показани спектралните излъчвателни характеристики на галиево-фосфиден светодиод при право и обратно включване. Виждаме, че при право включване диодът свети много по-силно и излъчената светлина има максимум при $\lambda = (6,4 \div 6,8).10^{-7}$ m, т.е. в областта на червения цвят (фиг. 2.12).

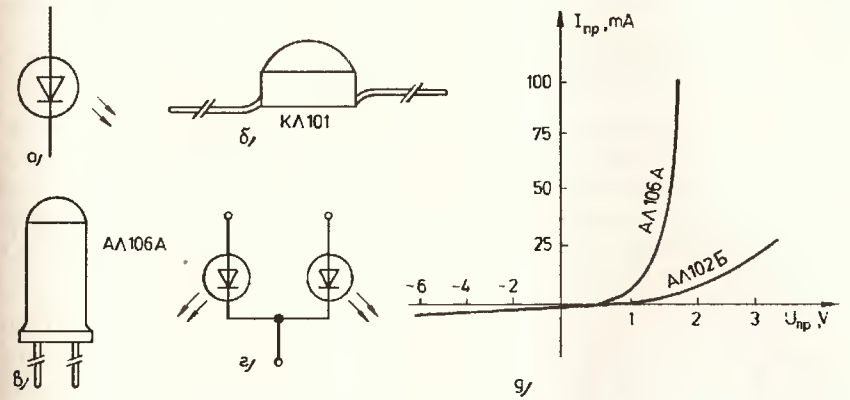



Фиг. 3.33

Важна особеност на светодиодите е тяхната *малка инертност*, която е от порядъка на $10^{-8}$–$10^{-9}$ s. Тя се определя най-вече от времето на живот на неосновните токоносители. Малката инертност означава, че светодиодите могат да работят в импулсен



режим при честоти до 100 MHz, а това открива нови възможности за приложение. На фиг. 3.33 *б* е показана зависимостта на амплитудата на яркостта на импулсната светлина от амплитудата на импулсния ток при два вида светодиоди. Вижда се, че в импулсен режим от диодите може да се получава за кратко време твърде интензивна светлина.




Фиг. 3.34

Схемното означение и конструктивното оформление на някои светодиоди са показани на фиг. 3.34 *а, б, в*. За концентриране на излъчената светлина част от корпуса на някои светодиоди представлява стъклена леща. Съществуват светодиоди с два цвята на светене, като тяхната конструкция се състои от два прехода с обща база. Те имат три извода (фиг. 3.34 *г*) и в зависимост от включването могат да светят например или червено, или зелено. При едновременно светене на двата диода се получава впечатление за жълта светлина. На този принцип могат да се създават многоцветни индикатори, което е едно перспективно направление на полупроводниковата техника.

На фиг. 3.34 *д* е показана волт-амперната характеристика на два светодиода АЛ106А и АЛ102Б. Виждаме, че тук напрежението в права посока може да е няколко волта. В обратна посока пробивното напрежение на светодиодите е сравнително ниско.

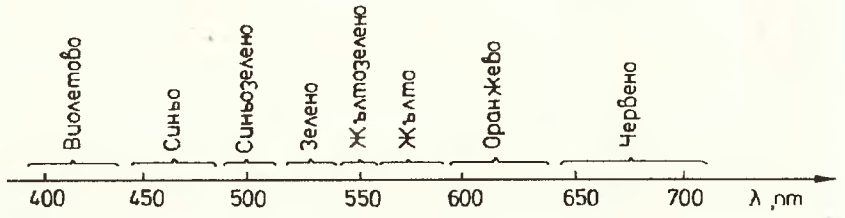
Основните параметри на светодиодите са:

**1.** *Максимално допустим ток* $I_{max}$. Това е най-големият ток, който е допустимо да се пропуска през диода в права посока продължително време. Понеже колкото е по-голям токът в права посока, толкова по-силно свети диодът, притежателят на светодиоди често пъти в желанието си да получи по-силно светене надвишава $I_{max}$ и диодите се повреждат.

**2.** *Напрежение в права посока* $U_{пр}$. Това е напрежението между двата края на диода при ток $I_{max}$. Както споменахме, то е няколко пъти по-високо от съответното напрежение при обикновените диоди (вж. табл. 3.13).

**3.** *Яркост на светене* $B$. Тя се дава при определен ток в права посока (например $I_{max}$) и се измерва с единицата нит (nt). Нека поясним, че яркост 1 нит притежава равномерно светеща сфера с площ 1 $m^2$, ако в центъра ѝ е поставен източник на светлина със сила 1 кандела (1 кандела $\approx$ 1свещ), т.е. 1 nt $= \frac{1\ cd}{1\ m^2}$. В някои справочници яркостта на светене на светодиодите се дава и в $cd/m^2$.

**4.** *Цвят на светене.* Той зависи от използувания полупроводник и конструкцията на светодиода. В някои справочници се дава направо — например червен, зелен и т.н., а в други се посочва дължината на вълната (в нанометри) на излъчваната светлина. Зависимостта на видимото излъчване от дължината на вълната е дадена на фиг. 3.35.




Фиг. 3.35

Както вече се спомена, за направа на светодиоди се използуват най-вече галиев арсенид, галиев фосфид и силициев карбид. На фиг. 3.36 *а* са показани типови волт-амперни характеристики на светодиоди, изработени от споменатите полупроводници.

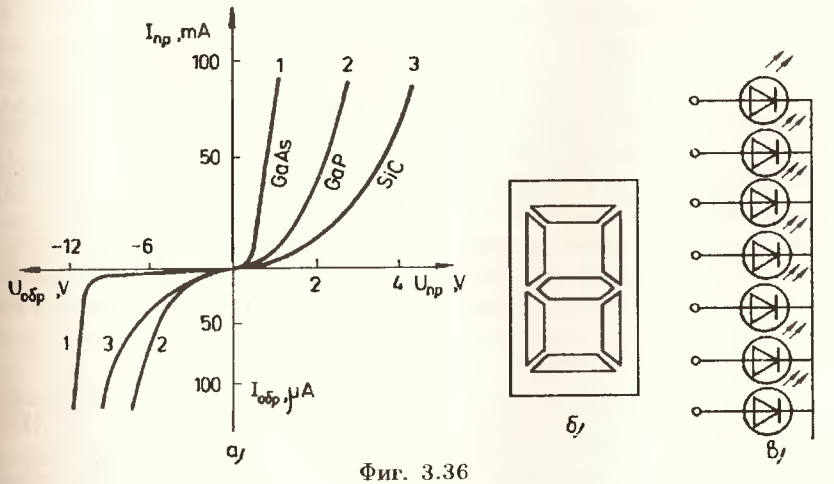
В табл. 3.13 са дадени основните параметри на някои светодиоди. Работната температура на повечето светодиоди е от −60°C до +70°C.

В последно време за нуждите на автоматиката и изчислителната техника се произвеждат различни светлинни индикаторни прибори, в основата на които лежат светодиоди. Така например широко разпространение намират седемсегментните индикатори, чрез които могат да се формират цифрите от 0 до 9. На фиг. 3.36 *б* е показан цифровият индикатор 2Л105А. Той се състои от седем силициевокарбидни светодиода с подходяща форма. Те са запресувани в пластмасов корпус, едната страна на който е прозрачна. Приборът има 8 извода и електрическата му схема е показана на фиг. 3.36 *в*. При пропускане на ток в права посока всеки сегмент



**Таблица 3.13**

| Тип | Цвят на светене | $I_{max}(I_{R\ max})$, mA | $U_{пр}(U_F)$, V | Яркост ($B$), nt |
|---|---|---|---|---|
| АЛ102А | червен | 5 | 2,5 | 5 |
| АЛ102Б | червен | 20 | 3,5 | 40 |
| АЛ102В | зелен | 30 | 5 | 50 |
| АЛ103А | червен | 50 | 1.6 | 10 |
| АЛ106А | червен | 100 | 1,7 | 20 |
| ДИ1А | червен | 3 | 2,5 | 20 |
| ДИ1Б | зелен | 5 | 2,5 | 20 |
| ДИ1В | червен | 5 | 2,5 | 20 |
| ДИ1Г | зелен | 10 | 3,0 | 20 |
| ДИ1Д | червен | 10 | 3,0 | 20 |
| ДИ1Е | зелен | 30 | 3,5 | 30 |
| ДИ1Ж | зелен | 30 | 3,5 | 30 |
| ДИ1И | червен | 30 | 5 | 60 |
| ДИ1К | червен | 30 | 5 | 60 |
| КЛ101А | жълт | 10 | — | 10 |
| КЛ101Б | жълт | 20 | — | 15 |
| КЛ101В | жълт | 40 | — | 20 |
| Б35А | жълт | 10 | 5,5 | 10 |
| Б35Б | жълт | 20 | 5,5 | 15 |
| ЗЕ2013 | червен | 50 | 3 | — |
| ЗЕ2030 | червен | 100 | 2 | — |
| ЗЕ5023 | зелен | 50 | 3,5 | — |
| ЗЕ5037 | зелен | 60 | 3 | — |

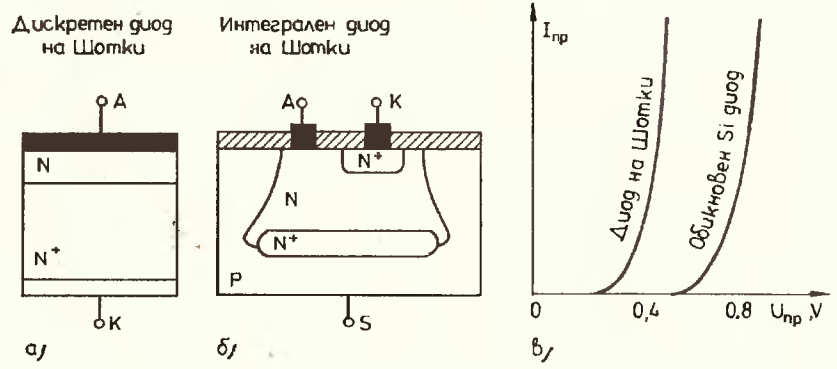



Фиг. 3.36

свети, като консумира ток около 10 mA при напрежение около 4 V и има яркост около 60 $cd/m^2$. Цифрите се получават чрез подходяща комбинация на светещите сегменти.

## 3.18. ДИОДИ НА ШОТКИ

При тези диоди се използува еднопосочната проводимост на контакта между метал и полупроводник. Свойствата на този преход бяха разгледани в т.2.6.Там беше изяснено, че токът в права посока се обуславя от електрони, проникващи от полупроводника




Фиг. 3.37

в метала. Основният недостатък на един такъв преход е значителното му съпротивление в права посока, дължащо се на неголямата концентрация на свободни електрони в полупроводника.

Този недостатък се избягва при диодите на Шотки, където полупроводникът се състои от два слоя. Например при дискретните диоди на Шотки долният слой (подложката) е от силно легиран силиций (т.е. $N^+$ силиций с $\rho = 1\ \Omega$.cm). Върху нея по метода на епитаксията (вж. т. 3.8) се нанася тънък слой силиций с $\rho = 0,01\ \Omega$.cm. След почистване на високоомния слой върху него се нанася слой от злато с неголяма площ (фиг. 3.37 *а*). По-нататък следва запояване на изводите, покриване с предпазващ лак, затваряне в корпус и др. Аналогична структура имат диодите на Шотки в интегрално изпълнение (фиг. 3.37 *б*), като тук ролята на нискоомна област играе "скритата" дифузна $N^+$ област, а също и $N^+$ областта под катода.

При подаване на напрежение в права посока електрическото поле е съсредоточено изключително във високоомния слой N. Поради малката му дебелина (фиг. 3.37 *а* и *б* той е показан дебел за нагледност) интензитетът на полето в него достига до $10^6$ V/m и дрейфовата скорост на преминаващите от полупроводника към метала електрони става извънредно голяма, а токът — също така голям. Понеже дрейфовата скорост става съизмерима с топлинната скорост (вж. т. 1.4), тези електрони се наричат още "горещи



електрони". Принципът на използуване на горещи електрони е бил предложен още през 1939 г. от немския учен Шотки, но едва през 1965 г. се намери технологично решение за създаване на тези диоди.

Основното предимство на тези диоди е това, че при тях няма инжекция на неосновни токоносители (вж. т. 2.3), понеже електроните, преминаващи от полупроводника в метала, са основни токоносители за него. Поради това тук липсва натрупване на заряд и не е необходимо време за неговото разсейване, т.е. липсва един от основните недостатъци на обикновените диоди (вж. т.3.7). Ето защо диодите на Шотки са *особено бързодействуващи*, като имат време на превключване под 1 ns, поради което намират много широко приложение в бързодействуващите интегрални схеми. (Това ще бъде изяснено подробно във II част на настоящата книга.)

Друга особеност на диодите на Шотки е по-малкото им прагово напрежение. Въпреки че това са силициеви диоди, тяхното прагово напрежение е 0,3–0,4 V (фиг. 3.37 *в*). Причината за това е по-малката контактна потенциална разлика, а също и по-малкото обемно съпротивление на базата. По-малкото прагово напрежение (при равни други условия) води до по-малка мощност, отделяна върху диода (вж. формула 3.20). Затова в последно време се произвеждат средномощни и мощни диоди на Шотки. Такъв например е мощният диод на Шотки 2Д219, който има $I_{пр} = 10$ A, $U_{пр} = 0,5$ V и $U_{обр} = 30$ V.

## 3.19. PIN ДИОДИ

PIN диодите се използуват като превключватели (комутатори) в СВЧ обхвата и имат известни предимства пред диодите с обикновен PN преход. Наименованието им идва от особената структура на PN прехода, при която между P и N областите има тънък слой от безпримесен полупроводник (собствен или I полупроводник).

Както е известно, превключващите диоди по време на работа се намират главно в две състояния: отпушено и запушено. На практика това се постига чрез подаване на напрежения със съответна полярност (например чрез дросел). За превключването на големи мощности диодите трябва да имат голяма площ на прехода. Това обаче би довело и до значителен собствен капацитет, което в СВЧ обхвата е недопустимо. Един от начините за разрешаване на това противоречие е именно използуването на прехода с PIN структура. Такъв диод при обратно включване има сравнително по-малък капацитет, а при право включване съпротивлението му не е голямо, тъй като инжектираните токоносители в I област я правят проводима. Например комутационният PIN диод MA47044 при обратно напрежение 50 V има капацитет 0,1 pF, а съпротив-

лението му в права посока е 2,5 Ω. Може да превключва върхова мощност 10 W с време на превключване 10 ns.

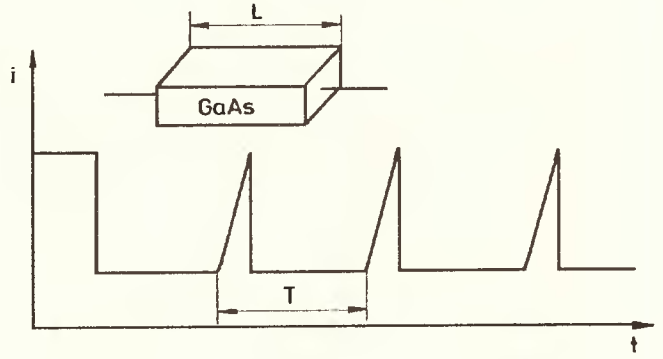
## 3.20. ДИОДИ НА ГЪН

Това са галиевоарсенидни диоди, с които могат да се генерират СВЧ трептения. При тях няма PN преход и действието им се основава на открития от Гън през 1963 г. ефект, който се заключава в следното. Ако N-кристал от галиев арсенид се включи в електрическа верига, при интензитет на полето в кристала $E > 10^3$ V/cm токът във веригата придобива импулсен характер (фиг. 3.38). Честотата на повторение на импулсите зависи от размерите на кристала и се дава с формулата

$$f = \frac{10^5}{L}, \qquad (3.29)$$

където $L$ е дебелината на кристала в метри. Например, ако $L = 0,1$ mm, $f = 1000$ MHz.

Причината за възникването на токовите импулси се дължи на това, че съществува определен критичен интензитет $E_{кр}$ на полето, над който подвижността на електроните *рязко намалява*. Съгласно формула (1.10) намаляването на подвижността води до увеличаване на съпротивлението и до сложно разпределение на полето по дължината на кристала. Така в кристала възниква подвижна област от заряди, наречена *домен*, която започва да се движи от катода към анода и достигайки го, се разпада. След




Фиг. 3.38

това около катода се образува нов домен и явленията се повтарят периодично с определена честота.

Диодите на Гън се използуват за работа в СВЧ обхвата както в импулсен, така и в непрекъснат режим. Намират приложение в радиолокацията, телеметрията, навигацията и други като генератори и усилватели.



## 3.21. ДИОДИ С ЛАВИННО ПРЕЛИТАНЕ

Това са германиеви, силициеви и галиевоарсенидни диоди с PN преход, които работят в режим на лавинен пробив. За целта в обратна посока се подава някакво постоянно напрежение, фиксиращо работната точка в областта на лавинно умножение на токоносителите, след което при подаване на променливо напрежение във веригата възникват СВЧ трептения със значителна мощност. Причината за това е наличността на отрицателно динамично съпротивление, проявяващо се само при определени условия. Отрицателното динамично съпротивление се дължи на това, че при определена стойност на полето $E_{кр}$ скоростта на електроните и дупките намалява, в резултат на което настъпва дефазиране на приложеното напрежение и протичащия ток, т.е. при увеличаване на напрежението токът намалява, което е същността на отрицателното съпротивление.

Работната честота на диодите с лавинно прелитане зависи от размерите на прехода и обикновено е в границите от 1 до 50 GHz. Тези диоди се използуват като генератори на СВЧ трептения и намират приложение в радиолокацията, телеметрията, навигацията и др.

## 3.22. МАГНИТОДИОДИ

Това са полупроводникови диоди, които под въздействие на външно магнитно поле изменят съпротивлението си при протичане на ток в права посока. В литературата за тях се среща още названието магниторезистори. Тяхното действие се основава на *ефекта на Гаус*, който се състои в следното. Ако през полупроводников кристал протича електрически ток и перпендикулярно на тока се приложи външно магнитно поле, то въздействува върху токоносителите и изменя техните траектории. Ефектът от това е намаляване на насочената скорост на токоносителите, т.е. намаляване на тяхната подвижност $\mu$, в резултат на което нараства съпротивлението на полупроводника (вж. формули (1.9) и (1.10)).

По време на работа върху магнитопровода в права посока се прилага определено напрежение (то е относително голямо — например 6–20 V), при което протича определен номинален ток (например 3 mA). Ако при това положение на диода се въздействува с външно магнитно поле, неговото съпротивление нараства, а токът през него намалява. По такъв начин магнитодиодите могат

да се използуват като датчици, реагиращи на магнитно поле. Въз основа на това те намират приложение в автоматиката, телеуправлението, измервателната техника и др.

Повече сведения и данни за магнитодиодите КД301А÷Ж могат да се намерят в сп. Радио, 1977 г., бр. 7.

## 3.23. ЛАМБДА ДИОДИ

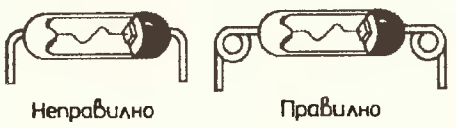
Това са полупроводникови диоди, чиято волт-амперна характеристика в права посока е подобна на тази на тунелните диоди, т.е. съдържа участък с отрицателно динамично съпротивление. Тези прибори се означават още като $\lambda$-диоди. При тях особеното е това, че $U_1 = 1 \div 4$ V, $U_2 = 3 \div 10$ V и $I_{max} = 1 \div 30$ mA (вж. фиг. 3.29 *б*). Следователно, сравнени с тунелните диоди, ламбда-диодите са сравнително по-мощни прибори.

В конструктивно отношение $\lambda$-диодите съдържат два полеви транзистора с PN преход, свързани галванично помежду си. Благодарение на тяхното взаимодействие се получава падащият участък в характеристиката им.

Ламбда диодите са високочестотни прибори. Те намират приложение като автогенератори, усилватели, регулиращи елементи, в автоматиката и т.н. (Вж. сп. Млад конструктор, 1983, бр. 3.)

## 3.24. ПРАВИЛА ЗА МОНТИРАНЕ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДИОДИ

При монтирането на полупроводниковите диоди трябва да се има предвид следното:



Фиг. 3.39

**1.** Не е желателно изводите на точковите диоди да се подрязват (фиг. 3.39) и по такъв начин запояването да се извършва близо до корпуса. Това може да доведе както до механични повреди (например пропукване на стъклото около изводите), така и до нарушаване на параметрите на диодите вследствие на прегряване.

**2.** Запояването на точковите диоди трябва да става за 2–3 секунди с маломощен поялник – например 60 W. По време на запояването изводът откъм страната на диода трябва да се държи здраво с пинцет или с плоски клещички за топлоотнемане. В някои случаи целият диод може да се държи с памуче, намокрено с вода. Работата се улеснява, ако изводите се калайдисат предварително.



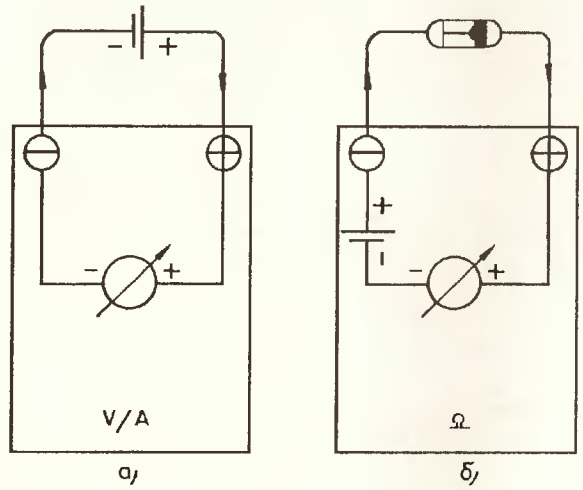
**3.** Изправителните диоди трябва да се разполагат по-далеч от елементи, които се нагряват (трансформатори, лампи и др.). Селеновите пакети се монтират плътно върху метално шаси или радиатор.

**4.** Средномощните и мощните изправителни диоди се монтират задължително върху подходящи радиатори, тъй като само в този случай от тях може да се черпи номиналният изправен ток. Понеже радиаторите са под напрежение, трябва да се вземат мерки за тяхната изолация от шасито или другите метални части.

## 3.25. ПРОВЕРКА НА ИЗПРАВНОСТТА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДИОДИ

Годността на работа на полупроводниковите диоди се проверява най-лесно с омметър. Практиката показва, че начинаещите любители на електрониката често грешат полярността на омметъра и затова нека изясним първо този въпрос.

***Полярност на омметъра.*** В повечето случаи омметърът е съставна част на комбинирания уред ампер-волт-омметър, едната клема на който, както е известно, е означена с "+", а другата с "–" (фиг. 3.40 *а*). Когато комбинираният уред се използва като



Фиг. 3.40

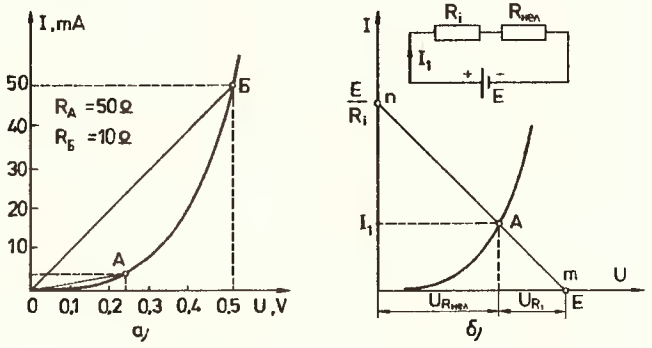
волт- или амперметър, токът от външния източник "влиза" през положителната клема. Дотук всичко е логично.

Когато обаче комбинираният уред се използува *като омметър*, източникът не е вън, а е вътре в уреда, като посоката на тока

в уреда очевидно трябва да остава същата. Следователно при измерване на някакъв прибор — например диод (фиг. 3.40 *б*), токът "излиза" от уреда през отрицателната му клема. Ето защо спрямо измервания диод "плюс" на омметъра се явява означената с "минус" клема на кутията. За избягване на недоразумения по-нататък при използуване на комбинирания уред като омметър с "плюс" ще означаваме клемата, от която токът "излиза" (вж. фиг. 3.43).

***Измерване на нелинейни съпротивления с омметър.*** В т. 3.2 бяха разгледани особеностите на нелинейните съпротивления. Там се изясни, че в различните точки от волт-амперната характеристика стойността на нелинейното съпротивление за постоянен ток е различна. Практически това означава, че ако измерим съпротивлението на даден диод в права посока с два различни омметъра (които имат различни захранващи батерии и различни схеми), получените резултати няма да бъдат еднакви, като омметърът, чиято батерийка е с по-високо напрежение, по принцип ще показва по-малка стойност за измереното съпротивление. Това е обяснено на фиг. 3.41 *а*, където се вижда, че при $U = 0,25$ V постояннотоковото съпротивление на диода е $R = 50\ \Omega$, а при напрежение $U = 0,5$ V това съпротивление е 10 Ω.

На фиг. 3.41 *б* е показано разпределението на токовете и напреженията при измерване на нелинейно съпротивление $R_{нел}$ с омметър с вътрешно съпротивление $R_i$ и източник $E$. Очевидно получените резултати силно ще зависят от $R_i$ на омметъра и от захранващото напрежение $E$ на батерията.

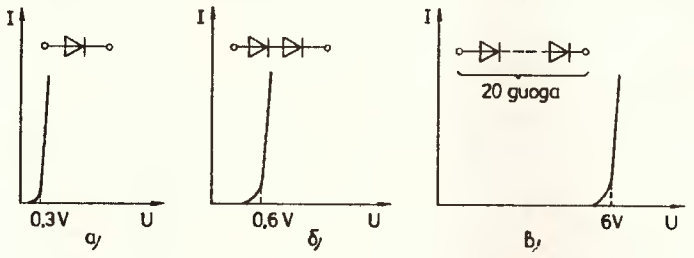



Фиг. 3.41

Друга особеност на нелинейните съпротивления е тази, че *при тях не е в сила събирателният (адитивният) закон.* Нека изясним това с един пример. С омметъра измерваме поотделно съпротивленията на два диода Д7Ж в права посока и получаваме примерно



$R_1 = 7\ \Omega$ и $R_2 = 8\ \Omega$. След това свързваме двата диода последователно съпосочно и със същия омметър измерваме съпротивленията им в права посока. Резултатното съпротивление се получава не 15 Ω, а значително по-голямо — например 50–100 Ω. Тази особеност е обяснена на фиг. 3.42 *а* и *б*, където се вижда, че докато праговото напрежение на един германиев диод е около 0,3 V, праговото напрежение на два последователно свързани диода е 0,6 V. От фиг. 3.42 *в* следва, че ако свържем последователно съпосочно 20 германиеви диода, тяхното прагово напрежение ще бъде около 6 V. И понеже батерийките на обикновените омметри имат напрежение не повече от 4,5 V, при измерване на съпротивлението в права посока на тези 20 последователно свързани диода омметърът ще показва безкрайно голямо съпротивление, въпреки че диодите са изправни. Този пример е добре да се запомни, понеже с във връзка с проверката на годността на селеновите стълбове (вж. по-нататък).

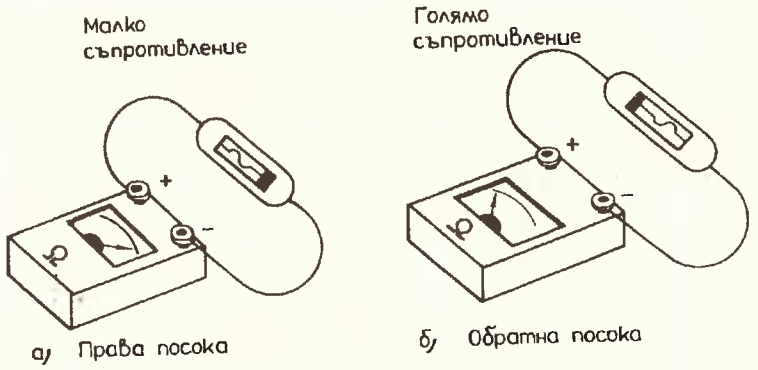



Фиг. 3.42

***Проверка годността на точковите диоди.*** Както вече се спомена, проверката на точковите диоди става най-лесно с помощта на омметър. Това е показано на фиг. 3.43, където с "+" е означена положителната клема на омметъра (т.е. тази, от която токът "излиза"). В права посока съпротивлението на добрите точкови диоди трябва да бъде 20–100 Ω при германиевите и 50–150 Ω при силициевите и колкото това съпротивление е по-малко, толкова диодът е по-добър. В обратна посока съпротивлението на германиевите точкови диоди трябва да бъде над 100 kΩ, а на силициевите — над 1 MΩ и колкото това съпротивление е по-голямо, толкова диодът е по-добър.

***Проверка годността на изправителните диоди.*** Те също се проверяват най-лесно с омметър. В права посока съпротивлението на добрите германиеви средномощни и мощни диоди трябва да бъде 1–20 Ω, а на силициевите 1–50 Ω. Колкото това съпротивление е по-малко, толкова диодът е по-добър. В обратна посока съпротивлението на германиевите средномощни и мощни диоди

трябва да бъде над 50 kΩ, а на силициевите — над 0,5 MΩ. Колкото това съпротивление е по-голямо, толкова диодът е по-добър. Ако диодът и в двете посоки има малко съпротивление или и в двете посоки има голямо съпротивление, той е негоден за работа.




Фиг. 3.43

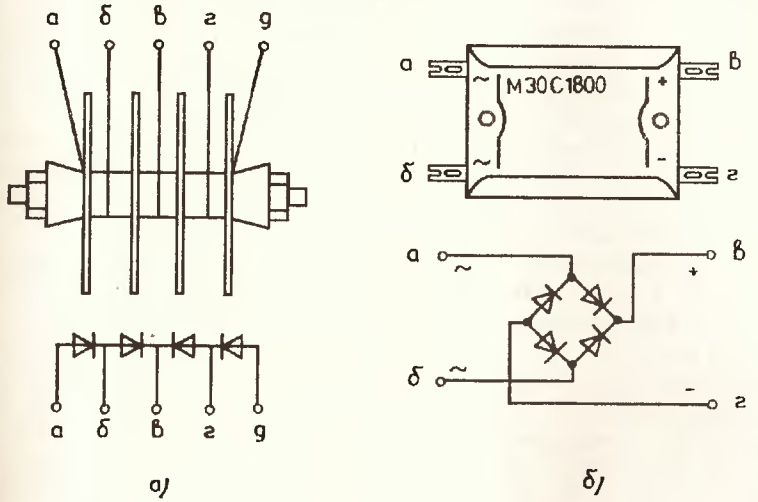
***Проверка годността на селеновите диоди.*** При проверяване на селеновите изправители трябва да се помни, че добрата селенова клетка има съпротивление в права посока 5–20 Ω, а в обратна — над 5–10 kΩ.

Когато селеновият токоизправител се състои само от 4 клетки (схема Грец), годността му може да бъде проверена с омметър. За целта се проверява всяка клетка поотделно и в двете посоки, като се измерва съпротивлението между точките *а* — *б*, *б* — *в*, *в* — *г* и *г* — *д* (фиг. 3.44 *а*). Ако една или няколко клетки не са изправни, изправителят не е годен за работа. (Напомняме, че не се препоръчва подобни изправители да бъдат разглобявани, понеже са лакирани и това би влошило качествата им.)

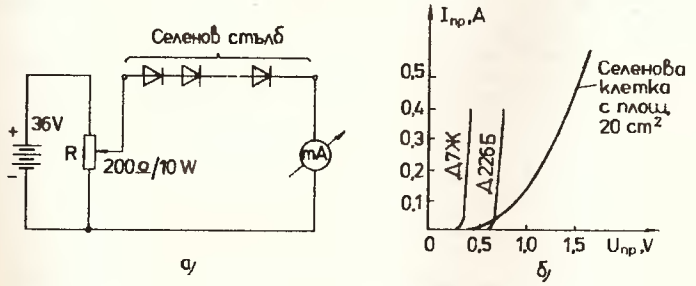
С помощта на омметър може да се провери годността и на селенов пакет, ако той се състои само от 4 клетки. (Такива са например българските пакети М3ОС1800 и др.) За целта тук се проверява всяка клетка поотделно, като се измерва в едната и в другата посока съпротивлението между точките *а* — *в*, *а* — *г*, *б* — *в* и *б* — *г* (фиг. 3.44 *б*). Ако една или няколко клетки не са изправни, селеновият пакет е негоден за работа. Нека добавим, че тези пакети се разглобяват лесно и при тях е възможна замяната на дефектирала клетка със здрава. Последната може да се вземе от друг, дефектирал по-рано пакет. Това е възможно, понеже, както показва практиката, при повреда излизат от строя не всички, а една или две от клетките, като останалите запазват годността си, която може да бъде проверена с омметър.



Селенови стълбове, съдържащи повече клетки, не могат да се проверяват с омметър, понеже стълбът може да е годен, а омметърът да показва и в двете посоки голямо съпротивление — например над 50 kΩ (вж. обясненията към фиг. 3.42 *в*). Причината за това е фактът, че при измерването неголямото напрежение на батерийката на омметъра се разпределя върху отделните клетки, като върху всяка клетка действува напрежение в права посока примерно 0,1–0,2 V. А както се вижда от фиг. 3.41 *а*, при такова напрежение съпротивлението на всяка една клетка в права посока е голямо.




Фиг. 3.44



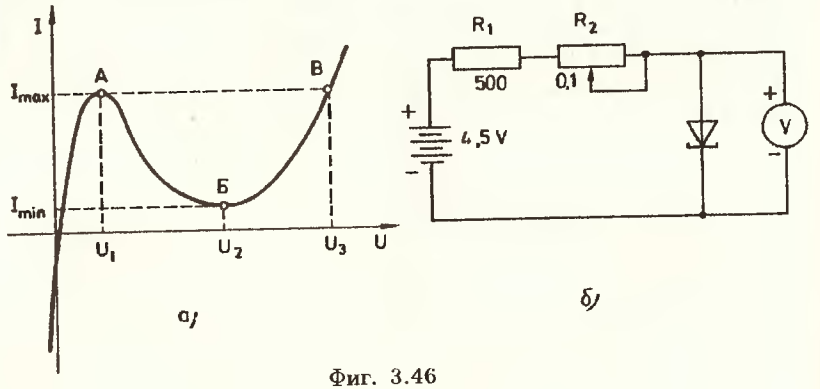

Фиг. 3.45

Годността на споменатите селенови стълбове може да бъде проверена, като се използува източник с по-голямо напрежение. Такава схема е показана на фиг. 3.45 *а*, където с потенциометъра

$R$ може плавно да се изменя подаваното напрежение. Най-напред стълбът се включва в права посока (както е показано на фигурата) и постепенно се увеличава напрежението, като се започне от нула. Когато на всяка клетка се установи напрежение 0,2–0,3 V, през стълба трябва да започне да протича ток, като при по-нататъшно увеличаване на напрежението токът трябва бързо да нараства. След това стълбът се включва в обратна посока, като при увеличаване на напрежението до максимум токът във веригата трябва да е съвсем малък.

***Проверка на годността на тунелните диоди.*** При проверка на годността на тунелен диод с омметър неговото съпротивление е малко и в двете посоки и така трудно може да се прецени неговата изправност.

Тунелните диоди се проверяват най-добре по схемата, дадена на фиг. 3.46 *б*, като обхватът на волтметъра трябва да е 1 V. При годен диод наблюдаваме следното: при увеличаване на тока през диода с реостата $R_2$ той достига точката $A$ с напрежение $U_1$ (фиг. 3.46 *а*), след което напрежението, което показва волтметърът, със скок нараства от $U_1$ до $U_3$, което съответствува на точката $B$, в която токът е равен на тока в точката $A$. Ако сега движим плъзгача на $R_2$ обратно, волтметърът показва плавно изменение на напрежението от $U_3$ до $U_2$, след което скокообразно спада почти до нула. Ако не се наблюдава това изменение на показанията на волтметъра, тунелният диод е повреден.

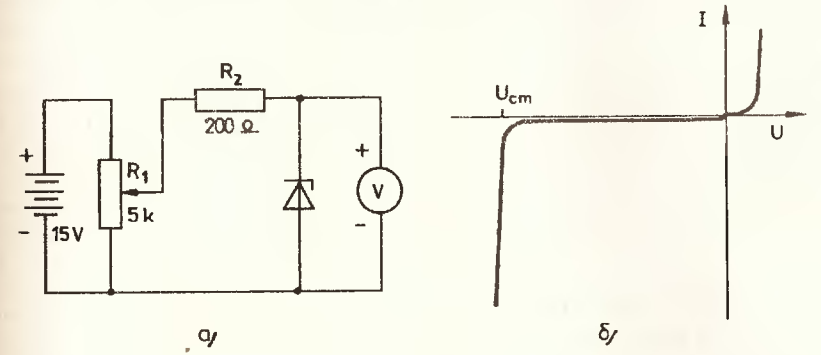



Фиг. 3.46

***Проверка на годността на ценеровите диоди.*** Тези диоди могат да се проверят по схемата, дадена на фиг. 3.47 *а*, като волтметърът трябва да има подходящ обхват — например 10 или 15 V. С потенциометъра $R_1$ увеличаваме постепенно обратното напрежение върху диода (той е включен в обратна посока), при което показанията на волтметъра също нарастват. Когато стигнем до



напрежението на стабилизация (на фиг. 3.47 *б* точката $U_{ст}$), показанията на волтметъра остават почти неизменни независимо от това, че продължаваме да движим плъзгача на потенциометъра. При такова поведение диодът е годен за работа, а едновремен-




Фиг. 3.47

но с това опитно проверяваме напрежението му на стабилизация. Резисторът $R_2$ в случая ограничава тока през диода.

## 3.26. ЗАМЯНА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДИОДИ

След като сме сигурни, че даден диод е повреден, редно е да го заменим с изправен. При това обаче трябва да си изясним дали повредата е само в диода или някаква друга причина е предизвикала повреждането му. В противен случай резултатът е добре известен — повреда и на новия диод.

Очевидно най-добре е повреденият диод да се замени с нов от същия тип. Ако обаче не разполагаме с такъв, трябва да се търси негов еквивалент. При замяна на точкови диоди намирането на подходящ диод не е трудно, защото повечето от тях имат близки параметри (нямаме предвид специалните СВЧ диоди). Очевидно новият диод трябва да има съответно максимално обратно напрежение и съответно максимален ток в права посока.

При замяна на изправителни диоди (това в практиката се налага по-често) трябва да се има предвид следното:

1. Максималното обратно напрежение на новия диод да бъде равно или по-голямо от това на повредения.
2. Максималният изправен ток на новия диод да бъде равен или по-голям от този на повредения.
3. Замяната на германиев със силициев диод като правило е по-благоприятна отколкото обратният вариант.

4. Замяната на селенови стълбове и пакети с подходящи германиеви и силициеви плоскостни диоди по принцип е възможна. Да се помни обаче, че това невинаги се препоръчва, защото плоскостните диоди не търпят претоварване и при късо съединение (макар и за момент) те веднага се повреждат, а при селеновите стълбове това не е така. Причината за това е, че при повишаване на напрежението в права посока съпротивлението на германиевите и силициевите изправителни диоди може да стане извънредно малко (например под 0,5 Ω), докато при селеновите клетки това съпротивление рядко намалява под 2-3 Ω (вж. фиг. 3.45*б*). Именно тази особеност е причината, поради която, ако в даден токоизправител заменим селеновите клетки с германиеви или силициеви диоди, напрежението на изхода на токоизправителя се повишава.

## 3.27. ПРОИЗВОДСТВЕНИ ТОЛЕРАНСИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДИОДИ

Вече е ясно, че производствената технология на полупроводниковите прибори изисква извънредно голяма чистота на материалите, строго спазване на пропорциите, размерите, производствените условия, а също така прецизна работа на машини и специалисти. В това отношение технологията на производството на полупроводникови прибори е постигнала много и представлява едно голямо завоевание на човешката техническа мисъл, без което би било немислимо създаването на съвременните диоди, транзистори, интегрални схеми и др.

Едновременно с това обаче редица процеси (например израстването на кристалите) не могат да бъдат все още напълно управлявани от човека, а от друга страна, работната атмосфера в цеховете (наличността на най-малки количества прах, влага, въглероден двуокис и т.н.) влияе върху качеството на продукцията. Поради тези причини полупроводниковите диоди (а също и всички полупроводникови прибори) от един и същи тип имат известни разлики в параметрите си, наречени *толеранси*.

Затова, след като се произведе определен брой диоди от даден вид (например точкови диоди), започва тяхното измерване и сортиране в групи и чак след това върху корпусите им се нанасят съответните означения. Диодите от даден тип имат близки, но не съвсем еднакви параметри. Именно по тази причина в справочниците понякога се дават не точни стойности, а определени граници, в които може да се намира даден параметър.

Следователно напълно нормално е да притежаваме два диода от един и същи тип, чиито параметри се различават, като тези разлики не са големи. Поради тази причина при осъществяването на някои по-специални схеми се налага *индивидуален подбор на*

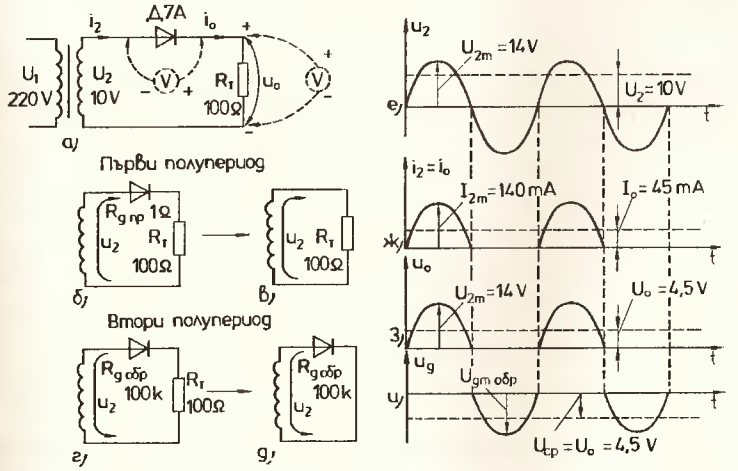


*всеки диод*. Това трябва да се запомни, тъй като е характерно не само за диодите, но и за всички полупроводникови елементи.

## 3.28. НЯКОИ ПРИЛОЖЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДИОДИ

***Еднополупериоден токоизправител.*** На фиг. 3.48*а* е показана схема на един конкретен еднополупериоден токоизправител без изглаждащ кондензатор, т.е. с чисто активен товар. Тук ефективната стойност на вторичното трансформаторно напрежение е $U_2 = 10$ V, което означава, че амплитудната му стойност е $U_{2m} = \sqrt{2}U_2 = \sqrt{2}.10 \approx 14$ V. Както се вижда от схемата, спрямо вторичното напрежение $u_2$ диодът и товарното съпротивление $R_т$ са свързани последователно, т.е. образуват един *делител на напрежение*.

През единия полупериод напрежението $u_2$ действува на диода в права посока, при което съпротивлението му е много малко – например 1 Ω. Този случай е показан на фиг. 3.48*б*. В така образувания делител съпротивлението на диода е далеч по-малко от това на товара и може да се пренебрегне. (При това пренебрегва-




Фиг. 3.48

ме грешката е около 1%.) Така се получава еквивалентната схема, показана на фиг. 3.48*в*, валидна за първия полупериод. Виждаме, че и този случай напрежението $u_2$ действува почти *изцяло върху товара*, като амплитудната стойност на тока във веригата ще

бъде $I_{2m} = \frac{U_{2m}}{R_т} = \frac{14}{100} = 0,14$ A= 140 mA.

През другия полупериод напрежението $u_2$ действува на диода в обратна посока, при което съпротивлението му е много голямо – например 100 kΩ. Този случай е показан на фиг. 3.48*г*. В така образуваният делител съпротивлението на диода е далеч по-голямо от това на товара и последното може да се пренебрегне (тук грешката е още по-малка). Така се получава еквивалентната схема, показана на фиг. 3.48*д*, валидна за втория полупериод. Виждаме, че в този случай напрежението $u_2$ действува почти *изцяло върху диода*, като амплитудната стойност на тока във веригата е нищожно малка ($I_{2m\,обр} = \frac{U_{2m}}{R_{д\ обр}} = \frac{14}{10^5} = 0,14$ mA) и се пренебрегва.

На фиг. 3.48*е* е показана графиката на променливото напрежение $u_2$, като са означени неговата амплитуда и ефективна стойност.

На фиг. 3.48*ж* е показана графиката на тока $i_0$ през товара. Този ток има формата на полусинусоидни импулси с амплитудна стойност $I_{2m} = 140$ mA. От електротехниката е известно, че средната изправена стойност (или постоянната съставка) на такъв импулсен ток е $I_{ср} = I_0 = \frac{I_{2m}}{\pi}$, т.е. в нашия случай

$$I_0 = \frac{0,14}{3,14} = 0,045 \text{ A} = 45 \text{ mA}.$$

На фиг. 3.48*з* е показана графиката на изправеното напрежение $u_0$, действуващо върху товара. Виждаме, че то също представлява полусинусоидни импулси с амплитуда $U_{2m} = 14$ V. Средната изправена стойност (постоянната съставка) на такова импулсно напрежение е $U_{ср} = U_0 = \frac{U_{2m}}{\pi}$, т.е. в нашия случай $U_0 = \frac{14}{3,14} = 4,5$ V.

На фиг. 3.48*и* е показана графиката на напрежението $u_д$, действуващо върху диода. В права посока това напрежение е твърде малко (знаем, че при германиевите диоди то е 0,5–0,6 V, а при силициевите 0,8–1,5 V) и се пренебрегва. В обратна посока обаче напрежението, което действува върху запушения диод, е практически равно на амплитудната стойност на вторичното напрежение, т.е. $U_{д\,m\,обр} = U_{2m}$.

При работа с подобни схеми за практиката са важни следните особености:

**1.** Напрежението и токът през товара не са изгладени и имат формата на полусинусоидни импулси.

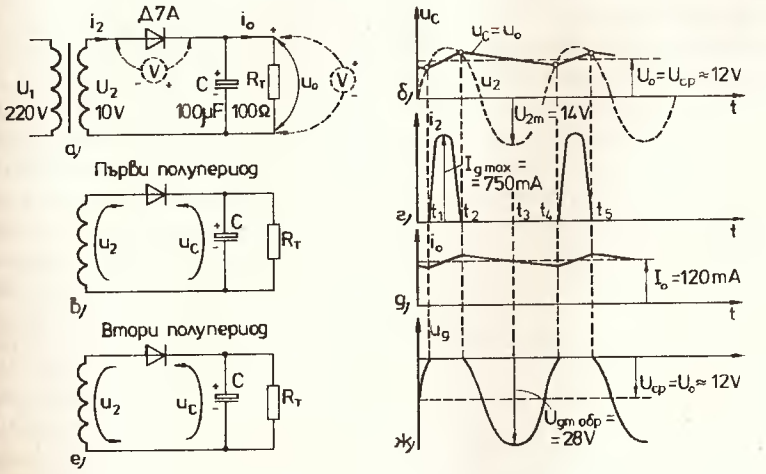
**2.** Изправителният диод трябва да се избира така, че да бъде в състояние да пропуска в права посока $\pi$ пъти по-голям ток спрямо необходимия изправен ток $I_0$. Освен това диодът трябва да може да издържа в обратна посока също $\pi$ пъти по-голямо напрежение спрямо необходимото изправено напрежение $U_0$.



**3.** Ако по време на работа измерим напреженията в краищата на товара и в краищата на диода с измерителен уред от магнитоелектрическата система (такива са почти всички съвременни ампер-волтметри), уредът ще показва средната стойност $U_{ср}$ на напреженията. Следователно в нашия случай и при двете измервания (вж. 3.48*а*) уредът ще покаже напрежение 4,5 V. Тук специално внимание обръщаме върху полярността на волтметъра при измерване на напрежението върху диода, като това е следствие от фиг. 3.48*д*.

***Еднополупериоден токоизправител с капацитивен товар.*** На фиг. 3.49*а* е показана схемата на разгледания токоизправител, към която е добавен изглаждащ кондензатор. Последният повишава изходното напрежение и намалява пулсациите, но едновременно с това "утежнява" режима на диода. Нека изясним това по-подробно.

Кратко време след включването на токоизправителя към мрежата кондензаторът $C$ се зарежда с означената полярност почти до амплитудната стойност $U_{2m}$ на вторичното трансформаторно напрежение. Казано по-точно, кондензаторното напрежение $u_C$ по време на работа пулсира около една средна стойност $U_{ср} = U_0$, понеже през единия полупериод кондензаторът се дозарежда през диода и напрежението му нараства, а през другия полупериод той




Фиг. 3.49

в определена степен се разрежда през товара и напрежението му намалява. Това изменение на кондензаторното напрежение (респ. на изходното напрежение $u_0$ на токоизправителя) е показано на фиг. 3.49*б* с плътна линия. На същата фигура с прекъсвана ли-

ния е начертано вторичното напрежение $u_2$, а също и средното изправено напрежение $U_0 = U_{\text{ср}}$. Пулсациите на напрежението $u_0$ зависят от няколко фактора (капацитет на кондензатора, ток на консумацията, съпротивление на диода в права посока, съпротивление на вторичната намотка), като при ориентировъчни изчисления може да се приеме, че те зависят главно от времеконстантата $\tau = R_{\text{т}}C$. При по-голямо $\tau$ (т.е. при голям капацитет и малка консумация) пулсациите са по-малки, в резултат на което средната стойност на изправеното напрежение е по-голяма. Нека кажем, че точната големина на изправеното напрежение $U_0$ също зависи от споменатите фактори, като в практическите схеми тя е обикновено с 10–20% по-малка от амплитудната стойност на вторичното напрежение на трансформатора. В нашия конкретен случай изправеното напрежение е около 12 V. (В примера без кондензатор изправеното напрежение беше 4,5 V.)

Както вече споменахме, изглаждащият кондензатор променя работния режим на диода. И наистина от фиг. 3.49*в* се вижда, че напрежението на заредения кондензатор $u_C$ действува "запушващо" на диода. Поради това по време на работа диодът не е отпушен през целия първи полупериод, а само в интервала от време от $t_1$ до $t_2$ (фиг. 3.49*г*), когато напрежението $u_2$ е по-голямо от напрежението $u_C$. Точната големина на този интервал от време зависи от споменатите вече фактори, като главна роля играе времеконстантата $\tau$. Когато диодът е отпушен, токът през него трябва да бъде значително по-голям отколкото при липса на кондензатор. Причината за това е не само по-малкото време, през което диодът е отпушен, но и обстоятелството, че една част от този ток дозарежда кондензатора, а друга част преминава през товара (тази част също е нараснала, понеже изправеното изходно напрежение се е увеличило, а товарът е същият). Точната големина на токовия импулс през диода в права посока също зависи от изброените фактори, като при изчисленията тя се намира по формулата $I_{\text{д max}} = 2\pi I_0 \approx 7I_0$. В нашия конкретен случай изправеният ток е $I_0 = \dfrac{U_0}{R_{\text{т}}} = \dfrac{12}{100} = 120$ mA, при което амплитудата на тока през диода ще бъде $I_{\text{д max}} = 2\pi I_0 = 6,28.120 = 750$ mA. Именно тази значителна стойност на импулсния ток през диода е един от недостатъците на еднополупериодната схема, понеже дори при малък изправен ток трябва да използуваме диод с голямо $I_{\text{пр max}}$.

На фиг. 3.49*д* е показана графиката на тока $i_0$ през товара. Този ток пулсира по същия начин както изходното напрежение, като установихме, че средната му изправена стойност в конкретния случай е 120 mA.

Друга особеност в работата на диода е, че през втория полупериод двете напрежения $u_2$ и $u_C$ са съпосочни и върху диода в



обратна посока действува *тяхната сума* (фиг. 3.49*е*). Това означава, че диодът трябва да издържа в обратна посока двойно по-голямо напрежение отколкото при липса на кондензатор. Казано по-точно, в интервала от време $t_2 - t_4$ диодът е запушен (фиг. 3.49*ж*), като в момента $t_3$ напрежението, което действува върху него в обратна посока, има големина $U_{\text{д}\,m\,\text{обр}} \approx 2U_{2m}$, т.е. в нашия случай $U_{\text{д}\,m\,\text{обр}} \approx 2.14 = 28$ V.

При работа с подобна схема за практиката са важни следните особености:

1. Поставянето на кондензатор повишава изходното напрежение и изглажда неговите пулсации. Степента на изглаждане е толкова по-голяма, колкото е по-голям капацитетът на кондензатора $C$ и колкото е по-малък токът през товара.

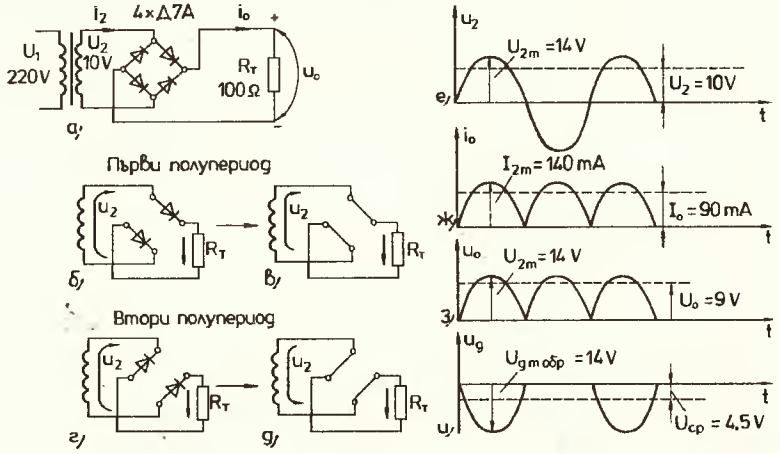
2. При тази схема изправителният диод трябва да се избира така, че да е в състояние да пропуска $2\pi$ пъти по-голям импулсен ток спрямо необходимия изправен ток $I_0$. Освен това диодът трябва да може да издържа в обратна посока $2\pi$ пъти по-голямо напрежение спрямо изправеното напрежение $U_0$.

3. Ако по време на работа измерим напреженията в краищата на товара и в краищата на диода, уредът ще показва средната стойност $U_{\text{ср}} = U_0$ на напрежението, която, както вече се спомена, зависи от няколко фактора, като обикновено е с 10–20% по-малка от амплитудната стойност на вторичното напрежение на трансформатора. В нашия случай и при двете измервания (на фиг. 3.49*а* волтметърът е показан с прекъсвана линия) уредът ще показва около 12 V, като и тук обръщаме внимание върху полярността на волтметъра при измерване на напрежението в двата края на диода.

В заключение нека кажем, че разгледаната еднополупериодна схема (независимо дали има изглаждащ кондензатор или не) се характеризира с това, че съдържа само един диод. При нея обаче не се използува добре трансформаторът, понеже през вторичната намотка протича ток само през единия полупериод, а през другия полупериод тя фактически не се използува.

***Мостов токоизправител.*** На фиг. 3.50*а* е показана конкретна схема на двуполупериоден мостов токоизправител (схема Грец) без изглаждащ кондензатор. През първия полупериод са отпушени само диодите, на които вторичното напрежение $u_2$ действува в права посока. Това е показано на фиг. 3.50*б*, като останалите два диода са изключени, тъй като през тях ток практически не протича. Тъй като съпротивленията на отпушените диоди са многократно по-малки от съпротивлението на товара, те могат да бъдат пренебрегнати. Така се получава еквивалентната схема на токоизправителя, дадена на фиг. 3.50*в*, валидна за първия полупериод. Виждаме, че в този случай напрежението $u_2$ действува

почти изцяло върху товара, като амплитудната стойност на тока във веригата ще бъде $I_{2m} = \frac{U_{2m}}{R_т}$. В разглеждания конкретен случай $I_{2m} = 140$ mA.




Фиг. 3.50

През другия полупериод напрежението $u_2$ действува в обратна посока (фиг. 3.50*г*), поради което сега са отпушени другите два диода. Еквивалентната схема на токоизправителя, съответствуваща на втория полупериод, е дадена на фиг. 3.50*д*. Виждаме, че и през втория полупериод напрежението $u_2$ действува почти изцяло върху товара, като амплитудната стойност на тока във веригата ще бъде също $I_{2m} = \frac{U_{2m}}{R_т}$. Тук искаме да подчертаем, че докато токът през вторичната намотка тече ту в едната, ту в другата посока, токът през товара тече в *една и съща посока* и през двата полупериода. При това през единия полупериод токът преминава през едната двойка диоди, свързани последователно, а през втория полупериод – през другата двойка диоди.

На фиг. 3.50*е* е дадена графиката на вторичното напрежение $u_2$, като са означени неговата амплитудна и ефективна стойност.

На фиг. 3.50*ж* е показана графиката на тока $i_0$ през товара. Този ток има формата на еднопосочни синусоидни импулси, които в конкретния случай имат амплитудна стойност $I_{2m} = 140$ mA. От електротехниката е известно, че средната изправена стойност (постоянната съставка) на такъв импулсен ток е $I_{ср} = I_0 = \frac{2I_{2m}}{\pi}$, т.е. в нашия случай $I_0 = \frac{2.0{,}14}{3{,}14} = 0{,}09$ A $= 90$ mA.

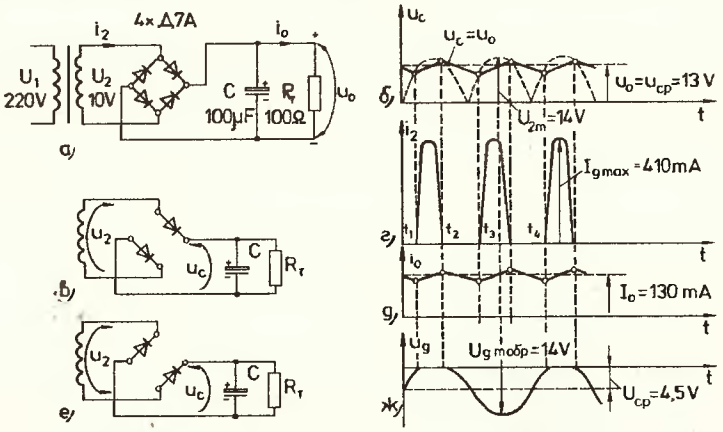
На фиг. 3.50*з* е показана графиката на изправеното напрежение $u_0$, действуващо върху товара. То също представлява еднопосочни синусоидни импулси с амплитуда $U_{2m}$, която в разглеждания случай е 14 V. Средната изправена стойност (постоянната съставка) на такова импулсно напрежение е $U_{ср} = U_0 = \frac{2U_{2m}}{\pi}$, т.е. в нашия случай $U_0 = \frac{2{,}14}{3{,}14} = 9$ V. Оттук следва, че при равни други условия изправеното напрежение и изправеният ток при двуполупериодния токоизправител са двойно по-големи отколкото при еднополупериодния (сравни фиг. 3.48*ж* и *з* с фиг. 3.50*ж* и *з*).

На фиг. 3.50*и* е показана графиката на напрежението $u_д$, действуващо върху кой да е от четирите диода. Нека обясним тази графика по-подробно. Както се вижда от фиг. 3.50*б* и *г*, спрямо напрежението $u_2$ отпушените диоди са свързани ***последователно***, като напрежителният пад върху всеки един от тях не е голям и се пренебрегва. В обратна посока обаче спрямо напрежението $u_2$ двата диода са свързани ***паралелно***. (Това следва от фиг. 3.50*в* и *д*, ако мислено си представим запушените диоди.) Затова върху всеки един от тях действува обратно напрежение с амплитудна стойност $U_{д\,m\,обр} = U_{2m}$, т.е. в нашия случай $U_{д\,m\,обр} = 14$ V. Нека добавим, че ако по време на работа измерим напреженията върху всеки един от диодите, уредът ще покаже средното напрежение $U_{ср} = \frac{U_{2m}}{\pi}$, т.е. в нашия конкретен случай $U_{ср} = 4{,}5$ V.

***Мостов токоизправител с капацитивен товар.*** На фиг. 3.51*а* е показана схемата на разгледания мостов токоизправител, към която е добавен изглаждащ кондензатор. Както знаем, последният повишава изходното напрежение и намалява пулсациите му, като едновременно с това изменя режима на диодите.

По време на работа кондензаторното напрежение $u_C$ пулсира около една средна стойност $U_{ср} = U_0$, като тук честотата на пулсациите е двойно по-голяма от тази на мрежата. Изменението на кондензаторното напрежение (респ. изходното напрежение $u_0$ на токоизправителя) е показано на фиг. 3.51*б* с плътна линия. На същата фигура с прекъсвана линия е дадено вторичното напрежение $u_2$, което има амплитуда $U_{2m}$, а също и средното изправено напрежение $U_0 = U_{ср}$. И в този случай пулсациите на напрежението $u_C$ зависят от познатите фактори (капацитет на кондензатора, ток на консумацията, съпротивление на диодите в права посока, съпротивление на вторичната намотка), като на практика те зависят най-вече от времеконстантата $\tau = R_тC$. Точната големина на изправеното напрежение $U_0$ се определя именно от тези фактори, като в практическите схеми тя е обикновено с 5–15% по-малка от амплитудната стойност на вторичното напрежение. В нашия случай изправеното напрежение е около 13 V. (В същата схема без кондензатор изправеното напрежение беше 9 V.)

Както вече споменахме, изглаждащият кондензатор изменя режима на диодите. И наистина от фиг. 3.51*в* се вижда, че напрежението $u_C$ на заредения кондензатор действува "запушващо" на двата диода. Поради това по време на работа диодите не са отпу-




Фиг. 3.51

шени през време на целия полупериод, а само в интервала $t_1 - t_2$ (фиг. 3.51*г*), когато напрежението $u_2$ е по-голямо от напрежението $u_C$. Точната големина на този интервал зависи от споменатите вече фактори. Когато диодите са отпушени, токът през тях трябва да бъде значително по-голям отколкото при липса на кондензатор, като причините за това бяха изяснени. Точната големина на токовия импулс през диода в права посока също се определя от споменатите фактори, като при изчисленията тя се намира по формулата $I_{д\max} = \pi I_0 \approx 3,5 I_0$. В нашия конкретен случай изправеният ток е $I_0 = \dfrac{U_0}{R_т} = \dfrac{13}{100} = 130$ mA, при което амплитудата на тока през диода ще бъде $I_{д\max} = \pi I_0 = 3,14.130 = 410$ mA.

На фиг. 3.51*д* е показана графиката на тока $i_0$ през товара. Този ток пулсира по същия начин както изходното напрежение, като видяхме, че средната му изправена стойност в конкретния случай е 130 mA.

Друга особеност в работата на диодите е, че в полупериода, в който те са запушени, двете напрежение $u_2$ и $u_C$ се подават паралелно спрямо тях. В резултат на това върху всеки един от четирите диода в обратна посока действува напрежение, равно на амплитудната стойност на $u_2$. Казано по-точно, в интервала от време $t_2 - t_4$ диодът е запушен (фиг. 3.51*ж*), като в момента $t_2$ напрежението, което действува върху него в обратна посока, има



големина $U_{д\,m\,обр} = U_{2m}$, т.е. в нашия случай $U_{д\,m\,обр} = 14$ V.

При работа с подобна схема са важни следните особености.

**1.** Поставянето на кондензатор повишава изходното напрежение и изглажда неговите пулсации. Степента на изглаждане е толкова по-голяма, колкото е по-голям капацитетът на кондензатора $C$ и колкото е по-малък токът през товара.

**2.** При мостовата схема изправителните диоди трябва да се избират така, че да бъдат в състояние да пропускат $\pi$ пъти по-голям импулсен ток спрямо необходимия изправен ток $I_0$. Освен това всеки диод трябва да може да издържа в обратна посока $\pi$ пъти по-голямо напрежение спрямо изправеното напрежение $U_0$.

**3.** Ако по време на работа измерим напрежението в краищата на всеки един от диодите, уредът ще показва средната стойност на обратното напрежение.

В разглежданията случай това напрежение е $U_{ср} = 4,5$ V (вж фиг. 3.51*ж*), като и тук обръщаме внимание, че при измерването "плюсът" на уреда трябва да се свързва към катода на диода

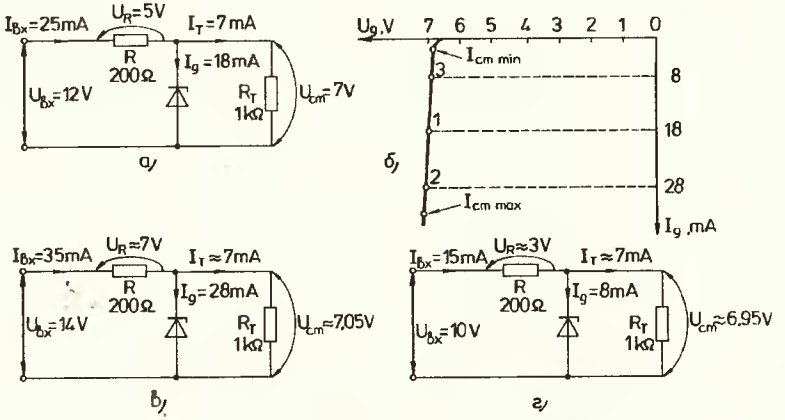
***Стабилизатор на напрежение с ценеров диод.*** На фиг. 3.52*в* е показана конкретна схема на един твърде разпространен стабилизатор на напрежение с ценеров диод. Схемата стабилизира както по отношение на входа (изменения на входното напрежение), така и по отношение на изхода (различен ток на консумация). Тези свойства на стабилизатора се обуславят от малкото диференциално съпротивление на ценеровия диод, поради което минимални изменения на напрежението в краищата на диода пораждат резки изменения на тока през него. Нека обясним това по-подробно.

На фиг. 3.52*а* са показани напреженията и токовете в стабилизатора при изходно положение, т.е. когато няма промени във входа и изхода. В този случай работната точка върху характеристиката на ценеровия диод се намира в положение *1* (фиг. 3.52*б*). Обръщаме внимание, че входното напрежение е равно на сумата от напрежителния пад върху баластния резистор $R$ и стабилизираното изходно напрежение ($U_{вх} = U_R + U_{ст} = 5 + 7 = 12$ V), а входният ток е равен на сумата от тока през диода и тока през товара ($I_{вх} = I + I_т = 18 + 7 = 25$ mA).

Ако входното напрежение по някаква причина нарасне от 12 на 14 V (фиг. 3.52*в*), това ще доведе до незначително увеличаване на стабилното напрежение от 7 на 7,05 V, в резултат на което токът през диода рязко ще се увеличи от 18 на 28 mA (фиг. 3.52*б*, точка *2*). Токът през товара практически ще остане същия, а сумарният ток през баластния резистор ще нарасне от 25 на 35 mA, като напрежителният пад върху $R$ ще се увеличи от 5 на 7 V (фиг. 3.52*в*). Или казано накратко: при увеличаване на входното напрежение токът през диода и напрежителният пад върху баластния резис-

тор нарастват, а изходното напрежение и товарният ток почти не се изменят.

Ако входното напрежение по някаква причина намалее от 12 на 10 V (фиг. 3.52*г*), това ще доведе до незначително намаляване на




Фиг. 3.52

стабилното напрежение от 7 на 6,95 V, в резултат на което токът през диода рязко ще намалее от 18 на 8 mA (фиг. 3.52*б*, точка *3*). Токът през товара практически ще остане същия, сумарният ток през баластния резистор ще намалее от 25 на 15 mA, като напрежителният пад върху $R$ ще намалее от 5 на 3 V (фиг. 3.52*г*). Или казано накратко: при намаляване на входното напрежение токът през диода и напрежителният пад върху баластния резистор намаляват, а изходното напрежение и товарният ток почти не се изменят.

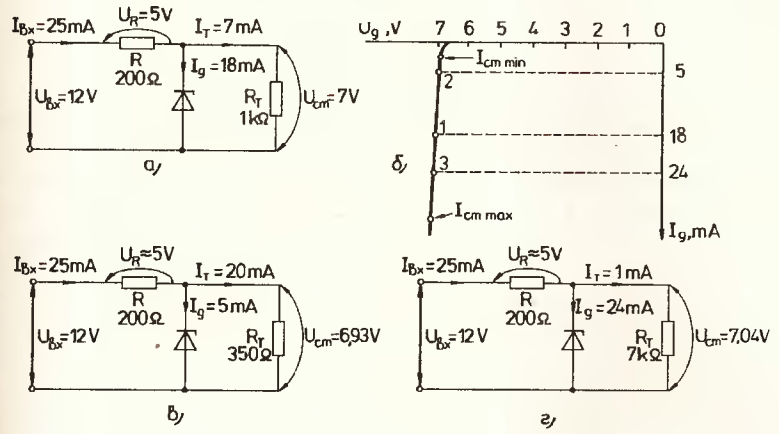
При изменения на входното напрежение свойствата на всеки стабилизатор се характеризират чрез т. нар. *коефициент на стабилизация*, който се дефинира с израза:

$$K_{ст} = \frac{\Delta U_{вх}}{U_{вх}} : \frac{\Delta U_{изх}}{\Delta U_{изх}}. \qquad (3.30)$$

В нашия конкретен случай $\Delta U_{вх} = 2$ V, $U_{вх} = 12$ V, $\Delta U_{изх} = 0,05$ V, $U_{изх} = 7$ V, поради което $K_{ст} = 23$. За да има устройството по-голям коефициент на стабилизация, е необходимо $U_{вх}$ да е значително по- голямо от $U_{изх} = U_{ст}$, което води до някои неудобства. Затова при такива схеми в практиката обикновено $U_{вх} = (1,5 \div 3)U_{изх}$, при което $K_{ст} = 15 \div 30$. Нека добавим, че при този стабилизатор отклоненията на входното напрежение $\Delta U_{вх}$ не бива да бъдат повече от $\pm 20 - \pm 30\%$ спрямо номиналното входно напрежение. Причината за това е, че при по-големи изменения на



входното напрежение токът през диода намалява под $I_{ст\,min}$ или нараства над $I_{ст\,max}$, като в първия случай диодът губи стабилизиращите си свойства, а във втория се загрява недопустимо.




Фиг. 3.53

Нека сега разгледаме действието на стабилизатора при изменения на товара. На фиг. 3.53*а* са отбелязани напреженията и токовете в схемата в изходно положение, т.е. в номинален режим. В този случай работната точка върху характеристиката на ценеровия диод се намира в положение *1* (фиг. 3.53*б*).

Ако намалим големината на товара от 1 kΩ на 350 Ω (фиг. 3.53*в*), това ще доведе до незначително намаляване на стабилното напрежение от 7 на 6,93 V, като токът през товара ще нарасне от 7 на 20 mA, а токът през диода ще намалее от 18 на 5 mA (фиг. 3.53*б*, точка *2*). Резултатният ток през баластния резистор, а също и напрежителният пад върху него практически няма да се промени. Или казано накратко: при намаляване на товара нараства товарният ток и намалява токът през диода, а останалите величини практически не се променят.

Ако увеличим големината на товара от 1 на 7 kΩ (фиг. 3.53*г*), това ще доведе до незначително увеличаване на стабилното напрежение от 7 на 7,03 V, като токът през товара ще намалее от 7 на 1 mA, а токът през диода ще нарасне от 18 на 24 mA (фиг. 3.53*б*, точка *3*). Резултатният ток през баластния резистор, а също и напрежителният пад върху него практически няма да се промени. Или казано накратко: при увеличаване на товара намалява товарният ток и нараства токът през диода, като останалите величини почти не се изменят.

При изменение на товара (т.е. на консумацията) свойствата на всеки стабилизатор на напрежение се характеризират чрез неговото *изходно* (*вътрешно*) *съпротивление*, което се дефинира с израза

$$R_i = \frac{\Delta U_{\text{изх}}}{\Delta I_{\text{изх}}} = \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{\Delta I_{\text{т}}}, \qquad (3.31)$$

като стабилизаторът е толкова по-добър, колкото изходното му съпротивление е по-малко. В нашия конкретен случай при намаляване на товара имаме $\Delta U_{\text{ст}} = 7 - 6,93 = 0,07$ V и $\Delta I_{\text{т}} = 20 - 7 = 13$ mA, поради което $R_{\text{т}} = 5,5\ \Omega$. Изходното съпротивление на стабилизаторите от този тип зависи само от качествата на употребения ценеров диод и е равно на динамичното съпротивление на последния, т.е. $R_i = R_{\text{дин}}$. Нека и тук добавим, че границите, в които може да се изменя товарното съпротивление (респ. товарният ток), се определят от условието токът през диода да не намалява под $I_{\text{ст min}}$ и да не надвишава $I_{\text{ст max}}$.



# 4

# ОБЩИ СВОЙСТВА НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

## 4.1. ВИДОВЕ ТРАНЗИСТОРИ

Понастоящем броят на различните видове транзистори е твърде голям и непрекъснато расте. В това разнообразие се очертават две големи групи:

а) биполярни транзистори;

б) полеви транзистори.

Най-важната особеност на *биполярните транзистори* е тази, че при тях има инжекция на токоносители през PN прехода и работният им ток се обуславя едновременно от два вида токоносители — електрони и дупки, откъдето е дошло названието биполярни.

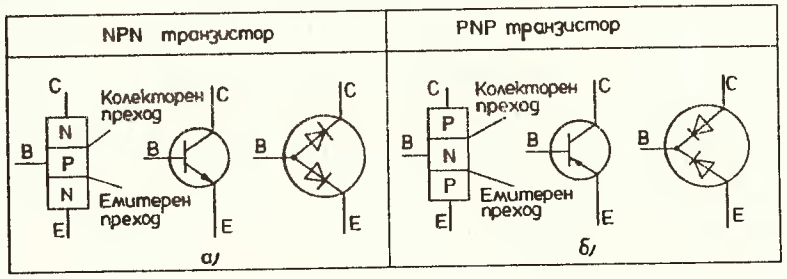
При *полевите транзистори* липсва инжекция на токоносители през прехода и работният им ток се обуславя или само от електрони, или само от дупки. Поради това полевите транзистори се наричат още *униполярни*.

Полевите транзистори намират в последните години все по-широко приложение. Но веднага трябва да добавим, че няма тенденция те да изместят биполярните транзистори. По-скоро може да се каже, че двата основни вида транзистори много добре се допълват по възможности и с тях могат да се създават отделни стъпала и цели устройства с много добри параметри.

## 4.2. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ ЗА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

Биполярният транзистор представлява полупроводников кристал, в който са създадени два електронно-дупчести прехода, обърнати един срещу друг. Средната област е обща за двата прехода (фиг. 4.1) и се нарича *база* ($B$). Нейната проводимост по характер е противоположна на проводимостта на другите две области, които се наричат съответно *емитер* ($E$) и *колектор* ($C$). В зависимост от редуването на областите различаваме два основни типа биполярни транзистори: NPN (фиг. 4.1 *а*) и PNP (фиг. 4.1 *б*). На същата фигура е показано тяхното означаване в схемите. Съществена разлика между тези два типа транзистори няма и принципът на действието им е един и същи, като само посоките на токовете са различни (полярността на захранването е обратна). Едновременното използуване на двата типа транзистори в една и съща схема

води понякога до значителни опростявания и това е едно голямо предимство на полупроводниковата електроника в сравнение с ламповата. Допреди две десетилетия по-голямо разпространение имаха PNP транзисторите, тъй като тяхната технология, особено




Фиг. 4.1

при използването на германий. е по-проста. Сега обаче германиевите транзистори отстъпиха място на силициевите, които по технологични причини са предимно от типа NPN. При това, както ще видим по-нататък, в интегралните схеми се използват изключително силициеви транзистори, чиито предимства са безспорни пред германиевите.

Транзисторът може да се оприличи на два диода, свързани противопосочно (фиг. 4.1). Преходът, образуван между емитера и базата, се нарича *емитерен преход*, а преходът между колектора и базата — *колекторен преход*. В реалните транзистори двата прехода се намират твърде близо един до друг, т.е. *базата е извънредно тънка*. Това е особено важно и трябва да се запомни. От фиг. 4.1 следва още, че при NPN транзисторите съпротивленията база — емитер и база — колектор по принцип са малки, а съпротивленията емитер — база и колектор — база са големи. Също така при PNP транзисторите съпротивленията база — емитер и база — колектор са големи, а съпротивленията емитер — база и колектор — база са малки. (Тук и по-нататък редуването на изводите на транзистора съвпада с посоката на тока, например емитер — база означава посока на тока от емитера към базата.)

Трябва веднага да поясним, че транзисторът не може да се разглежда като просто свързване на два диода (фиг. 4.1) и използваното сравнение служи само за улеснение на читателя при първото му запознаване с транзисторите. При простото свързване на двата диода токът през единия диод няма да влияе на тока през другия, докато при реалния транзистор двата прехода благодарение на тясната база *си взаимодействуват* (т.нар. *транзисторен ефект*) и именно това обуславя усилвателните свойства на транзистора.



## 4.3. ВИДОВЕ БИПОЛЯРНИ ТРАНЗИСТОРИ И ТЕХНОЛОГИИ ЗА ПОЛУЧАВАНЕТО ИМ

Биполярните транзистори могат да се класифицират въз основа на няколко признака:

— в зависимост от използувания полупроводник транзисторите биват *силициеви* и *германиеви*;

— в зависимост от мощността на разсейване транзисторите биват *маломощни* (до 0,3 W), *средномощни* (от 0,3 до 3 W) и *мощни* (над 3 W);

— в зависимост от граничната им честота $f_\alpha$ транзисторите се делят на *нискочестотни* (до 3 MHz), *средночестотни* (от 3 до 30 MHz), *високочестотни* (от 30 до 300 MHz) и *свръхвисокочестотни* (над 300 MHz);

— в зависимост от механизма на движението на токоносителите те се делят на *дифузни* (при тях движението на токоносителите в базата се дължи на дифузията) и *дрейфови* (при тях това движение се дължи не само на дифузията, но и на специално създадено вътрешно поле);

— в зависимост от технологията на производство транзисторите биват *планарно-епитаксиални, сплавни, конверсионни* и др.

В някои стари учебници и книги се говори за точкови и плоскостни транзистори. Днес обаче подобна класификация не се прави, тъй като точкови транзистори изобщо не се произвеждат.

Транзисторите биват още *дискретни* и *интегрални*. Дискретни са отделните екземпляри, които самостоятелно се използват в устройствата, докато интегралните са градивен елемент в кристала на интегралните схеми. В настоящата I част на книгата се разглеждат предимно дискретните транзистори, а интегралните ще бъдат разгледани във II част на книгата.

Независимо от неговия тип и технологията на изработка в конструктивно отношение биполярният транзистор трябва да отговаря на следните три условия:

**1.** Базата трябва да е извънредно тънка (например 1–10 $\mu$m), за да може двата PN прехода да си взаимодействуват.

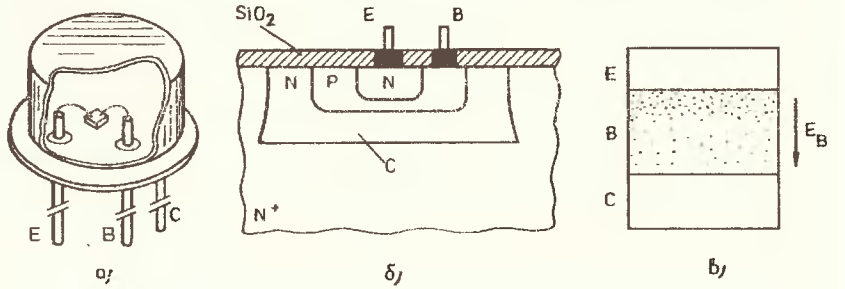
**2.** Колекторният преход трябва да има значително по-голяма площ от емитерния.

**3.** Емитерната област трябва да е много по-нискоомна от базовата, за да е възможна инжекция на токоносители.

Сега нека се спрем накратко на технологиите за получаване на дискретни биполярни транзистори.

***Планарно-епитаксиални транзистори.*** Същността на тази технология е изяснена накратко в т.3.8. Тук ще добавим, че засега това е най-разпространената и най-ефективна технология за изработка на дискретни биполярни транзистори. Методът на

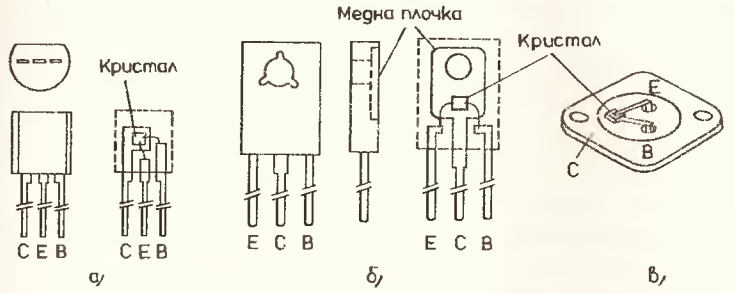
епитаксията най-често се прилага при транзисторите с равнинна конфигурация, наречени планарни транзистори (от англ. plane— плосък). По такъв начин се получават планарно-епитаксиални транзистори, които имат много добри параметри и са сравнително евтини.




Фиг. 4.2

На фиг. 4.2 *а* е показана конструкцията на маломощен планарно-епитаксиален транзистор, като корпусът е метален и свързан непосредствено с колектора. Полупроводниковият кристал е силициев и неговата структура е показана на фиг. 4.2 *б*. Върху нискоомна подложка $N^+$ са нанесени последователно N високоомен слой (колектор), P слой (база) и N слой (емитер) по метода на дифузията и фотолитографията. Тук емитерът, базата и колекторът се намират почти в една равнина, като дебелината на целия кристал е 200–300 $\mu$m. Погледнат отгоре, емитерът представлява малко метално кръгче, около което във вид на метален пръстен е разположена базата. Металзирането се извършва най-често с алуминий и именно в тези места се запояват изводите на емитера и базата. При тази технология като изолатор се използува $SiO_2$, който лесно се получава чрез окисляване на силиция. Обръщаме внимание, че $SiO_2$ покрива отгоре PN преходите (вж. фиг. 4.2 *б*) и именно тази "защита" подобрява стабилността на транзисторите, като забавя стареенето им.

Важна особеност на планарно-епитаксиалните транзистори е, че по механизма на движението на токоносителите през базата те са дрейфови. За да изясним това, трябва да подчертаем, че честотните свойства на транзисторите зависят твърде много от времето, за което токопосителите, идващи от емитера, преминават през базата. Колкото това време е по-малко, толкова честотните свойства на транзисторите са по-добри. За намаляване на това време има два начина: намаляване на широчината на базата и създаване на допълнително вътрешно ускоряващо поле в базата. Такова поле може да се създаде, като базата се изработва с неравномерна концентрация на примесите (фиг. 4.2 *в*). В такъв случай токоносителите преминават през базата не само вследствие на дифузията, но и вследствие на техния дрейф (преместване) в допълнителното поле $E_B$. Понастоящем всички високочестотни транзистори са дрейфови.

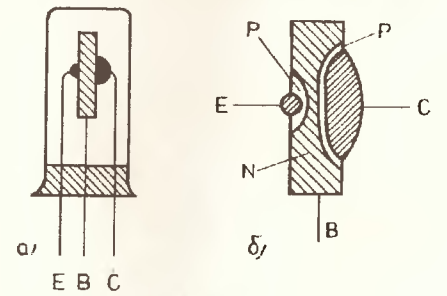



Фиг. 4.3

Друго предимство на планарно-епитаксиалната технология е едновременното получаване на голям брой малки кристалчета върху обща групова пластина, след което следва нарязването ѝ (вж. фиг. 3.14). Това осигурява еднаквост на параметрите и ниска цена на транзисторите. Заслужава да се отбележи, че транзисторите с метален корпус се използуват в устройства, където сигналите са малки, тъй като металният корпус служи и като екран против паразитни смущения.

На фиг. 4.3 *а* е показан маломощен силициев транзистор в пластмасов корпус. Неговото кристалче е изработено също по планарно-епитаксиалната технология. При тези транзистори целият производствен процес е автоматизиран, което води до още по-ниска цена на приборите.

По планарно-епитаксиалната технология се изработват също така и кристалчетата на средномощните и мощните биполярни транзистори (фиг. 4.3 *б, в*). При тях кристалчето е запоено върху медна плочка (колектор) или върху металния корпус, чрез което се осигурява добро топлоотвеждане.



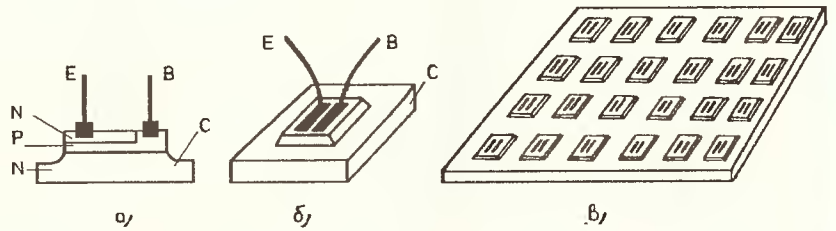

Фиг. 4.4

***Сплавни транзистори.*** По тази технология в продължение на много години се произвеждаха различни видове нискочестотни и средночестотни транзистори, които продължават да са в експлоатация в редица електронни устройства. На фиг. 4.4 *а* е показано устройство на един маломощен

сплавен транзистор. Кристалът е монтиран в метален корпус, който е затворен херметично за отстраняване на атмосферните фактори, а трите извода са изведени навън чрез подходящ изолатор. В някои случаи вътрешното пространство на корпуса се запълва със специална силиконова паста, осигуряваща химическа стабилност и улесняваща охлаждането на кристала. При тази технология базата представлява най-често германиев кристал с N проводимост, от двете страни на който са споени две малки капки индий. По време на топлинната обработка между индия и германия се образува област с P проводимост (фиг. 4.4*б*). Както се вижда от фигурата, площта на колекторния преход е по-голяма от тази на емитерния.

***Конверсионни транзистори.*** При тази технология базата се изработва от полупроводник, в който са въведени два примеса: донорен и акцепторен. Обикновено акцепторният примес е мед, която има голям коефициент на дифузията и при сплавянето на емитера тя дифундира от базата в емитера. По такъв начин базовият слой, намиращ се в съседство с емитера, обеднява на медни акцепторни атоми и от N област се превръща в P област. Това превръщане се нарича конверсия и оттук името на тези транзистори. По тази технология дълго време се произвеждаха мощни високочестотни транзистори — например П601–609 и други, които имат мощност 6 W и гранична честота 120 MHz.

***Меза-транзистори.*** На фиг. 4.5 *а* е даден разрез на меза-транзистор. Базата представлява тънък слой с P проводимост, образуван върху силициевата пластинка по дифузионен метод. След това върху базата чрез изпарение са нанесени алуминий и злато, към които съответно са запоени емитерният и базовият извод (фиг. 4.5 *б*). Под емитера (по-точно под алуминия) при топлинна обработка се образува зона, която след рекристализация има N




Фиг. 4.5

проводимост. Меза-транзисторите се произвеждат на обща полупроводникова пластинка в много екземпляри наведнъж (фиг. 4.5 *в*) и после се извършва тяхното нарязване. По тази технология се произвеждат например мощните силициеви NPN транзистори



КТ802А, КТ903А и др., с колекторен ток 5А и гранична честота 120 MHz.

В заключение нека подчертаем, че при различните технологии се цели подобряване на параметрите на транзисторите и понижаване на цената им. В това отношение основните тенденции са следните:

а) при маломощните транзистори: по-голямо усилване, по-високи гранични честоти, по-малък собствен шум, по-ниска цена;

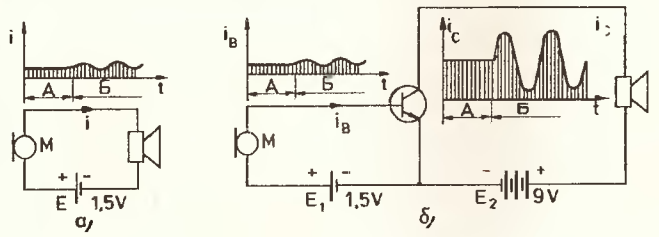
б) при мощните транзистори: по-голямо усилване, по-високи гранични честоти, по-голяма мощност, по-ниска цена.

## 4.4. КАК УСИЛВА БИПОЛЯРНИЯТ ТРАНЗИСТОР

Основното свойство на транзистора е да усилва слаби електрически сигнали. Това може да се илюстрира със следния опит. На фиг. 4.6 *а* е показана верига от батерия, въгленов микрофон и високоговорител, като за успешно протичане на опита микрофонът и високоговорителят трябва да са отдалечени един от друг — например в отделни стаи.

Когато пред микрофона не се издава звук, във веригата ще протича само постоянен ток (участък *А* на фиг. 4.6 *а*) и естествено високоговорителят няма да възпроизвежда звук. Когато пред микрофона се издава някакъв звук, токът във веригата ще съдържа не само постоянна, но и *променлива съставка* (участък *Б* на фиг. 4.6 *а*), която ще задейства високоговорителя и той ще възпроизведе определен звук. По принцип този звук ще бъде слаб, тъй като във веригата няма усилвателен елемент.

Ако повторим същия опит чрез използуване на транзистор (фиг. 4.6 *б*), резултатът ще бъде друг. В този случай звукът от




Фиг. 4.6

високоговорителя ще бъде многократно по-силен и това се дължи на усилвателните свойства на транзистора. Слабият електрически сигнал постъпва на входа на транзистора и в изходната му верига се появява усилен сигнал, т.е. на изхода се получава сиг-

нал с по-голяма мощност (вж. подробности в т. 17.2).

При този опит у читателя може би ще възникнат редица въпроси, свързани с работата на транзистора — например за големината на токовете и напреженията, откъде идва енергия за усилване и т.н. Преди да отговорим на тези въпроси, трябва първо да изясним що е това усилване. Ако на входа на повишаващ трансформатор с коефициент на трансформация 10 подадем променливо напрежение 1 V, на изхода му ще получим променливо напрежение 10 V. Може ли да се каже, че трансформаторът усилва?

Най-важната особеност на всеки усилвателен елемент е тази, че **мощността му на изхода е по-голяма от тази на входа.** Следователно трансформаторът не е усилвателен елемент, тъй като изходната мощност при него не може да бъде по-голяма от входната. Усилвателни елементи са транзисторите, радиолампите, тунелните диоди и други, тъй като при определени условия мощността в изхода им може да бъде много по-голяма от подадената във входа мощност. Тук трябва дебело да подчертаем, че по-голямата мощност, която се получава в изходната верига, не идва от транзистора, а е за сметка на източника. Следователно транзисторът не произвежда енергия, а само я трансформира, и то в съответствие с подадения на входа сигнал.

Всеки усилвател има четири клеми. Две от тях (към които се подават слабите сигнали) представляват "вход", а другите две ( от които се получават усилените сигнали) — "изход". Обикновено на входа на усилвателя действува някакъв генератор (източник) на електрически сигнали (например микрофон, електрическа мембрана и т.н.) с вътрешно съпротивление $R_г$ и електродвижещо напрежение $E_г$, който създава на входа съответно $U_{вх}$ и $I_{вх}$ (фиг. 4.7). На изхода на усилвателя е включено товарно съпро-

Фиг. 4.7

тивление $R_т$ и се получават съответно $U_{изх}$ и $I_{изх}$.

Основните параметри на всеки усилвател са:

**1.** *Коефициент на усилване по напрежение*

$$K_u = \frac{U_{изх}}{U_{вх}}. \tag{4.1}$$



Това е число, което може да бъде както по-голямо, така и по-малко от единица.

**2.** *Коефициент на усилване по ток*

$$K_i = \frac{I_{изх}}{I_{вх}}. \tag{4.2}$$

Това е число, което може да бъде както по-голямо, така и по-малко от единица.

**3.** *Коефициент на усилване по мощност*

$$K_p = \frac{P_{изх}}{P_{вх}} = K_u K_i. \tag{4.3}$$

Това е число, което винаги трябва да бъде по-голямо от единица, защото в противен случай няма да имаме усилване.

**4.** *Входно съпротивление*

$$R_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}}. \tag{4.4}$$

Различаваме входно съпротивление по постоянен ток и входно съпротивление по променлив ток. В транзисторната техника се работи изключително с входното съпротивление по променлив ток, а входното съпротивление по постоянен ток има второстепенно значение.

**5.** *Изходно съпротивление*

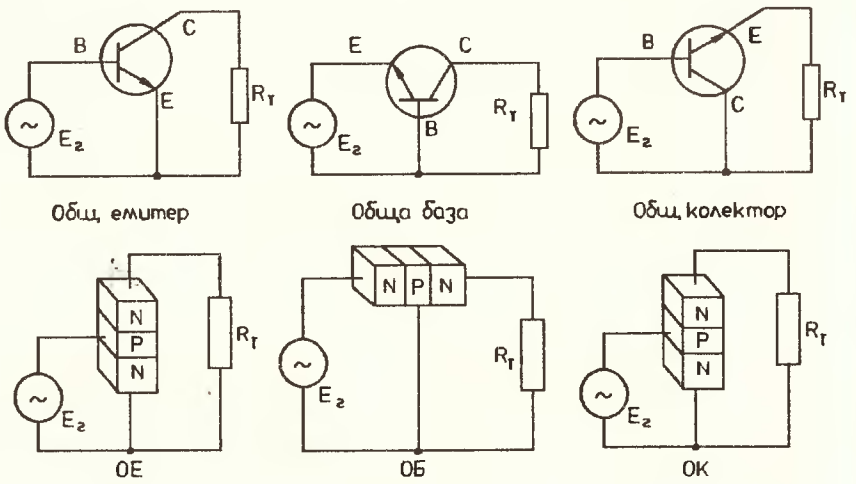
$$R_{изх} = \frac{U_{изх}}{I_{изх}}. \tag{4.5}$$

Различаваме изходно съпротивление по променлив и по постоянен ток, като в теорията и практиката се работи изключително с изходното съпротивление по променлив ток.

Когато транзисторът се използува като усилвател, един от трите му извода (емитерът, базата или колекторът) трябва да бъде общ за входната и изходната верига. Следователно са възможни шест теоретични схемни комбинации за транзисторно усилвателно стъпало, но само при три от тях транзисторът има подчертани усилвателни свойства, а именно: с общ емитер (ОЕ), с обща база (ОБ) и с общ колектор (ОК) — фиг. 4.8. При всяка една от тези схеми транзисторът притежава усилвателни свойства, т.е. мощността, отделена в товарното съпротивление, може да бъде по-голяма от мощността, подадена във входа. Ето защо и трите схеми намират приложение в практиката, като всяка схема има своите предимства и недостатъци.

Нека отбележим една принципна разлика между биполярния транзистор и електронната лампа. При радиолампите също са възможни три основни схеми на включване — с общ катод, с обща решетка и с общ анод (катоден повторител), като при тях във

входната верига действува напрежение, но най-често ток не тече, т.е. анодният ток на лампата се управлява от напрежение. При биполярните транзистори на входа също действува напрежение, но във всички случаи тече ток, който не може да се пренебрегва. Следователно **биполярният транзистор се управлява от ток.**




Фиг. 4.8

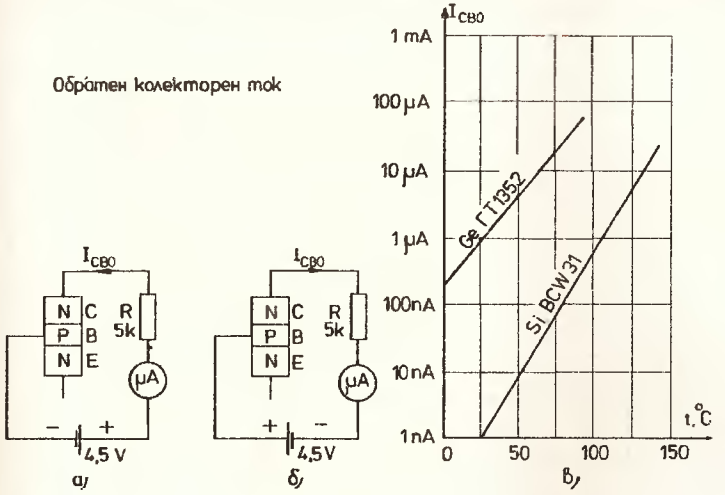
## 4.5. ОБРАТЕН КОЛЕКТОРЕН ТОК

На фиг. 4.9 *а* и *б* е показано свързване на транзистор, при което емитерът е свободен, а източникът е свързан спрямо колекторния преход в обратна посока. В този случай във веригата протича обратен колекторен ток $I_{CBO}$. (В руската литература той се означава $I_{кбо}$ или $I_{ко}$.) Обратният колекторен ток се дължи главно на неосновните токоносители в базата (фиг. 4.10) и е аналогичен на обратния ток при диодите (вж. т.2.2). При силициевите транзистори той се определя от тока на термогенерацията и от утечния ток, а при германиевите — от топлинния и от утечния ток (вж. формула (3.19)).

Както вече се отбеляза, при увеличаване на температурата обратният ток на силициевите преходи нараства малко по-бързо отколкото на германиевите (вж. стойностите на коефициентите $a$ и $b$ във формули (3.15) и (3.18)). Обаче при температури, ненадвишаващи 100° С, той е далеч по-малък от обратния колекторен ток на германиевите транзистори (фиг. 4.9 *в*). При стайна температура обратният колекторен ток на маломощните силициеви



транзистори е най-често 1–50 pA, докато при германиевите маломощни транзистори той е най-често 1–30 $\mu$A, т.е. около 1000 пъти по-голям. Малкият обратен колекторен ток на силициевите транзистори е едно от предимствата им пред германиевите.




Фиг. 4.9

Обратният колекторен ток е един от важните параметри на транзисторите и неговата стойност (при стайна температура) се дава в справочниците. **Колкото този ток е по-малък, толкова транзисторът е температурно по-стабилен.** Сам за себе си обратният колекторен ток не представлява "особено" явление, тъй като има малка стойност. На него се обръща обаче значително внимание поради две причини:

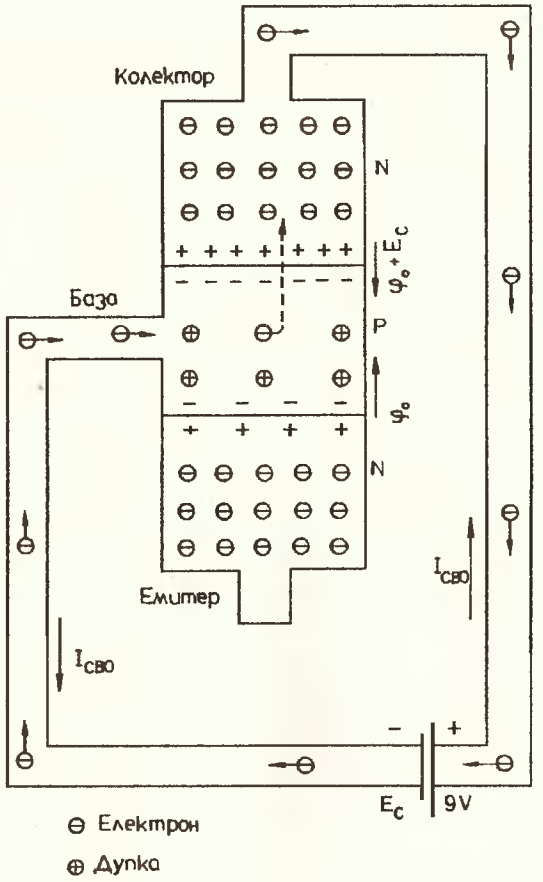
**1.** Обратният колекторен ток зависи силно от температурата (вж. т. 3.4) съгласно израза

$$I_{CBO(t)} = I_{CBO(25)} e^{a\Delta t} \approx I_{CBO(25)} 2^{\frac{\Delta t}{10}}, \qquad (4.6)$$

където $I_{CBO(t)}$ е обратният колекторен ток при повишената температура; $I_{CBO(25)}$ — обратният колекторен ток при стайна температура (той се дава в справочниците); $\Delta t$ — нарастването на температурата над стайната; $a$ — коефициент, който при силиция има стойност $0,13°\ C^{-1}$, а при германия е $0,09°\ C^{-1}$.

За ориентировъчни пресмятания от приблизителната формула следва, че **обратният колекторен ток както на германиевите, така и на силициевите транзистори удвоява стойността си на всеки 10°**. Например, ако един германиев транзистор при стайна

температура има $I_{CBO} = 10\ \mu A$, при включване на апаратурата и загряване на транзистора до 55° С този ток ще нарасне на 80 $\mu$A; ако един силициев транзистор при стайна температура има $I_{CBO} = 10$ nA, при същото загряване този ток ще нарасне на 80 nA.




Фиг. 4.10

**2.** При някои схеми обратният колекторен ток преминава през управляващия преход на транзистора и се усилва 10–100 пъти, като се сумира с колекторния ток и дори в някои случаи може да стане по-голям от него. Този въпрос ще бъде разгледан по-нататък подробно.

Обратният колекторен ток $I_{CBO}$ може да бъде измерен по схемите от фиг. 4.9, като за предпазване от евентуален пробив се включ-



ва ограничителен резистор $R$. Това не оказва влияние върху големината на измервания обратен ток, тъй като съпротивлението на прехода в обратна посока (стотици килоомове) е много по-голямо от съпротивлението на този резистор. При измерване на германиеви транзистори микроамперметърът трябва да е с обхват 50 или 100 $\mu$A, докато при измерване на силициеви транзистори подобен микроамперметър се отклонява едва забележимо.

Ако по време на измерването хванем транзистора с ръка, обратният колекторен ток започва да се увеличава постепенно вследствие на загряването на транзистора от топлината на човешкото тяло. Ако обаче стрелката на уреда "пълзи", без да сме хванали транзистора с ръка, и обратният колекторен ток на германиевите транзистори надвиши 30 $\mu$A, като продължава да расте, това показва, че транзисторът е дефектен.

Обратният колекторен ток на мощните германиеви транзистори е сравнително голям поради значителната площ на прехода (3.13) и най-често е в границите 50–500 $\mu$A. При силициевите транзистори той е около 1000 пъти по-малък. *Обратният ток на емитерния преход се бележи с* $I_{EBO}$. Очевидно този параметър на транзистора характеризира свойствата на емитерния преход, но както ще видим по-нататък, той няма голямо значение за работата на транзистора. За неговата стойност, за неговото измерване, за зависимостта му от температурата важи същото, казано по-горе за $I_{CBO}$. Единствената разлика е тази, че като правило той е 2–10 пъти по-малък, тъй като площта на емитера е по-малка (вж. фиг. 4.2 *б* и 4.4 *б*).

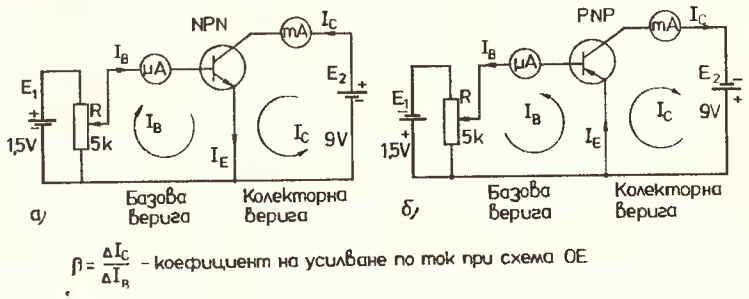
## 4.6. СХЕМА С ОБЩ ЕМИТЕР

Преди да започнем разглеждането на основните схеми на свързване на транзистора, искаме да отбележим, **че независимо от схемата на свързване (ОЕ, ОБ, ОК) управляващият участък в транзистора е участъкът база-емитер.** Това е важно и трябва да се запомни. Тук и в следващите две точки ще бъде разгледана работата на транзистора в *статичен режим*, а усилването на сигнали в динамичен режим и понятието работна точка ще бъдат разгледани по-нататък.

От трите основни схеми на свързване най-голямо приложение в практиката намира схемата с общ емитер (ОЕ), защото има голям коефициент на усилване по ток,голям коефициент на усилване по напрежение и голям коефициент на усилване по мощност. При нея изходният сигнал действува между базата и емитера, а изходният сигнал се получава между колектора и емитера.

***Коефициент на усилване по ток*** $\beta$. На фиг. 4.11 е показан транзистор, свързан по схема ОЕ. Източникът $E_1$ е включен в

права посока спрямо емитерния преход, а източникът $E_2$ е включен в обратна посока спрямо колекторния преход. В практиката захранващият източник в колекторната верига има най-често напрежение 3–12 V, а напрежението, което действува в емитерния




Фиг. 4.11

преход, е най-често части от волта. Това е важна особеност при транзисторите и е добре да се запомни. Измервателните уреди в схемата дават възможност да се отчитат токовете във входната и изходната верига. С потенциометъра $R$ можем да подаваме различни напрежения на входа и следователно да пропускаме различни по стойност токове в базовата верига, като следим промените, които настъпват в тока през колекторната верига.

Опитите показват, че при протичане на твърде малък базов ток (например няколко десетки микроампера), в колекторната верига протича и колекторен ток от порядъка на няколко милиампера. Или накратко, **малкият базов ток "управлява" далеч по-големия колекторен ток.**

За да установим това явление количествено, с потенциометъра можем да предизвикаме малки изменения на базовия ток $\Delta I_B$ и да измерим съответните изменения в колекторния ток $\Delta I_C$. Отношението на тези две величини (при неизменно колекторно напрежение) се бележи с буквата $\beta$ и се нарича *диференциален коефициент на усилване по ток на транзистора при схема с общ емитер:*

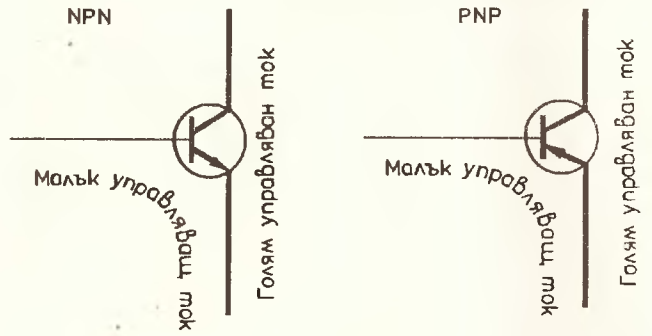
$$\beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}. \qquad (4.7)$$

**Пример 4.1.** За транзистора 2T3511, свързан по схемата от фиг. 4.11 *а*, се получават следните резултати: при увеличаване на базовия ток от 13 на 15 $\mu$A (т.е. $\Delta I_B = 15 - 13 = 2\ \mu$A) колекторният ток нараства от 1,04 на 1,20 mA (т.е. $\Delta I_C = 1,20 - 1,04 = 0,16$ mA). Следователно коефициентът на усилване по ток на този транзистор ще бъде

$$\beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{0,16.10^{-3}}{2.10^{-6}} = 80.$$



*Коефициентът $\beta$ е най-важният параметър на транзисторите* и се дава в справочниците. При различните биполярни транзистори неговата стойност се движи от 10 до 500 (при отделни екземпляри достига 1000). Колкото коефициентът $\beta$ е по-голям, толкова



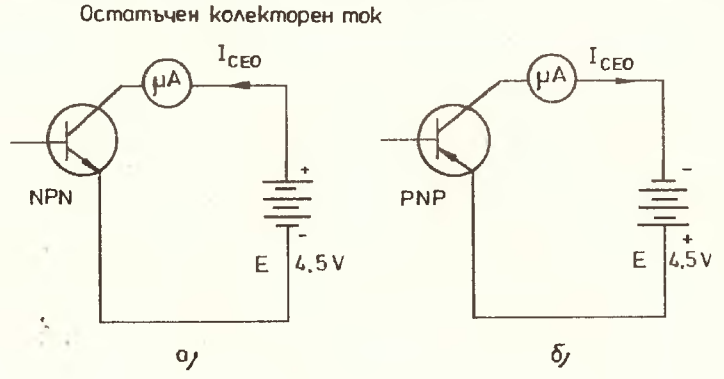

Фиг. 4.12

усилвателните качества на транзистора са по-добри. Например транзисторът 2T3167, при който $\beta = 200$, е по-добър от транзистора 2T3511, при който $\beta = 80$. Тук веднага трябва да добавим, че транзисторите с по-голямо $\beta$ (при равни други условия) са температурно по-нестабилни и имат по-ниски пробивни напрежения, така че голямата стойност на $\beta$ не е абсолютно предимство. Освен това поради производствени толеранси (вж. по-нататък) транзисторите от един и същи тип могат да имат различен коефициент на усилване по ток $\beta$. Ето защо в справочниците обикновено се дават границите, в които той се намира. При транзистора 2T3511 например $\beta = 20 \div 200$.

Усилвателните качества на биполярния транзистор, дължащи се на взаимодействието на двата близко разположени прехода (транзисторен ефект), могат да се дефинират накратко така: **всеки ток, преминал през управляващия емитерен преход, поражда $\beta$ пъти по-голям ток.** Символично това е показано на фиг. 4.12, като физическото обяснение на явлението се дава по-нататък в тази точка.

***Режим "плаваща" база.*** Нека сега да разгледаме тока през транзистора, когато базата не е свързана с нищо (плаваща база). В този случай (фиг. 4.13) източникът е свързан спрямо колекторния преход в обратна посока, а спрямо емитерния — в права, като неговото напрежение се разпределя право пропорционално на съпротивленията на двата прехода. На практика това означава, че почти цялото напрежение действува върху колекторния преход и само една нищожна част действува в емитерния преход.

При това положение през колекторния преход протича обратен колекторен ток $I_{CBO}$, за който по-горе изяснихме (вж. т. 4.5), че при PNP транзисторите се състои главно от дупки, навлизащи от базата в колектора. Понеже базовият извод е прекъснат




Фиг. 4.13

и липсва изтичане на електрони, базата се наелектризира отрицателно, а това води до намаляване на потенциалната бариера в емитерния преход и до инжектиране на дупки от емитера в базата (фиг. 4.14). Ако базата беше по-широка, инжектираните дупки щяха да рекомбинират с излишните електрони в нея и във веригата (т.е. през двата прехода) щеше да протича само обратният колекторен ток $I_{CBO}$. Но в действителност широчината на базата е по-малка от дифузната дължина на инжектираните дупки ($w < L_p$), поради което само нищожна част от тях (около $\frac{1}{\beta}$) успяват да рекомбинират, а другата част "се присъединява" към собствените неосновни токоносители на базата, в резултат на което обратният колекторен ток става по-голям.

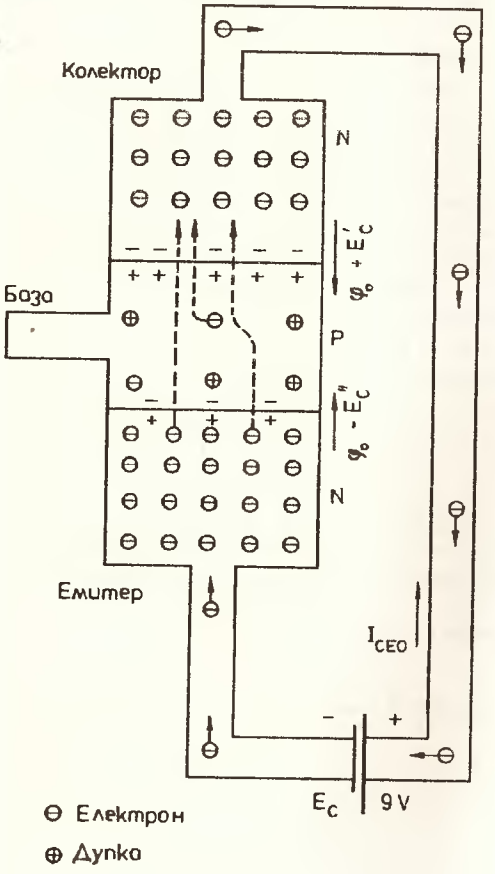
Това може да се обобщи така: *при плаваща база обратният колекторен ток $I_{CBO}$ преминава изцяло през управляващия емитерен преход* и според основното свойство на транзистора се усилва $\beta$ пъти, т.е. към $I_{CBO}$ се добавя усилената съставка $\beta I_{CBO}$. Резултатният ток във веригата е равен на тяхната сума:

$$I_{CEO} = I_{CBO} + \beta I_{CBO} = (\beta + 1) I_{CBO}. \qquad (4.8)$$

Колекторният ток при плаваща база се означава с $I_{CEO}$. Тук индексът $CE$ показва, че се касае за ток между колектора и емитера, а нулата в индекса символизира нулев ток на базата, т.е. прекъсната база. (Подобен е и смисълът на означението за обратния колекторен ток $I_{CBO}$, а именно, че това е ток между колектора и базата при отворен емитер.)



В руската литература колекторният ток при отворена база се бележи $I_{КЭО}$ и понякога се нарича "остаточный ток коллектора". Смисълът на това наименование идва оттам, че когато намаляваме базовия ток и той стане равен на нула, в колекторната верига



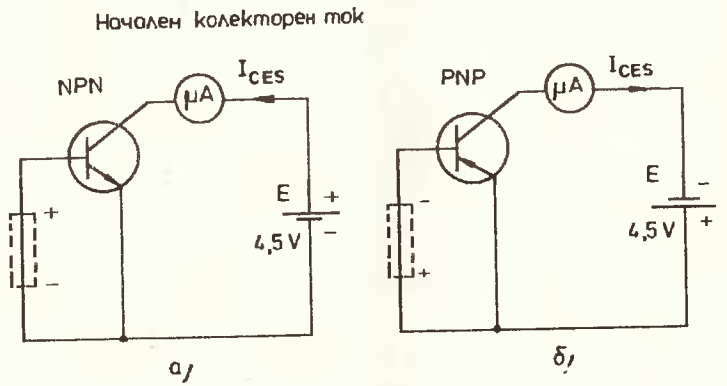

Фиг. 4.14

остава да тече токът $I_{CEO}$. Понеже у нас за тока $I_{CEO}$ няма общоприето наименование, също ще го наричаме *остатъчен ток*.

От (4.8) следва, че остатъчният колекторен ток може да бъде много пъти по-голям от обратния колекторен ток. Така например, ако разполагаме с германиев транзистор, който има $I_{CBO} = 20\ \mu A$ и $\beta = 100$, при свързването от фиг. 4.13 във веригата ще тече ток около 2 mA. Ако имаме силициев транзистор, който има $I_{CBO} = 0{,}05\ \mu A$ и $\beta = 100$, този ток ще бъде едва 5 $\mu$A. При мощните германиеви транзистори обратният колекторен ток е обикновено

$I_{CBO} = 0,1 \div 0,5$ mA. Ако такъв транзистор има $\beta = 50$, очевидно неговият остатъчен колекторен ток ще бъде 5–25 mA. Ако такъв транзистор се остави известно време под напрежение в режим плаваща база, се получава загряване на колекторния преход, още повече че при мощните транзистори колекторните напрежения са значителни (12–60 V). Това загряване на колекторния преход усилва обратния колекторен ток $I_{CBO}$, съответно нараства остатъчният ток $I_{CEO}$, който още повече загрява прехода и този постоянно нарастващ процес може да доведе до недопустимо загряване на колекторния преход и повреда на транзистора. Ето защо **оставянето на германиеви транзистори под напрежение в режим "плаваща" база не се препоръчва.**

***Начален колекторен ток.*** Ако свържем емитера с базата (фиг. 4.15), напрежението на източника действува само върху колекторния преход, тъй като базата и емитерът са дадени накъсо. Понеже източникът е свързан спрямо колекторния преход в обратна посока, през този преход протича обратен колекторен ток, при което е напълно естествено електроните да преминават през извода на базата, а не през емитерния преход, където съществува потенциална бариера (фиг. 4.16). При това положение в извода на емитера не би трябвало да тече ток, а токът във веригата колектор — база трябва да бъде равен на обратния колекторен ток $I_{CBO}$. На практика обаче самата база има значително съпротивление $r_B$, което при маломощните транзистори е 50–200 Ω. Това съпротивление е показано с прекъсвана линия на фиг. 4.15.

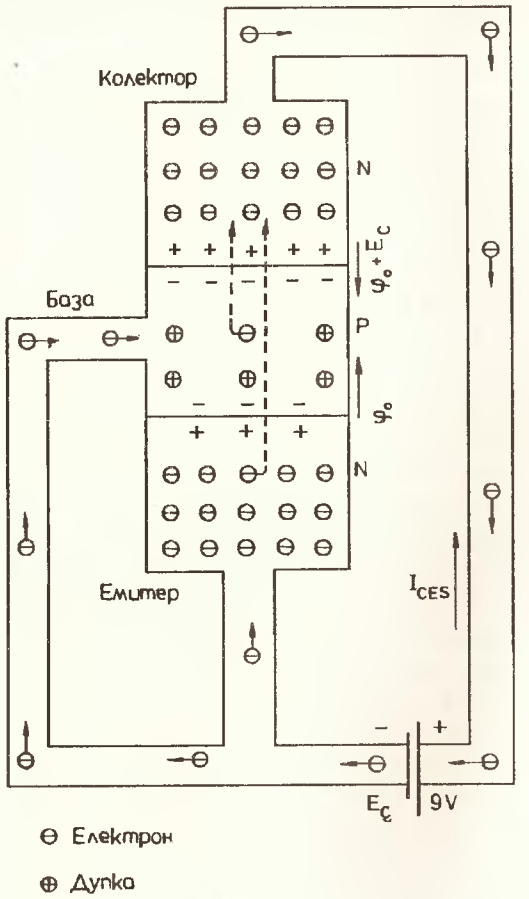



Фиг. 4.15

Като протича през него, обратният колекторен ток поражда пад на напрежение с означената полярност, което е равносилно, че между емитера и базата е включен източник с минимално напрежение. Действието на този привиден източник е такова, че той



намалява потенциалната бариера в емитерния преход (фиг. 4.16), в резултат на което някои дупки успяват да навлязат в базата и вследствие на дифузията да достигнат до колекторния преход.



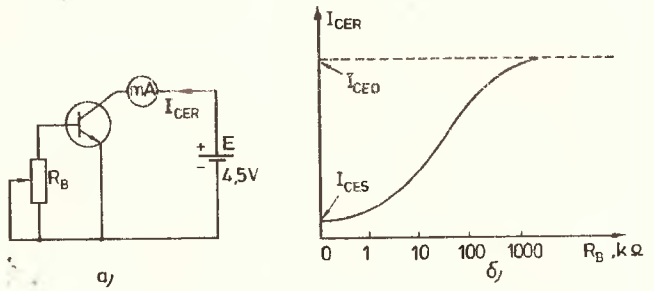

Фиг. 4.16

В резултат на това токът в колекторната верига (фиг. 4.15) е по-голям от обратния колекторен ток $I_{CBO}$ и се нарича *начален колекторен ток* $I_{CES}$. Неговата големина се обуславя както от обратния колекторен ток, така и от съпротивлението на базата, като при добрите транзистори е в сила зависимостта

$$I_{CES} = (2 \div 5) I_{CBO}. \qquad (4.9)$$

На практика началният колекторен ток може да бъде измерен съгласно схемата от фиг. 4.15, като последователно на микроам-

перметъра може да се включи ограничителен резистор със стойност например 5 kΩ. При маломощните германиеви транзистори началният колекторен ток има стойност 5–50 μA, а при мощните той е 0,1–1,0 mA. При силициевите транзистори той е съответно около 1000 пъти по-малък.




Фиг. 4.17

За да обобщим резултатите от двата разгледани случая (плаваща база и база, свързана накъсо с емитера), нека направим опит, при който в базовата верига на транзистора е включен променлив резистор $R_B$, чието съпротивление може да се изменя в широки граници (фиг. 4.17 *а*). Когато съпротивлението $R_B$ е нула, колекторният ток е минимален и равен на началния колекторен ток $I_C = I_{CES}$. Както се изясни, в този случай *само една малка част* от обратния колекторен ток преминава през управляващия емитерен преход, а почти целият обратен колекторен ток протича през базовия извод.

Когато увеличаваме съпротивлението $R_B$ (фиг. 4.17 *а*), колекторният ток на транзистора расте. Причината за това е, че все по-голяма част от обратния колекторен ток преминава през управляващия емитерен преход и се усилва $\beta$ пъти, а по-малка част преминава през базовия извод.

Ако продължаваме да увеличаваме споменатото съпротивление, при $R_B = \infty$ (плаваща база) обратният колекторен ток *изцяло* ще преминава през управляващия емитерен преход и тогава колекторният ток ще бъде равен на остатъчния ток на транзистора $I_C = I_{CEO} = (\beta + 1)I_{CBO}$. На фиг. 4.17 *а* това е показано чрез графика.

***Формула за колекторния ток при схема ОЕ.*** В общия случай в базовата верига на транзистора при схема ОЕ протича определен базов ток $I_B$, а освен това между базата и емитера има външно включено някакво съпротивление $R_B$ (чиято стойност, както ще видим по-нататък, зависи от схемата за осигуряване на преднапрежение на транзистора). В такъв случай за тока в колекторната верига можем да напишем

$$I_C = \beta I_B + I_{C\text{неупр}}. \qquad (4.10)$$

Това е основна формула за схемата ОЕ.Тя показва, че при схема ОЕ колекторният ток се състои от два компонента:

а) управляем компонент $\beta I_B$;

б) неуправляем компонент $I_{C\text{неупр}}$.

Управляемият компонент зависи само от големината на базовия ток и очевидно е $\beta$ пъти по-голям от него. Когато казваме, че малкият базов ток създава $\beta$ пъти по-голям колекторен ток, имаме предвид управляемия компонент.

Неуправляемият компонент зависи от обратния колекторен ток на транзистора, от резултатното съпротивление между базата и емитера и от температурата. Очевидно колкото неуправляемият компонент е по-малък, толкова е по-добре, защото това е ненужен ток, който при това силно зависи от температурата. Както ще се убедим по-нататък, една от основните задачи на транзисторната схемотехника е намаляване на дестабилизиращото влияние на този неуправляем компонент. Теоретично най-малката стойност на неуправляемия компонент при схема ОЕ е $I_{CES}$, а най-голямата възможна стойност е $I_{CEO}$ (вж. фиг. 4.17 *б*). Точната стойност на неуправляемия компонент зависи от конкретната транзисторна схема. При добре оразмерена схема ОЕ с германиев маломощен транзистор неуправляемият компонент е обикновено 0,1–0,2 mA, а при силициеви транзистори тя е под 0,05 mA. Ако към транзистора приложим първия закон на Кирхоф, ще получим зависимостта

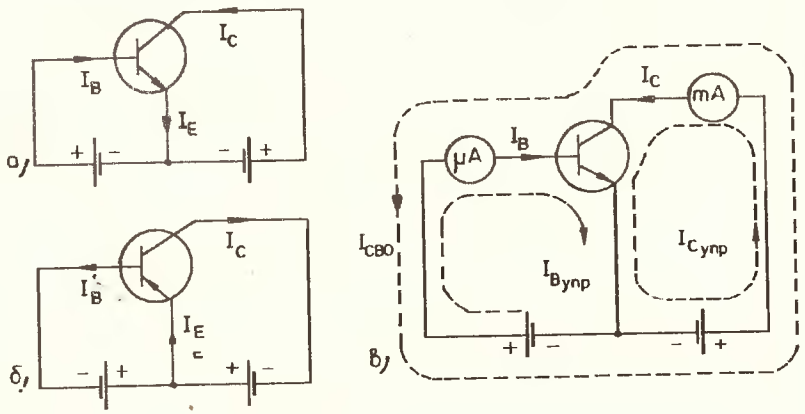
$$I_E = I_C + I_B. \qquad (4.11)$$

Това е една от основните формули в транзисторната техника, която е валидна и при трите схеми на включване (ОЕ, ОБ и ОК). Освен това тази формула е в сила както за постоянните, така и за променливите компоненти на токовете, протичащи през транзистора.

На фиг. 4.18 *а* и *б* са показани положителните посоки на постоянните токове през двата основни вида биполярни транзистора. Именно оттук е дошло и самото означение на двата вида транзистори (стрелката на емитера в кръгчето).

Понякога в теорията се използува понятието *интегрален коефициент на усилване по ток при схема ОЕ.* За неговото изясняване нека разгледаме схемата на фиг. 4.18 *в*. Тук съпротивлението $R_B$ между базата и емитера е практически нула, ето защо обратният колекторен ток протича изцяло през веригата на базата (на фиг. 4.18 *в* той е отбелязан с прекъсвана линия). Интегралният коефициент на усилване по ток представлява отношението между *управляемия* компонент на колекторния ток $I_{C\text{упр}}$ и *управляващия* базов ток $I_{B\text{упр}}$. В случая (фиг. 4.18 *в*) пълният колекторен

ток, измерен от уреда, е $I_C = I_{Cупр} + I_{CBO}$, а само управляемата част е $I_{Cупр} = I_C - I_{CBO}$. Също така пълният базов ток, измерен от уреда, е $I_B = I_{Bупр} - I_{CBO}$, само управляващият базов ток е $I_{Bупр} = I_B + I_{CBO}$. Интегралният коефициент на усилване по ток




Фиг. 4.18

при схема ОЕ се бележи с $B$ и за него можем да напишем

$$B = \frac{I_C - I_{CBO}}{I_B + I_{CBO}}. \qquad (4.12)$$

В случаите, когато базовият ток е значително по-голям от обратния колекторен ток, за интегралния коефициент можем да напишем

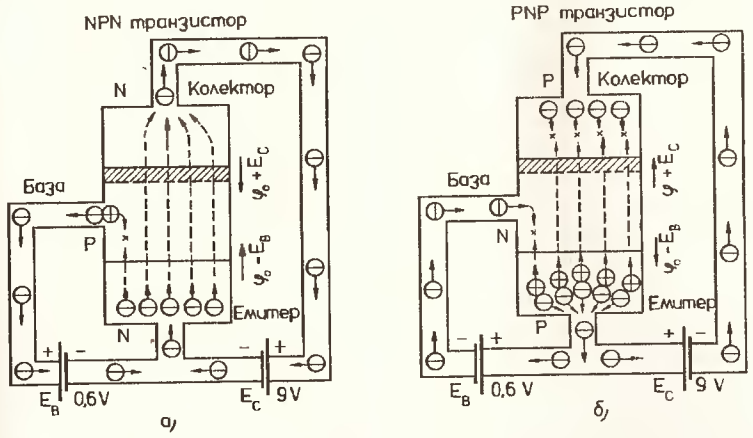
$$B \approx \frac{I_C}{I_B} \qquad (4.13)$$

и в тези случаи може да се приеме, че интегралният и диференциалният коефициент са приблизително равни помежду си, т.е. $\beta \approx B$ (вж.т. 11.8).

***Физическо обяснение на усилвателните свойства на транзистора при схема ОЕ.*** Първото условие, за да усилва биполярният транзистор, е неговата база да бъде тънка и по-точно широчината на базата $w$ да бъде много по-малка от дифузната дължина $L$ на неосновните токоносители, инжектирани от емитера в базата. Второто условие е базата да бъде по-високоомна (например 100 пъти) от емитера, за да може инжекцията да е еднопосочна — от емитера в базата. Третото условие е осигуряване на подходящ постояннотоков режим, при който емитерният преход трябва да е поляризиран в права посока, а колекторният преход — в обратна посока. Нека при това положение да разгледаме действието на NPN транзистора (фиг. 4.19 *а*).



Както е известно, между емитера и колектора е свързан източник със значително напрежение, например 3–12 V, и с такава полярност, че колекторният преход е включен в обратна посока. В резултат на това (ако пренебрегнем малкия остатъчен ток) мо-




Фиг. 4.19

жем да приемем, че ток във веригата не тече. Ако обаче между емитера и базата включим втори източник в права посока, при сравнително малки напрежения (части от волта) потенциалната бариера в емитерния преход намалява. Това създава условия за инжектиране на токоносители (в случая електрони) през прехода, които поради дифузията преминават през базата и достигат до колекторния преход. За тях полето в този преход не е спиращо, а е ускоряващо, при което те попадат в колектора и образуват колекторния ток $I_C$.

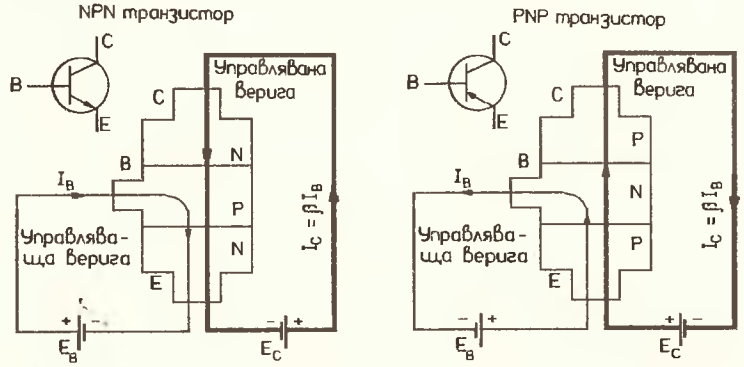
Понеже емитерът инжектира токоносители в базата, а колекторът ги привлича, оттук са дошли наименованията емитер (излъчвател) и колектор (събирач).

Токът през емитерния преход $I_E$ се дължи на електроните, постъпващи от емитера в базата. Малък процент от тези електрони рекомбинират с дупки в самата база, като образуват малкия базов ток $I_B$. За намаляване на тази рекомбинация (на фиг. 4.19 *а* мястото е отбелязано с кръстче) базата трябва да е тънка.

Базата не се наелектризира отрицателно от това, че една част от дупките рекомбинират, защото през базовия извод я напускат съответен брой електрони. Очевидно колкото базовият ток е по-малък от колекторния, толкова коефициентът $\beta$ ще е по-голям.

На фиг. 4.19 *б* са показани явленията при PNP транзистори. По същество те са аналогични. Разликата е само в полярността на

източниците и това, че през емитерния преход се инжектират не електрони, а дупки. Последните непрекъснато се пораждат в областта на емитера, преминават през базата и постъпват в колектора, където рекомбинират с електрони.




Фиг. 4.20

Усилвателните свойства на биполярния транзистор при схема ОЕ могат да се обяснят накратко така. Подаденото на входа малко напрежение намалява потенциалната бариера в емитерния преход, в резултат на което значителен брой токоносители (вследствие на дифузията) навлизат от емитера в базата. Базата има малка дебелина и само нищожна част от тези токоносители рекомбинират в нея, като образуват базовия ток. Останалите токоносители за базата са неосновни, поради което за тях полето в колекторния преход не е спиращо, а ускоряващо. Така те преминават през колекторния преход и образуват колекторния ток, който е много пъти по-голям от базовия.

От казаното дотук става ясно, че входното напрежение и входният ток могат да бъдат значително по-малки от изходното напрежение и изходния ток. И понеже мощността е произведение от ток по напрежение, очевидно в случая имаме усилване и по мощност.

Както при NPN, така и при PNP транзисторите сигналът, подлежащ на усилване, трябва да действува винаги на емитерния преход. Затова последният се нарича още *управляващ преход*, а веригата база — емитер се нарича *управляваща верига* (фиг. 4.20). Както ще видим по-нататък, в усилвателен режим емитерният преход е поляризиран винаги в права посока. Поради това напрежението база — емитер е най-често 0,6–0,8 V при силициеви и 0,1–0,3 V при германиеви транзистори, като базовият ток по принцип е малък.

Веригата, в която протича усиленият изходен ток, е колектор



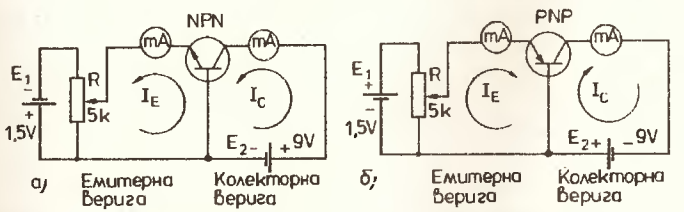
— емитер (на фиг. 4.20 е показана с по-плътна линия). Тя се нарича още *управлявана верига*, тъй като токът през нея е $\beta$ пъти по-голям от базовия. В усилвателен режим колекторният преход е поляризиран винаги в обратна посока, затова напрежението колектор — емитер може да бъде значително — например 5–100 V.

## 4.7. СХЕМА С ОБЩА БАЗА

При схемата с обща база (ОБ) входният сигнал се подава между емитера и базата, а изходният сигнал се получава между колектора и базата. Коефициентът на усилване по ток е винаги по-малък от единица, което означава, че токът в изхода е винаги по-малък от тока във входа (т.е. няма усилване по ток). Схемата ОБ обаче е добър усилвател на напрежение и както ще видим по-нататък, тя има най-добри честотни свойства. Схемата ОБ е също така добър усилвател на мощност.

***Коефициент на усилване по ток.*** На фиг. 4.21 е показано свързване, чрез което може да се намери коефициентът на усилване по ток при схема ОБ. Източникът $E_1$ е включен в права посока спрямо емитерния преход, а източникът $E_2$ — в обратна посока спрямо колекторния преход. Уредите ни дават възможност да отчитаме както емитерния, така и колекторния ток. С потенциометъра можем да подаваме различни напрежения на входа и следователно да пропускаме в емитерната верига различни по стойност токове, като следим промените, които настъпват в колекторния ток.

Опитите показват,че още при твърде ниски напрежения (части от волта) емитерният ток има значителна стойност, защото източникът $E_1$ е включен в права посока. Колекторният ток е силно




Фиг. 4.21

зависим от емитерния: ако увеличаваме емитерния ток, колекторният ток също нараства, но е винаги по-малък от него.

За да установим това влияние количествено, с потенциометъра можем да предизвикаме малки изменения в емитерния ток $\Delta I_E$ и

да измерим съответните изменения $\Delta I_C$ на колекторния ток. Отношението на тези две величини (при неизменно колекторно напрежение) се нарича *диференциален коефициент на усилване по ток при схема с обща база:*

$$\alpha = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_E}. \qquad (4.14)$$

**Пример 4.2.** За транзистора 2Т3511, свързан по схема ОБ, се получават следните резултати: при увеличаване на емитерния ток от 1 на 1,5 mA (т.е. $\Delta I_E = 1,5 - 1 = 0,5$ mA) колекторният ток нараства от 0,990 на 1,485 mA (т.е. $\Delta I_C = 1,485 - 0,990 = 0,495$ mA). Следователно коефициентът на усилване по ток на този транзистор при схема ОБ ще бъде

$$\alpha = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_E} = \frac{0,495}{0,5} = 0,99.$$

Коефициентът $\alpha$ ($h_{21B}$) е един от най-важните параметри на транзисторите и се дава в справочниците. При различните биполярни транзистори неговата стойност се изменя от 0,900 до 0,999. Колкото този коефициент е по-близък до единица, толкова транзисторът има по-добри усилвателни качества.

Усилвателните качества на биполярния транзистор при схема ОБ могат да се дефинират така: всеки ток, преминал през управляващия емитерен преход, се усилва $\alpha$ пъти и именно това е колекторният ток. Физическото обяснение на това явление ще бъде разгледано по-нататък в тази точка.

Нека сега разгледаме токовете в транзистора при схема ОБ. Когато емитерът не е свързан с нищо (например, ако на схемата от фиг. 4.21 прекъснем веригата на емитера), в колекторната верига ще протича само обратният колекторен ток $I_{CBO}$.

Когато между емитера и базата е приложено определено напрежение в права посока, то ще породи съответен емитерен ток $I_E$ (фиг. 4.21). Според разгледаното за схема ОБ този емитерен ток ще породи в колекторната верига ток с големина $\alpha I_E$, който ще се сумира с обратния колекторен ток $I_{CBO}$. По такъв начин за тока в колекторната верига можем да напишем

$$I_C = \alpha I_E + I_{CBO}. \qquad (4.15)$$

Това е основна зависимост за схемата ОБ. Тя показва, че при схемата ОБ колекторният ток се състои от два компонента:

а) управляем компонент $\alpha I_E$;

б) неуправляем компонент $I_{CBO}$.

Управляемият компонент зависи от големината на емитерния ток и очевидно има стойност $\alpha I_E$. Когато казваме, че при схема ОБ емитерният ток управлява колекторния, имаме предвид управляемия компонент.



Неуправляемият компонент е обратният колекторен ток на транзистора. Както вече знаем, той зависи само от качествата на транзистора и от температурата. В сравнение със схема ОЕ тук неуправляемият компонент е около $\beta$ пъти по-малък и това, както ще видим по-нататък, прави схемата ОБ далеч по-стабилна при промяна на температурата на прехода.

За даден транзистор коефициентите на усилване по ток $\alpha$ и $\beta$ са свързани помежду си чрез формулите

$$\alpha = \frac{\beta}{1+\beta} \text{ и } \beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \qquad (4.16)$$

От тези формули можем да намерим единия коефициент, ако знаем другия. Това може да стане по-лесно и по-бързо с номограмата, дадена на фиг. 4.22.

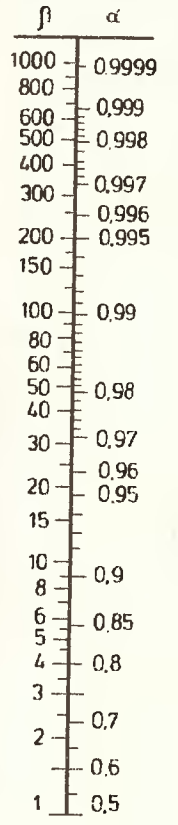
Доказва се, че коефициентът $\alpha$ може да се намери по формулата .

$$\alpha \approx 1 - \left(\frac{w}{L}\right)^2, \qquad (4.17)$$

където $w$ е широчината на базата; $L$ — дифузната дължина на токоносителите, инжектирани в нея.

Оттук се вижда, че за да има биполярният транзистор голямо усилване, базата трябва да е колкото може по-тънка. Базите на съвременните транзистори имат дебелина най-често 1–20 $\mu$m.

***Физическо обяснение на усилвателните свойства на транзистора при схема ОБ.*** На фиг. 4.23 е показан условно силициев биполярен NPN транзистор. Както вече знаем, източникът $E_E$ е включен в права посока спрямо емитерния преход. Вследствие на това потенциалната бариера в прехода намалява и се създават условия за инжектиране на токоносители (в случая електрони) от емитера в базата. Електроните, инжектирани в базата, представляват за нея неосновни токоносители и вследствие на дифузията достигат до колекторния преход. За неосновните токоносители обаче полето в прехода не е спиращо, а ускоряващо. По такъв начин електроните навлизат в колектора и образуват колекторния ток $I_C$.

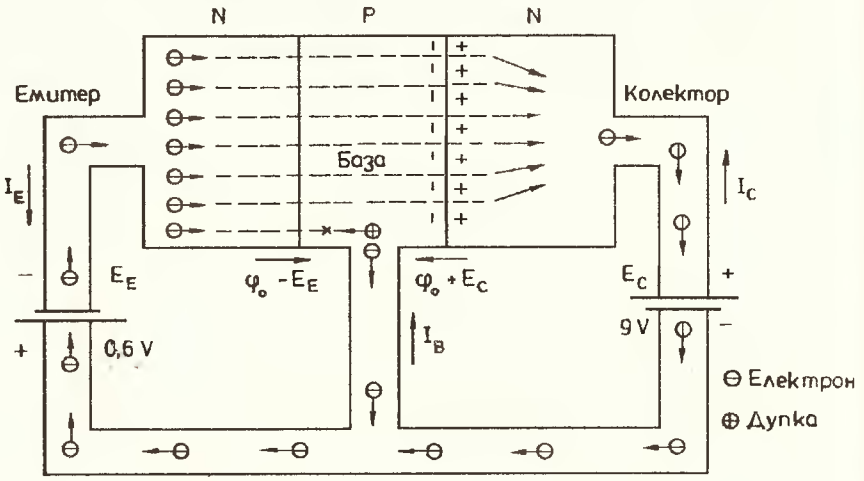


Фиг. 4.22

Емитерът не се наелектризира положително вследствие на напускащите го електрони, защото към него от отрицателния полюс на източника $E_E$ постъпват съответен брой електрони.

Като преминават през базата, една малка част от инжектиращите електрони рекомбинират с намиращите се там дупки. За да се намали тази рекомбинация, широчината на базата $w$ трябва да е по-малка от дифузната дължина $L$ на електроните.

Базата не се наелектризира отрицателно от това, че една част от дупките ѝ рекомбинират, тъй като съответен брой електрони през базовия извод излизат навън, като образуват тока $I_B$.




Фиг. 4.23

Колкото базовият ток е по-малък, толкова стойността на колекторния ток ще се доближава до тази на емитерния, т.е. $\alpha$ ще бъде по-близък до 1. Поради тази причина базата се прави с малка концентрация на основни токоносители. Ако концентрацията на електрони в базата е равна на концентрацията на дупките в емитера, тогава 50% от емитерния ток ще се дължи на дупките, а другите 50% — на електроните. Понеже колекторният ток се определя от дупките, инжектирани от емитера, ясно е, че в този случай колекторният ток ще представлява 50% от емитерния ток, т.е. $\alpha = 0,5$.

Тук може да се зададе въпросът, защо електроните, проникнали от емитера в базата, не се насочват през базовия извод към плюса на източника $E_E$? Обяснението се крие в самата геометрия на реалните транзистори. От фиг. 4.2 *б* и 4.4 *б* се вижда, че колекторът има по-голяма площ и почти обхваща емитера. По такъв начин изводът на базата се намира много по-далеч отколкото самият колектор.

Понеже източникът $E_C$ е включен към колекторния преход в обратна посока, през прехода протича и обратен колекторен ток $I_{CBO}$, дължащ се на собствените неосновни токоносители на базата и колектора.

Усилвателните свойства на транзистора при схема ОБ могат да



се обяснят накратко така. Инжекцията на електрони от емитера в базата може да бъде управлявана от ниски входни напрежения и затова източникът $E_E$, включен в емитерната верига, изразходва сравнително малка енергия. Същите тези токоносители образуват колекторния ток и вследствие на ускоряващото поле на колекторния преход придобиват (разбира се, за сметка на източника $E_C$) значителна енергия, която могат да отдават във външната верига, съответно в товара.

При дифузните транзистори полето на източника $E_E$ е съсредоточено в емитерния преход, а полето на източника $E_C$ — в колекторния. Ето защо в базата практически липсва електрическо поле и дупките се движат в нея само благодарение на дифузията.

При дрейфовите транзистори базата се прави с неравномерна концентрация на донорните примеси (вж. фиг. 4.2 *в*), чрез което в нея се образува допълнително електрическо поле. Ето защо при тези транзистори дупките се движат в базата не само вследствие на дифузията, но и поради наличността на това допълнително поле. В резултат на това дупките преминават през базата за по-кратко време, което води до подобряване на честотните свойства на транзисторите.

## 4.8. СХЕМА С ОБЩ КОЛЕКТОР (ЕМИТЕРЕН ПОВТОРИТЕЛ)

При тази схема входният сигнал действува между базата и колектора, а изходният се получава между емитера и колектора (фиг. 4.24). Твърдението, че входният сигнал действува между базата и колектора, е само формално, тъй като колекторният преход не е управляващ преход в транзистора и освен това е високоомен. Тази особеност ще бъде изяснена по-нататък (вж. т. 8.4).

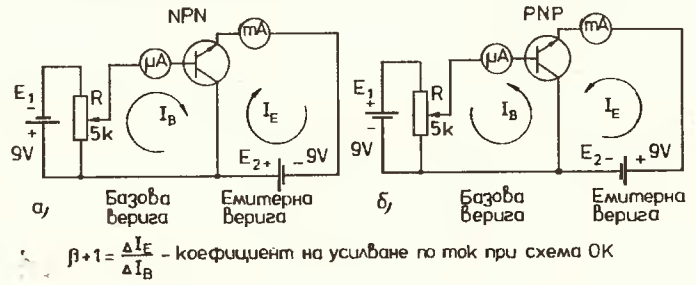
При схемата ОК коефициентът на усилване по напрежение е винаги по-малък от 1, обаче тя добре усилва по ток и по мощност. Тази схема има голямо входно съпротивление и малко изходно съпротивление и затова често се използува като стъпало за съгласуване на съпротивленията.

На фиг. 4.24 е показано свързване, с помощта на което може да се намери коефициентът на усилване по ток при схема ОК. Източникът $E_2$ е включен в права посока спрямо емитерния преход и в обратна посока спрямо колекторния преход. Източникът $E_1$ има същото напрежение като $E_2$ с оглед резултатното напрежение емитер — база да бъде части от волта и да действува на емитерния преход в права посока. Именно при такъв режим транзисторът ще бъде отпушен, като малкият базов ток ще "управлява" далеч по-големия емитерен ток. Това влияние се изразява количествено

*с коефициента на усилване по ток при схема ОК:*

$$K_i = \frac{\Delta I_E}{\Delta I_B} = \beta + 1. \qquad (4.18)$$

Този резултат показва, че коефициентът на усилване по ток при схема ОК е с единица по-голям от този при схема ОЕ.




Фиг. 4.24

**Пример 4.3.** Нека вземем същия транзистор от пример 4.1, който има $\beta = 80$. Ако го свържем по схемата от фиг. 4.24, се получават следните резултати: при увеличение на базовия ток от 13 на 15 $\mu$A (т.е. $\Delta I_B = 15 - 13 = 2$ $\mu$A), емитерният ток нараства от 1,040 на 1,202 mA (т.е. $\Delta I_E = 1,202 - 1,040 = 0,162$ mA). Следователно за коефициента на усилване по ток в този случай ще имаме

$$\frac{\Delta I_E}{\Delta I_B} = \frac{0,162.10^{-3}}{2.10^{-6}} = 81.$$

Резултатът наистина показва, че коефициентът на усилване по ток при схема ОК е с единица по-голям от този при схема ОЕ.

Усилвателните качества на биполярния транзистор при схема ОК могат да се дефинират накратко така: всеки ток, преминал през базовата верига, се усилва $\beta + 1$ пъти и именно това е емитерният ток.

От физическа гледна точка действието на транзистора при схема ОК е близко до това на схема ОЕ, където видяхме, че като премине през управляващия преход, базовият ток $I_B$ се усилва $\beta$ пъти и дава управляемия компонент на колекторния ток $\beta I_B$. При схема ОК имаме същото, но след като премине през управляващия преход, базовият ток протича в изходната верига и се добавя към $\beta I_B$, като управляемият компонент на емитерния ток е $\beta I_B + I_B = (\beta + 1)I_B$.

Неуправляемия компонент в емитерната верига можем да намерим, като прекъснем базовата верига. Този компонент е $(\beta + 1)I_{CBO}$.



По такъв начин за резултатния ток в емитерната верига можем да напишем

$$I_E = (\beta + 1)I_B + (\beta + 1)I_{CBO}. \qquad (4.19)$$

Това е основна зависимост за схемата ОК. Тя показва, че при схема ОК емитерният ток се състои от два компонента:

а) управляем компонент $(\beta + 1)I_B$;

б) неуправляем компонент $(\beta + 1)I_{CBO}$.

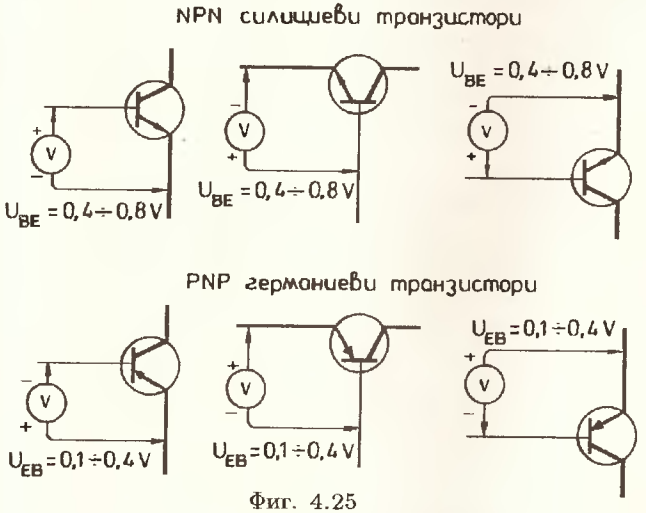
Управляемият компонент зависи само от големината на базовия ток и очевидно е $\beta + 1$ пъти по-голям от него. Когато казваме, че малкият базов ток създава далеч по-голям емитерен ток, имаме предвид управляемия компонент.

Неуправляемият компонент зависи само от обратния колекторен ток на транзистора и неговата стойност е значителна, особено ако транзисторът е германиев.

## 4.9. ОСНОВНИ ИЗВОДИ ЗА РАБОТАТА НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

За работата на биполярния транзистор могат да се направят следните основни изводи:

**1.** Управляващият участък в транзистора независимо от схемата на свързване (ОЕ, ОБ, ОК) е преходът емитер — база (фиг. 4.25).




Фиг. 4.25

**2.** Напреженията, които действуват в управляващия участък в права посока независимо от схемата на свързване (ОЕ, ОБ, ОК), са части от волта.

**3.** Ако към управляващия участък база — емитер (който е нискоомен) се приложат в права посока по-високи напрежения — например няколко волта, както базовият, така и колекторният ток (ако в схемата няма ограничителни съпротивления) ще станат недопустимо големи и транзисторът може да се повреди.

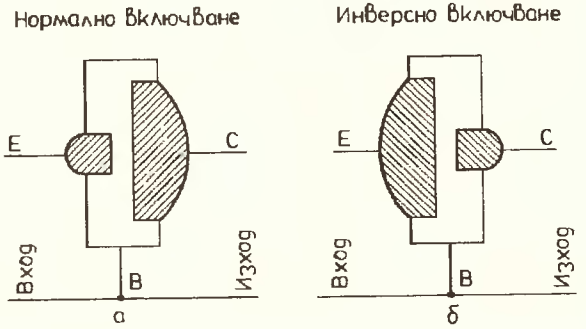
**4.** В нормален усилвателен режим базата на силициевите NPN транзистори е с 0,4–0,8 V по-положителна спрямо емитера. При германиевите PNP транзистори базата е с 0,1–0,4 V по-отрицателна спрямо емитера (вж. фиг. 4.25).

**5.** Независимо от схемата на свързване (ОЕ, ОБ, ОК) големият ток протича във веригата колектор — емитер (на фиг. 4.25 тя е надебелена), а токът през базата е около $\beta$ пъти по-малък.

**6.** При всички схеми (ОЕ, ОБ, ОК) във всеки момент емитерният ток е равен на сумата от колекторния и базовия ток.

## 4.10. ИНВЕРСНО ВКЛЮЧВАНЕ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

Дотук разгледахме нормалното включване на биполярния транзистор, при което ролята на емитер играе областта с по-малка площ, а колекторът е областта с по-голяма площ (фиг. 4.26 *а*). Възможно е обаче техните места да бъдат разменени и така се получава *инверсно включване на транзистора*, при което емитерът има по-голяма площ, а колекторът — по-малка (фиг. 4.26 *б*). Нека добавим, че в случая полярността на транзистора (PNP или NPN) не се променя. Параметрите на транзистора при такова включване се бележат с допълнителния индекс $I$ (инверсно).




Фиг. 4.26

Инверсното включване рядко се използува в практиката, тъй като при него усилването е по-малко. Опитът показва, че бездрейфови транзистори, които при нормално включване имат $\beta = 50 \div 100$, при инверсно включване имат коефициент на усилване



$\beta_I = 2 \div 10$. Основната причина за това е малката площ на колектора (вж. фиг. 4.26 *б*), което води до увеличаване на рекомбинацията на токоносителите в базата и съответно нарастване на базовия ток.

Инверсните коефициенти $\alpha_I$ и $\beta_I$ на бездрейфовите транзистори могат да се намерят чрез формулите

$$\alpha_I \approx \frac{\alpha I_{EBO}}{I_{CBO}} \quad \text{и} \quad \beta_I = \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I}, \tag{4.20}$$

където $I_{EBO}$ и $I_{CBO}$ могат да се измерят по схемите, дадени на фиг. 11.11.

При дрейфовите транзистори усилването при инверсно свързване е още по-малко (напр. 0,1),тъй като нарочно създаденото в базата поле (вж. фиг. 4.2 *в*) ще действува срещу токоносителите.

Инверсното включване на транзистора има някои предимства (по-малък обратен ток, по-малко остатъчно колекторно напрежение и др.) и се използува в някои специални превключващи схеми.

# 5

# СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

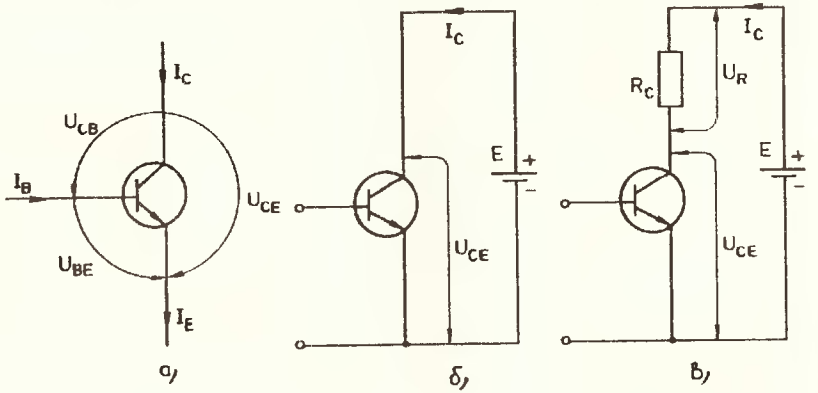
## 5.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Изчисляването на режима на транзисторите може да стане или с помощта на графики, или с помощта на формули. Графичният начин е по-нагледен и по-често се използува в практиката.

На фиг. 5.1 *а* са показани схематично токовете и напреженията на транзистора при схема ОЕ. Тези шест величини не могат да имат произволна стойност, а са свързани помежду си. Взаимната връзка между токовете и напреженията в транзистора може да бъде изразена с графики, които се наричат *характеристики на транзистора*.

Понеже характеристиките биват статични и динамични, нека поясним разликата между статичен и динамичен режим на транзистора.

При *статичния* режим в колекторната верига липсва товарно съпротивление (фиг. 5.1 *б*). При наличност на входен сигнал колекторният ток става ту по-голям, ту по-малък, но напрежението




Фиг. 5.1

$U_{CE}$, приложено на колектора, не се променя и остава равно на напрежението на източника.

При *динамичен* режим (фиг. 5.1 *в*) в колекторната верига на транзистора е включено товарно съпротивление $R_C$, върху което се образува определен пад на напрежение вследствие на протичането на колекторен ток, и колекторното напрежение е по-ниско от това на източника. Когато на входа действува някакъв сигнал, той променя колекторния ток, с което се променя и падът на напрежение върху товарното съпротивление. В резултат на това и колекторното напрежение постоянно се изменя, т.е. режимът е динамичен.

В реални условия транзисторите работят най-често в динамичен режим и изчисленията се правят именно за него. Тук може да се зададе въпросът: "Защо се разглежда статичният режим, щом като той почти не се среща в практиката?" Това е така, защото в справочниците се дават статичните параметри и статичните характеристики на транзисторите, **които са характерни за самия транзистор**. Динамичните параметри и динамичните характеристики зависят от елементите на схемата и най-вече от товарното съпротивление. Но товарното съпротивление може да има различни стойности — например 1 kΩ, 2 kΩ, 5 kΩ и т.н., и за всяка една от тези стойности динамичната характеристика ще има различно положение, поради което не се дава в справочниците.

Преди да преминем към разглеждане на различните статични характеристики, искаме да отбележим нещо съществено. В радиотехниката е прието всички напрежения да се измерват спрямо шаси, което при лампови схеми твърде често съвпада с общия "минус". Това правило е валидно и при транзисторните схеми с NPN транзистори.

При схеми с PNP транзистори плюсът на източника е обикновено свързан с шасито и всички напрежения също се измерват спрямо шаси. В този случай например колекторното напрежение се измерва спрямо шаси и се записва така: $U_{CE} = -6$ V, защото потенциалът на колектора е по-нисък от този на емитера. Понякога обаче този резултат може да бъде записан и така: $U_{EC} = 6$ V, т.е. потенциалът на емитера спрямо колектора е положителен и е равен на 6 V. Аналогичен е случаят с базовото напрежение. Ако напрежението на базата спрямо емитера е минус 0,2 V, това се бележи така: $U_{BE} = -0,2$ V, или $U_{EB} = 0,2$ V. Виждаме, че редът на индексите има значение, т.е. $U_{EC} = -U_{CE}$ и $U_{EB} = -U_{BE}$.

## 5.2. МОДУЛАЦИЯ НА ШИРОЧИНАТА НА БАЗАТА

Преди да разгледаме статичните характеристики на биполярния транзистор, нека изясним едно важно явление в транзистора. Както знаем, при увеличаване на колекторното напрежение широчината на обратно включения колекторен преход се увеличава (2.9) и понеже преходът почти изцяло е разположен във високоомната база, това води до нейното стесняване. Именно това

намаляване на широчината на базата при увеличаване на колекторното напрежение се нарича още *модулация на широчината на базата* на транзистора или *ефект на Ерли*. Последствията от това са следните:

1. При по-тънка база рекомбинацията на токоносителите е по-малка. Ето защо, ако при неизменен емитерен ток увеличаваме колекторното напрежение, базовият ток слабо ще намалява, а колекторният — слабо ще се увеличава.

2. При по-тънка база времето за преминаването на инжектираните токоносители в нея е по-малко, т.е. при по-високи колекторни напрежения се подобряват честотните свойства на транзистора.

3. Волт-амперната характеристика на емитерния преход се дава аналитично с известната формула (3.11). Но обратният ток на емитерния преход $I_{EBO}$ зависи от широчината $w$ на базата (3.14) и следователно измененията на колекторното напрежение ще влияят върху волт-амперната характеристика на емитерния преход. Това показва, че в **транзистора съществува вътрешна обратна връзка по напрежение, която е отрицателна,** т.е. ако $I_E = \text{const}$, при увеличаване на колекторното напрежение (по големина) емитерното напрежение намалява.

Нека добавим, че с увеличаване на честотата ефектът на Ерли намалява. Освен това той е по-силно изразен в бездрейфовите транзистори с широка и високоомна база отколкото при дрейфовите. Причината за това е, че при дрейфовите транзистори базата е легирана (т.е. не е толкова високоомна), като при това колекторната област (вж. фиг. 4.2) е също високоомна. Поради това разширението на колекторния преход при увеличаване на приложеното напрежение става не само по посока на базата, но и по посока на колектора.

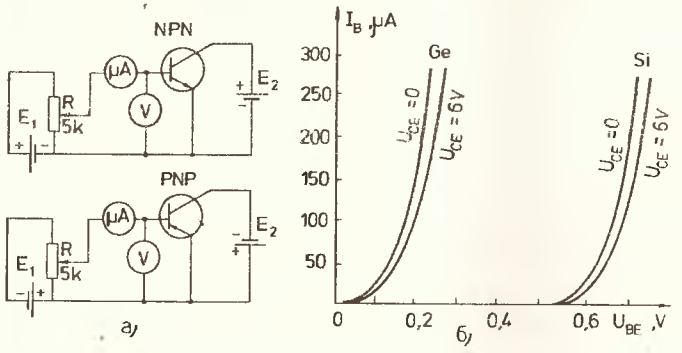
От ефекта на Ерли следва, че ако увеличаваме колекторното напрежение, ще дойде момент, когато обедняната област ще заеме цялата база. Тази стойност на напрежението между колектора и емитера се нарича *напрежение на допир* и се бележи $U_{CE\text{допир}}$. При това напрежение токът между колектора и емитера очевидно нараства силно и транзисторът може да излезе от строя. Затова по време на работа напрежението на допир в никакъв случай не бива да се достига.

## 5.3. ВХОДНИ СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ

***Схема с общ емитер.*** Тук входните статични характеристики изразяват графично зависимостта на базовия ток $I_B$ от напрежението база — емитер $U_{BE}$ (респ. $U_{EB}$) при определени постоянни стойности на колекторното напрежение. На фиг. 5.2 *а* са показани схеми, чрез които могат да се снемат входните характеристики на



NPN и PNP транзисторите. (Волтметърът в тези схеми непременно трябва да бъде високоомен.) На фиг. 5.2 *б* са показани входни характеристики на маломощен германиев и силициев транзистор. Вижда се, че тези характеристики напомнят характеристиките на




Фиг. 5.2

полупроводников диод, което и трябва да се очаква, тъй като преходът база — емитер е фактически един диод. Показаните характеристики са снети при две напрежения на колектора: 0 V и 6 V, като с увеличаване на колекторното напрежение те се отместват съвсем слабо надясно. (Групата входни характеристики, снети при различни колекторни напрежения, се нарича семейство входни характеристики.) При редица практически изчисления това отместване не се взема под внимание, тъй като то е най-голямо при нарастване на колекторното напрежение от 0 до 1 V, след което, ако увеличаваме колекторното напрежение, отместването е едва забележимо.

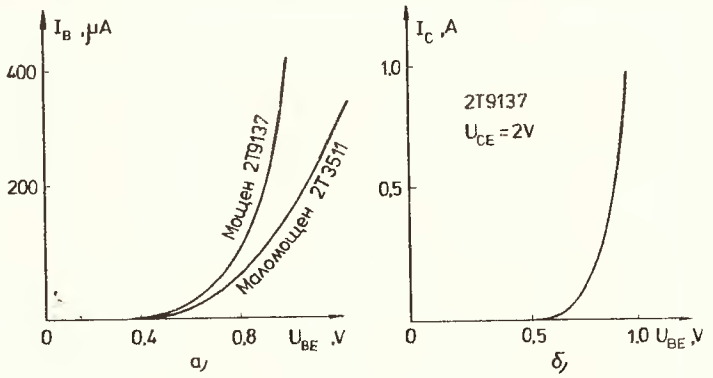
Причината, поради която при по-високи колекторни напрежения входните характеристики при схема ОЕ се отместват надясно, е ефектът на Ерли. И наистина при по-високи колекторни напрежения базата става по-тясна, рекомбинацията в нея намалява, а от това намалява и базовият ток. Следователно, ако поддържаме входното напрежение постоянно (например $U_{BE} = 0,2$ V), базовият ток при $U_{CE} = 6$ V ще бъде по-малък отколкото при $U_{CE} = 0$ (фиг. 5.2).

Обръщаме внимание, че **входната характеристика на биполярния транзистор е нелинейна,** т.е. базовият ток зависи експоненциално от приложеното входно напрежение. Тази особеност има основно значение за цялата транзисторна техника. Това означава още, че при относително неголямо нарастване на входното напрежение входното съпротивление (както по постоянен ток, така и по променлив ток) силно намалява.

Искаме да подчертаем още това, че германиевите транзистори

се отпушват при напрежения 0,2–0,3 V, докато при силициевите транзистори това става при 0,5–0,6 V (вж. фиг. 5.2).

На фиг. 5.3 *а* за сравнение са показани входните характеристики на два силициеви транзистора — маломощен и мощен. Виждаме,




Фиг. 5.3

че при едни и същи напрежения между базата и емитера базовият ток на мощния транзистор е много по-голям от този на маломощния. Това се дължи на по-голямата площ на емитерния преход при мощния транзистор.

Неправилно е да се мисли, че мощните транзистори се отпушват при по-ниски напрежения отколкото маломощните. По-скоро разликата между тях е в това, че при мощните транзистори можем да пропускаме значителни базови токове (например 50–200 mA), докато базовите токове на маломощните транзистори не бива да надвишават 5–10 mA.

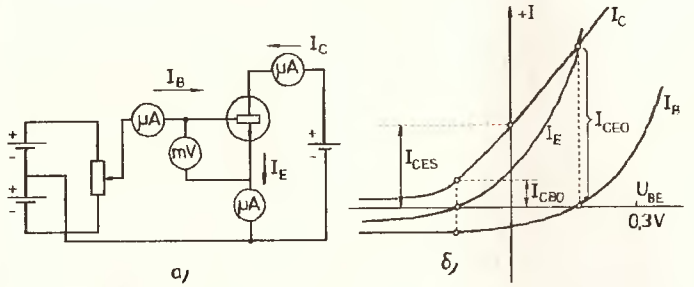
Важно е да се има предвид, че мащабът, при който е начертана входната характеристика, влияе върху нейната форма. Това добре се вижда от фиг. 5.3 *а* и *б*, където входната характеристика на мощния транзистор 2T9137 в двата случая е начертана при различни мащаби на базовия ток.

Дотук входните характеристики на транзистора при схема ОЕ са изобразени така, че те минават през началото на координатната система (вж. фиг. 5.2). Освен това на управляващия преход подавахме напрежения само в права посока. В редица случаи обаче (например в импулсната техника, в някои микрорежими и др.) е важно да се знае поведението на транзистора при съвсем ниски входни напрежения (например под 0,1 V), а също така ходът на входната характеристика, когато входното напрежение действува в обратна посока.

Това може да се изследва с помощта на схемата, дадена на



фиг. 5.4 *а*. Тук напрежението на колектора е неизменно, а на базата могат да се подават както положителни, така и отрицателни напрежения спрямо емитера. Обръщаме внимание, че в случая миливолтметърът трябва да има голямо входно съпротивление.




Фиг. 5.4

Транзисторът е силициев от типа NPN и за по-лесно разбиране на явленията е начертан така, че да личат двата прехода, като са означени положителните посоки на токовете през него. При този опит познатото равенство $I_E = I_C + I_B$ естествено е в сила.

В началото на опита нека подадем напрежение $U_{BE} = 0,3$ V и да намаляваме постепенно тази стойност. Ще установим, че когато входното напрежение намалее под 0,15 V, базовият ток става нула. Това съответствува на случая, когато базата е плаваща, т.е. $I_B = 0$, а $I_E = I_C = I_{CEO}$ (фиг. 5.4 *б*).

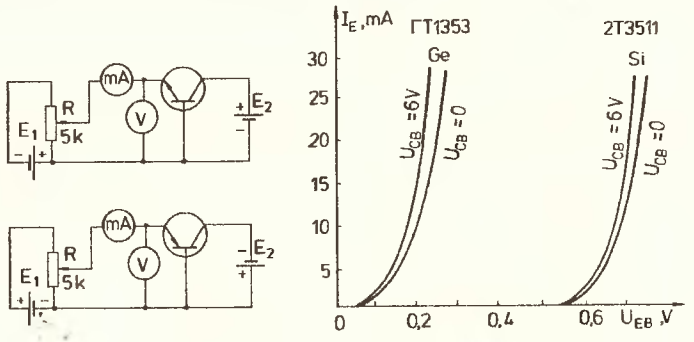
Ако продължаваме да намаляваме входното напрежение, базовият ток става *отрицателен*, т.е. започва да тече от транзистора навън (при PNP транзистори — от външния проводник към транзистора). Когато входното напрежение стане нула, т.е. $U_{BE} = 0$, базовият ток продължава да е отрицателен, а моментът съответствува на случая, когато базата е свързана накъсо с емитера, т.е. $I_C = I_{CES}$ (фиг. 5.4 *б*).

Ако продължаваме да намаляваме входното напрежение, то става отрицателно и действува на прехода в обратна посока. Следователно при този режим и на двата прехода се подават обратни напрежения. При отрицателни напрежения $U_{BE}$ ( при транзистори PNP положителни) от порядъка на -0,1 V емитерният ток става нула, а отрицателният базов ток става равен по големина на колекторния. Това съответствува на случая, когато емитерът не е свързан, т.е. $I_E = 0$, а $I_C = -I_B = I_{CBO}$ (фиг. 5.4 *б*).

Ако продължаваме да подаваме още по-отрицателно напрежение на входа, трите тока практически остават същите.

***Схема с обща база.*** При схема ОБ входните статични харак-

теристики изразяват зависимостта на емитерния ток $I_E$ от напрежението емитер — база $U_{EB}$ (респ. $U_{BE}$) при определена постоянна стойност на колекторното напрежение $U_{CB}$. На фиг. 5.5 са показани схеми, чрез които могат да се снемат входните ха-




Фиг. 5.5

рактеристики на NPN и PNP транзисторите. На същата фигура са показани входни характеристики при схема ОБ на маломощен германиев и силициев транзистор. Виждаме, че те са подобни на входните характеристики при схема ОЕ, обаче при едни и същи напрежения емитерният ток е много пъти (около $\beta$ пъти) по-голям. Друга разлика е тази, че при увеличаване на колекторното напрежение те се отместват наляво. Понеже това отместване е относително малко, при практически пресмятания то често се пренебрегва. Причината за отместването на характеристиките и тук е ефектът на Ерли. И наистина, ако $U_{EB} = \text{const}$, при увеличаване на колекторното напрежение базата става по-тънка, градиентът на концентрацията на дупките в базата $\dfrac{\Delta p_n}{\Delta x}$ расте (2.14), поради което расте и емитерният ток.

От фиг. 5.5 се вижда още, че германиевите транзистори се отпушват при напрежения 0,2–0,3 V, а силициевите — при 0,5–0,7 V.

## 5.4. ВХОДНО СЪПРОТИВЛЕНИЕ НА ТРАНЗИСТОРА

Входните характеристики дават възможност да определяме лесно входния ток, когато знаем входното напрежение, и обратно — да намираме напрежението, което действува на входа, когато знаем входния ток.

Например на фиг. 5.6 *а* можем да отчетем, че при входно напрежение 0,5 V базовият ток на транзистора 2Т3511 е 20 $\mu$A (т.$A$), а при входно напрежение 0,6 V базовият ток ще нарасне на 100 $\mu$A (т.$Б$). От същата характеристика можем да отчетем, че за да има-



ме базов ток 200 $\mu$A, напрежението между емитера и базата трябва да е 0,65 V (т.$В$).

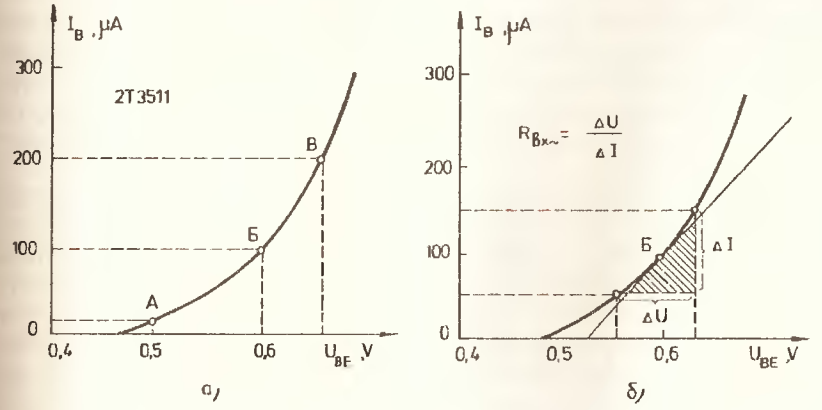
Входната характеристика позволява да отчетем постояннотоковата мощност, изразходвана в базовата верига. Например, ако на входа действува напрежение 0,6 V, базовият ток ще бъде 100 $\mu$A, а постояннотоковата мощност ще има стойност $P = UI = 0,6.100^{-6} = 60\ \mu\text{W}$.

С помощта на входната характеристика лесно се намира входното съпротивление на транзистора както за променлив, така и за постоянен ток.

***Входно съпротивление на транзистора за променлив ток.*** От входната характеристика можем да намерим входното съпротивление за променлив ток (диференциално или динамично входно съпротивление), отнасящо се за дадена точка от характеристиката. Например, за да намерим променливотоковото съпротивление в същата точка $Б$ (фиг. 5.6 *б*), даваме съответни изменения $\Delta U$ на напрежението и $\Delta I$ на тока. От защрихования триъгълник намираме

$$R_{B\sim} = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{0,4}{100.10^{-6}} = 4\ \text{k}\Omega.$$

По същия начин може да се намери входното съпротивление по променлив ток за коя да е точка от характеристиката.




Фиг. 5.6

Опитите показват следния важен резултат: **входното съпротивление за променлив ток на транзистора не е постоянна величина, а зависи от избраната работна точка;** с увеличаване на тока в работната точка променливото съпротивление нама-

лява. Променливотоковото съпротивление е изобщо по-малко от постояннотоковото съпротивление в същата точка.

При схема ОБ променливотоковото входно съпротивление на транзистора е по-малко, отколкото това съпротивление при схема ОЕ.

Нека подчертаем, че **малката стойност на променливотоковото входно съпротивление на биполярните транзистори** (при схема ОЕ — от 500 до 5000 Ω, и при схема ОБ — от 10 до 100 Ω) **е много съществен факт в цялата транзисторна техника.** Неговото влияние върху усилвателните свойства на транзисторните стъпала ще бъде разгледано подробно по-нататък.

***Входно съпротивление на транзистора за постоянен ток.*** От входната характеристика на транзистора 2Т3511 можем да намерим неговото входно съпротивление за постоянен ток (статично входно съпротивление). Например от фиг. 5.6 *а* за точките *А*, *Б* и *В* ще получим съответно:

$$R_A = \frac{U_A}{I_A} = \frac{0,5}{20.10^{-6}} = 25\ \text{k}\Omega;$$

$$R_B = \frac{U_B}{I_B} = \frac{0,6}{100.10^{-6}} = 6\ \text{k}\Omega;$$

$$R_B = \frac{U_B}{I_B} = \frac{0,65}{200.10^{-6}} = 3,25\ \text{k}\Omega.$$

Този пример показва следния много важен резултат: **входното съпротивление на транзистора за постоянен ток не е постоянна величина, а зависи от входното напрежение, съответно от входния ток.** С увеличаването на входния ток входното съпротивление на транзистора намалява. Оттук следва, че входната верига на транзистора за постоянен ток представлява *нелинейно съпротивление.*

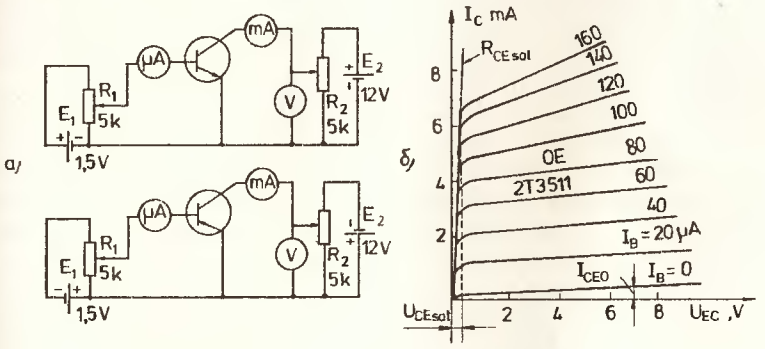
Входното съпротивление на транзистора за постоянен ток при схема ОБ е изобщо по-малко отколкото при схемата ОЕ. Това се вижда лесно от фиг. 5.5, където е дадена входната характеристика на същия транзистор 2Т3511, но при схема ОБ. От характеристиката можем да отчетем, че при входно напрежение 0,6 V входното съпротивление по постоянен ток е 150 Ω, при входно напрежение 0,65 V има стойност 90 Ω и при входно напрежение 0,65 V то намалява на 60 Ω.

## 5.5. ИЗХОДНИ СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Най-често в практиката се използуват изходните статични характеристики на транзистора. С тяхна помощ твърде лесно могат да се изчислят редица величини — токове, напрежения, мощности, необходими товарни съпротивления, изкривявания, к.п.д. и т.н.



***Схема с общ емитер.*** В този случай изходната статична характеристика изразява зависимостта на колекторния ток $I_C$ от колекторното напрежение $U_{CE}$ (респ. $U_{EC}$) при определени постоянни стойности на базовия ток $I_B$. Тези характеристики може да се снемат по схемата, дадена на фиг. 5.7 *а*, където с потенциометъра $R_2$ подаваме различни колекторни напрежения $U_{CE}$ и отчитаме съответния колекторен ток $I_C$. По време на отчитането базовият ток трябва да се поддържа (с $R_1$) постоянен и получената характеристика се отнася именно за този базов ток. На фиг. 5.7 *б* са показани семейство изходни характеристики на силициевия транзистор 2Т3511 при схема ОЕ. Виждаме, че при малки колекторни напрежения (под 0,5 V) колекторният ток силно зависи от колекторното напрежение, а след това той почти не зависи от него, т.е. характеристиките са почти хоризонтални. Тази слаба зависимост на колекторния ток от колекторното напрежение се обяснява така. При увеличаване на колекторното напрежение нараства и резултатното напрежение в колекторния преход, но не се увеличава броят на инжектираните токоносители от емитера в базата. Ето защо при постоянна стойност на базовия ток дори значителни изменения на колекторното напрежение водят до съвсем слаби промени в колекторния ток.Причината, поради която колекторният ток, макар и слабо, расте при увеличаване на колекторното напрежение, е ефектът на Ерли, т.е. при по-големи напрежения базата става по-тясна. При по-тясна база рекомбинацията на неосновните токоносители не е толкова голяма и по-голям процент от тях достигат до колекторния преход, т.е. колекторният ток нараства.




Фиг. 5.7

Както се вижда от фиг. 5.7 *б*, при намаляване на колекторното напрежение всички изходни характеристики практически се сливат в една линия, която съответствува на т.нар. *съпротивление*

*на насищане на транзистора* $R_{CEsat}$ ($R_{CEнас}$). Тази величина е важен параметър, който при маломощните транзистори има стойност примерно 5–50 Ω, а при мощните може да бъде и по-малко.

От казаното става ясно, че при малки колекторни напрежения (например под 0,5 V) колекторният ток вече не се влияе от базовия, т.е. **транзисторът губи своите усилвателни качества.** Това най-малко колекторно напрежение се нарича още *колекторно напрежение на насищане* (или остатъчно напрежение) и се бележи $U_{CEsat}$ ($U_{CEнас}$). То е важен параметър на транзисторите, като точната му стойност зависи както от вида на транзистора, така и от неговия режим. На практика най-често $U_{CEsat} = 0,1 \div 0,5$ V. (Вж. повече подробности в част втора на книгата.)

От фиг. 5.7 се вижда, че най-долната характеристика се отнася за $I_B = 0$, т.е. тази характеристика дава представа за големината на остатъчния ток (4.8) и неговата зависимост от колекторното напрежение. Напомняме, че остатъчният ток $I_{CEO}$ тече през транзистора само когато базата е плаваща.

Друга особеност на изходните характеристики при схема ОЕ е тяхното сгъстяване при по-големи базови токове. Причината за това е, че при по-големи токове концентрацията на електрони и дупки в базата е по-голяма и рекомбинацията нараства, т.е. при по-големи колекторни токове коефициентът $\beta$, макар и слабо, намалява (вж. фиг. 11.7).

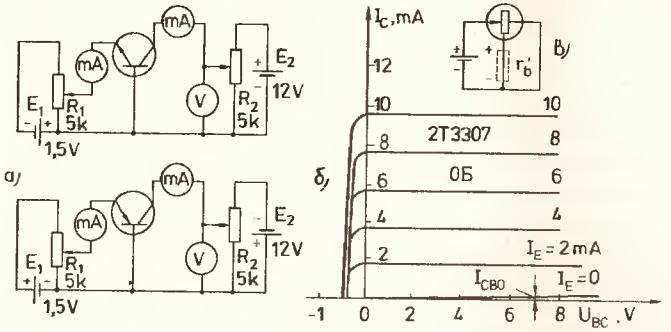
***Схема с обща база.*** При схема ОБ изходните статични характеристики изразяват зависимостта на колекторния ток $I_C$ от колекторното напрежение $U_{CB}$ (респ. $U_{BC}$) при определени постоянни стойности на емитерния ток. На фиг. 5.8 *а* е показана схема, по която те могат да се снемат при транзистори от двата типа. Както по-горе, така и тук схемите за снемане на статичните характеристики на двата типа транзистори (NPN и PNP) се различават само по полярността на захранващите източници.

На фиг. 5.8 *б* е показано семейство изходни характеристики на транзистора 2Т3511 при схема ОБ. Те представляват почти хоризонтални прави, еднакво отдалечени една от друга. Следователно при определена стойност на емитерния ток колекторното напрежение практически *не влияе* на колекторния ток. Обръщаме внимание, че изходните характеристики при схема ОБ са значително по-хоризонтални, отколкото тези при схема ОЕ. И ако при тях все пак има малък наклон, той се обяснява, от една страна, с нарастването на $I_{CBO}$ при увеличаване на колекторното напрежение, а от друга страна, този наклон се дължи на вътрешната обратна връзка в транзистора (ефект на Ерли), която води до това, че при по-високи напрежения на колектора базата се стеснява, рекомбинацията в нея намалява и по-голям процент от инжектираните дупки в базата достигат колектора, т.е. с увеличаване на



напрежението коефициентът $\alpha$ (макар и значително по-слабо от коефициента $\beta$) нараства.

Разположението на най-долната характеристика (при $I_E = 0$) ни дава представа за обратния колекторен ток $I_{CBO}$ и неговото изменение при нарастване на колекторното напрежение.




Фиг. 5.8

От фиг. 5.8 *б* се вижда, че колекторен ток протича дори и тогава, когато колекторното напрежение е нула. Причината за това са източникът в емитерната верига и високоомната база. При $U_{CB} = 0$ малкият базов ток, създаден от напрежението $U_{BE}$, протичайки през високоомната база, образува в нея пад на напрежение $r'_b I_B$ (вж. фиг. 5.8 *в*). Този пад се оказва включен във веригата колектор — база, като минусът му е към колектора (в случая транзисторът е тип PNP). Именно това напрежение създава колекторен ток в случая, когато колекторът е свързан накъсо с базата. За да се анулира колекторният ток, необходимо е да сменим полярността на колекторното напрежение, а големината му да бъде 0,02–0,5 V (фиг. 5.8 *б*).

## 5.6. ИЗХОДНО СЪПРОТИВЛЕНИЕ НА ТРАНЗИСТОРА

С помощта на изходните характеристики можем да намерим една от величините $I_B$, $I_C$, $U_{CE}$, когато знаем другите две.

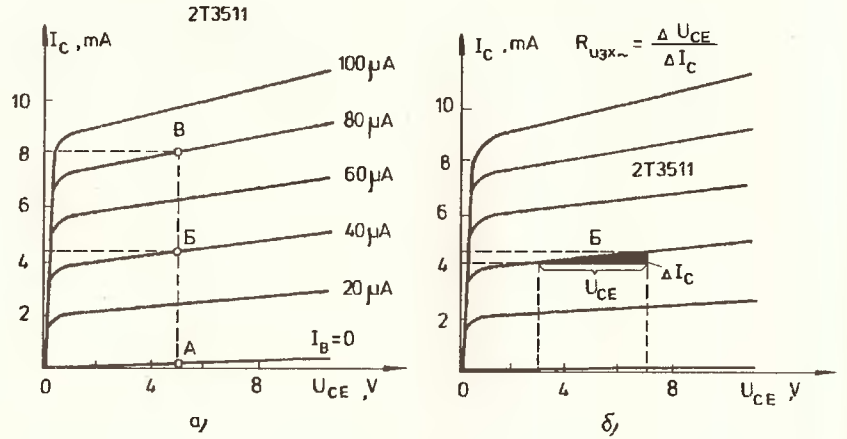
От фиг. 5.9 *а* например може да се отчете лесно, че при колекторно напрежение $U_{CE} = 4,5$ V и ток в базата $I_B = 40$ μA колекторният ток ще има стойност $I_C = 4,5$ mA (точка *Б*). Също така от тези характеристики можем да отчетем, че при напрежение $U_{CE} = 4,5$ V токът в базата трябва да има стойност $I_B = 80$ μA, за да имаме колекторен ток $I_C = 8$ mA (точка *В*).

***Изходно съпротивление на транзистора за променлив ток.*** Изходните характеристики дават възможност да намерим изходното съпротивление на транзистора за променлив ток, отнасящо се за дадена точка. Нека да намерим променливотоковото съпротивление за точката *Б* (фиг. 5.9 *б*). За целта даваме съответни малки изменения $\Delta U_{CE}$ и $\Delta I_C$ на изходното напрежение и изходния ток. От почернения триъгълник намираме

$$U_{B\sim} = \frac{\Delta U_{CE}}{\Delta I_C} = \frac{4}{0,1.10^{-3}} = 40 \text{ k}\Omega.$$

Изходното съпротивление за променлив ток зависи от избора на работната точка, като при схема ОЕ неговата стойност е най-често в границите от 20 до 50 kΩ. При схема ОБ това съпротивление е още по-голямо и достига примерно 0,5–2 MΩ.

Изходното съпротивление на транзистора за променлив ток, а също и входното съпротивление за променлив ток са много важни величини, защото въз основа на тях става *съгласуването* на отделните транзисторни усилвателни стъпала. Освен това, както ще видим по-нататък, тези величини участвуват в много изчислителни формули.




Фиг. 5.9

***Изходно съпротивление на транзистора за постоянен ток.*** То не е постоянна величина, а зависи от колекторното напрежение и от колекторния ток. Например за точките *А*, *Б* и *В* (фиг. 5.9 *а*) ще се получи съответно:

$$R_A = \frac{U_A}{I_A} = \frac{4,5}{0,05.10^{-3}} = 90 \text{ k}\Omega;$$



$$R_B = \frac{4,5}{4,5.10^{-3}} = 1000 \ \Omega;$$

$$R_B = \frac{4,5}{8.10^{-3}} = 560 \ \Omega.$$

Този пример показва, че изходното съпротивление на транзисторите за постоянен ток при дадено напрежение на колектора зависи силно от колекторния ток, съответно от базовия ток. И наистина знаем, че при липса на базов ток транзисторът е почти "запушен" (т.е. изходното му съпротивление за постоянен ток е много голямо — $50 \div 500$ kΩ), а при значителен базов ток транзисторът е "отпушен" (т.е. изходното му съпротивление за постоянен ток е малко — $5 \div 100$ Ω). Тези особености на транзистора се използуват в т.нар. *ключов режим*, който намира приложение в автоматиката и импулсната техника (вж. II част на книгата).

## 5.7. СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ПРАВОТО ПРЕДАВАНЕ ПО ТОК

***Схема с общ емитер.*** При това свързване статичните характеристики на предаване по ток изразяват зависимостта на колекторния ток $I_C$ от базовия ток $I_B$ (вж. формула 4.10). Характеристиките на предаване по ток могат да се снемат по схемата, дадена на фиг. 4.11. Тези характеристики с известно приближение (вж. фиг. 11.9*а*) представляват една права линия, минаваща почти през началото на координатната система. На фиг. 5.10 *а* е показана характеристиката на предаване по ток на транзистора 2T3511, снета при $U_{CE} = 6$ V. От нея се вижда, че при $I_B = 0$ (плаваща база) колекторният ток има стойност $I_{CEO}$. Ако базовият ток стане отрицателен, тогава колекторният ток има стойност $I_{CBO}$.

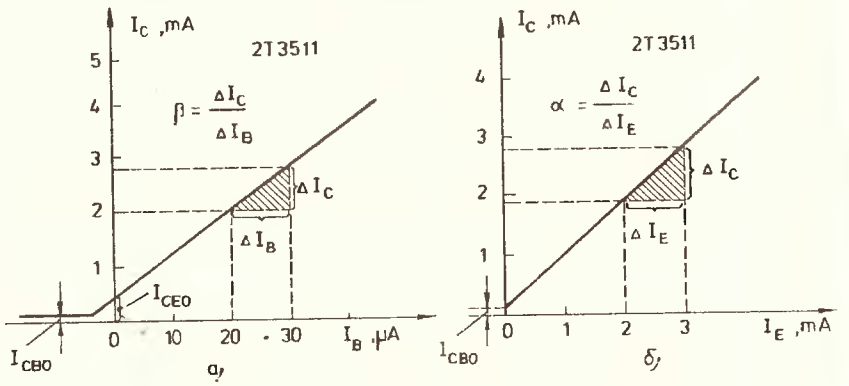
От характеристиката на предаване по ток може лесно да се намери коефициентът $\beta$ на даден транзистор. От фиг. 5.10 *а* например отчитаме

$$\beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{0,8.10^{-3}}{10.10^{-6}} = 80.$$

Нека отбележим, че характеристиката на предаване по ток е линейна само до дадена граница, след което се закривява надолу. Това означава, че коефициентът $\beta$ може да се разглежда като постоянна величина само до определена стойност на колекторния ток, след което започва силно да намалява.

***Схема с обща база.*** В този случай статичните характеристики на предаване по ток изразяват зависимостта на $I_C$ от $I_E$ при параметър $U_{CB}$. На фиг. 5.10 *б* е дадена характеристиката на предаване по ток при схема ОБ за българския транзистор 2T3511.

Тя може да се снеме по схемата, дадена на фиг. 4.21. Тази характеристика математически се изразява с (4.15). Ето защо при $I_E = 0$ колекторният ток има стойност $I_{CBO}$ (вж. фиг. 5.10 *б*).




Фиг. 5.10

От характеристиката на предаване по ток може да се отчете коефициентът $\alpha$. Например от фиг. 5.10 *б* намираме

$$\alpha = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_E} = \frac{0,99.10^{-3}}{1.10^{-3}} \approx 0,99.$$

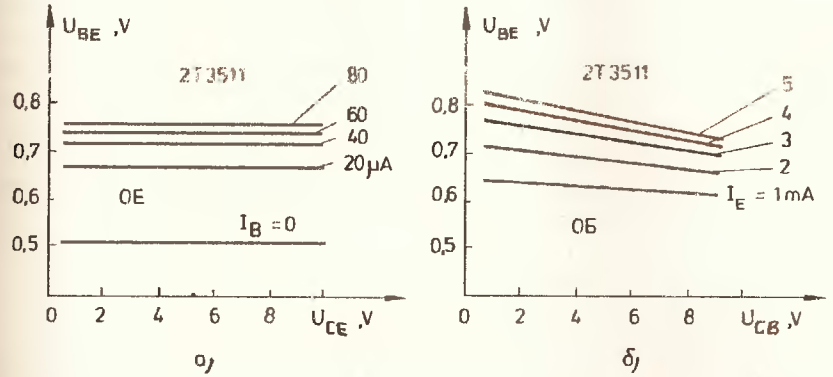
Нужно е да се отбележи, че по този метод могат да се допуснат значителни грешки. Така например, ако отчетем $\alpha = 0,95$, това отговаря на $\beta = 18$; ако отчетем $\alpha = 0,99$, това отговаря на $\beta = 100$. Това е един основен недостатък на графичния метод при отчитане на коефициента $\alpha$.

## 5.8. СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ОБРАТНО ПРЕДАВАНЕ ПО НАПРЕЖЕНИЕ

***Схема с общ емитер.*** При тази схема статичните характеристики на обратното предаване по напрежение изразяват зависимостта на базовото напрежение $U_{BE}$ (респ. $U_{EB}$) от колекторното напрежение $U_C$ (респ. $U_{CE}$) при определена постоянна стойност на базовия ток. На практика тези характеристики се снемат по специални импулсни методи. На фиг. 5.11 *а* е показано семейство статични характеристики на обратното предаване по напрежение за транзистора 2T3511. Те представляват почти хоризонтални прави линии, което показва, че при постоянен базов ток базовото напрежение се влияе слабо от колекторното напрежение.



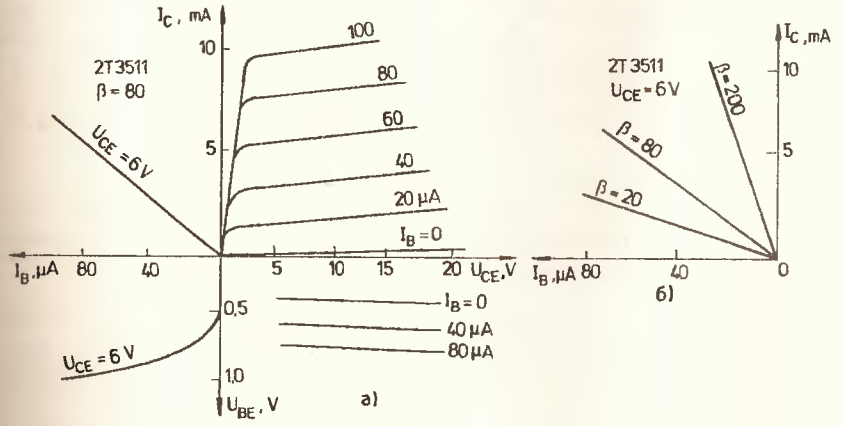
***Схема с обща база.*** На фиг. 5.11 *б* са показани статичните характеристики на обратното предаване по напрежение при схема ОБ за транзистора 2T3511. Те също представляват прави линии, но наклонът им е по-голям, което говори за по-силна връзка между изходното и входното напрежение при схема ОБ.




Фиг. 5.11

## 5.9. ПЪЛНИ СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ТРАНЗИСТОРИТЕ

Разгледаните четири вида статични характеристики на транзисторите се дават в справочниците твърде често на един общ чертеж. На фиг. 5.12 *а* са дадени четирите статични характеристики на транзистора 2T3511. Предимството на такъв начин на




Фиг. 5.12

изобразяване се изразява на първо място в неговата нагледност и по-добро използуване площта на чертежа. Освен това наличността на един и същи мащаб за всеки две съседни характеристики дава възможност за пренасяне на работната точка от една характеристика на друга.

Графичните характеристики, давани в справочната литература, се наричат *типови*, което означава, че повечето от транзисторите имат параметри, които съответствуват на тези характеристики. Едновременно с това обаче съществуват отделни екземпляри транзистори от същия тип, чиито параметри се различават от данните на характеристиките, т.е. при транзисторите съществуват значителни *толеранси*, особено за коефициента $\beta$ (фиг. 5.12 *б*). Както е известно, това е един от основните недостатъци на всички полупроводникови прибори.

## 5.10. ВЛИЯНИЕ НА ТЕМПЕРАТУРАТА ВЪРХУ СТАТИЧНИТЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

Температурата влияе в една или друга степен на всички параметри на биполярния транзистор. Това се отнася също и за статичните характеристики.

На фиг. 5.13 *а* е показано влиянието на температурата върху входната характеристика на силициев транзистор при схема ОБ. Виждаме, че при по-високи температури характеристиката се отмества наляво. (По-надолу ще видим, че съвсем аналогично е отместването при схема ОЕ.) Подобно на диодите това отместване се характеризира количествено чрез *температурния коефициент на отместване на входната характеристика* $TKU_{вх}$, който се бележи още с буквата $\varepsilon$. Този коефициент е отрицателен, като има стойност 2–2,5 mV/°C както при германиеви, така и при силициеви транзистори. Следователно

$$\varepsilon = TKU_{вх} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta t} = 2 \div 2{,}5 \text{ mV/°C}, \qquad (5.1)$$

като това е в сила и при схема ОЕ.

Въз основа на (5.1), ако при стайна температура (при $I_E$ = const) входното напрежение на транзистора е $U_{BE(25)}$, при температура $t$ то ще има стойност

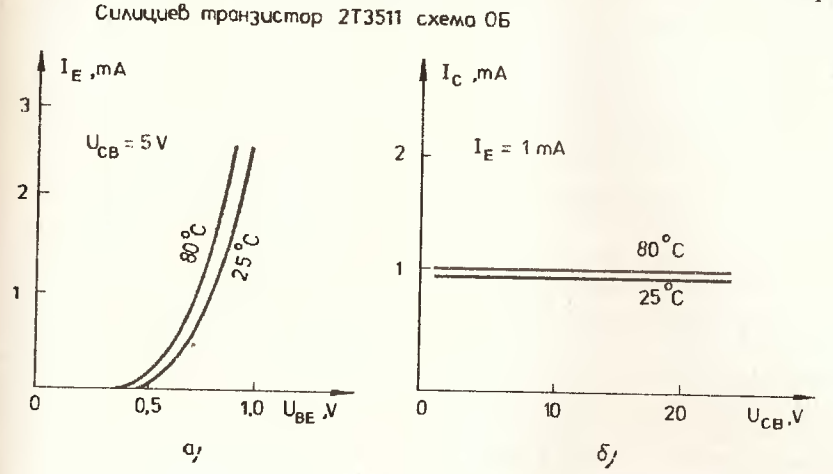
$$U_{BE(t)} = U_{BE(25)} - \varepsilon \Delta t. \qquad (5.2)$$

**Пример 5.1.** Дадено е, че при $t = 25°$ С напрежението емитер — база има стойност $U_{EB} = 0{,}6$ V. Какво ще бъде това напрежение при $t = 80°$ С, ако $I_E$ = const?

От (5.2) намираме $U_{EB} = 0{,}6 - 0{,}002.(80 - 25) = 0{,}49$ V.

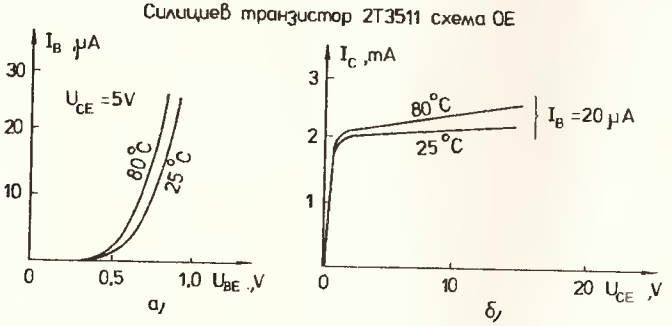


На фиг. 5.13 *б* е показано влиянието на температурата върху изходните характеристики при схема ОБ. Тук при нарастване на температурата характеристиките се отместват нагоре. Обаче това отместване е твърде малко дори в широк температурен интервал. Така например, ако $I_E$ = const, при изменение на температурата от 25 до 80°С колекторният ток нараства едва с около 3%. Това говори, че схемата ОБ има сравнително добра температурна стабилност.




Фиг. 5.13

Влиянието на температурата върху входните характеристики при схема ОЕ на силициев транзистор е показано на фиг. 5.14 *а*.




Фиг. 5.14

При нарастване на температурата те също се отместват наляво средно с 2 mV/°C.

При схема ОЕ температурата влияе и върху изходните характеристики на транзисторите, като при неизменен базов ток ги от-

места нагоре (фиг. 5.14 *б*). Теорията и практиката показват, че това отместване при схема ОЕ е по-голямо, отколкото при схема ОБ. Ето защо температурната стабилност на схема ОЕ е по-лоша, отколкото тази на схема ОБ. Както ще видим по-нататък, това налага специални мерки за температурна стабилизация на реалните усилвателни стъпала.

При силициевите транзистори температурната нестабилност се дължи на изменението на входното напрежение (вж. формула 5.1) и на нарастването на коефициента $\beta$ (вж. фиг. 6.16 *а*), докато при германиевите транзистори към тези два фактора се добавя и изменението на обратния колекторен ток, който тук е относително голям.

В заключение нека разгледаме работата на биполярните транзистори при температури, по-ниски от стайната. По принцип с намаляване на температурата намаляват и обратните токове в транзистора, т.е. подобрява се температурната стабилност. Също така при по-ниски температури условията за охлаждане стават по-благоприятни. Освен това в този случай намалява интензитетът на собствените шумове в транзистора, което е особено важно при усилване на слаби сигнали.

Едновременно с това при понижаване на температурата усилвателните качества на биполярните транзистори започват да се влошават, тъй като стойността на коефициента $\beta$ започва да намалява (вж. фиг. 6.16*а*). Причината за това е, че с понижаване на температурата все по-голяма част от примесните атоми не са йонизирани. А именно тези атоми определят концентрацията, съответно електрическата проводимост на полупроводника. В т. 1.12 беше изяснено, че йонизирането на примесните атоми се извършва от топлинното трептене на елементарните частици, чиято енергия при стайна температура е средно 0,036 eV. При температури, значително по- ниски от стайната, енергията на елементарните частици намалява и йонизирането на примесните атоми също намалява, т.е. концентрацията на токоносителите е по-малка. Това от своя страна повишава специфичното съпротивление на полупроводника, изменят се свойствата на PN прехода и в крайна сметка се влошават усилвателните качества на транзистора.

Практиката показва, че най-ниската температура, при която биполярните транзистори могат с успех да се използуват като усилвателни прибори, е $-50 \div -60°C$, след което усилвателните им качества започват силно да се влошават.



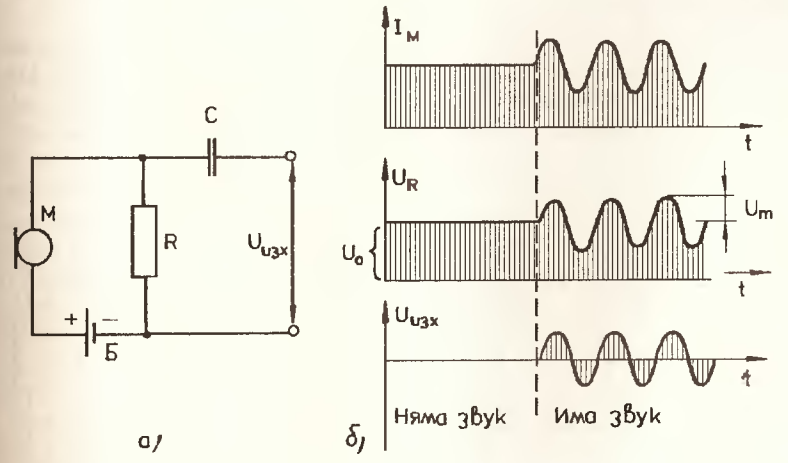
# 6

# РАБОТНА ТОЧКА НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

## 6.1. ПОСТОЯННИ И ПРОМЕНЛИВИ СЪСТАВКИ НА ТОКОВЕ И НАПРЕЖЕНИЯ

В електрическите вериги действуват постоянни и променливи напрежения, в резултат на което протичат постоянни и променливи токове. При анализиране на електронните схеми е твърде важно *да се разграничават* постоянните и променливите токове и напрежения, а също така съпротивленията за постоянен и за променлив ток. Нека всичко това изясним с един пример.

На фиг. 6.1*а* е показана схема, съдържаща въгленов микрофон, батерия, резистор и кондензатор. Когато пред микрофона не се издава звук, във веригата батерия – микрофон – резистор протича само постоянен ток. В двата края на резистора $R$ се образува пад на постоянно напрежение, но поради преграждащото действие на




Фиг. 6.1

кондензатора $C$ на изхода постоянно напрежение няма. Във връзка с това нека припомним, че съпротивлението на кондензатора за постоянен ток е безкрайно голямо. На фиг. 6.1*б* са показани графиките на токовете и напреженията във веригата при липса на звук.

Нека сега пред микрофона да се издава звук — например със синусоидна форма. От неговото действие съпротивлението на микрофона периодично се изменя, а това води до синусоидно изменение на микрофонния ток (вж. фиг. 6.1*б*). Понеже този ток минава през резистора $R$, напрежението в двата му края се изменя по аналогичен начин, като преди наличността на звук това напрежение е било $U_0$, а след това в него се появява променлива съставка с амплитуда $U_m$. Или, казано по-точно, при наличност на звук токът през резистора (а също и напрежението в двата му края) съдържа както постоянна, така и променлива съставка. Понеже кондензаторът не пропуска постоянния ток, на изхода на схемата се получава само променливо напрежение.

Припомняме, че съпротивлението на кондензатора за променлив ток се намира по формулата

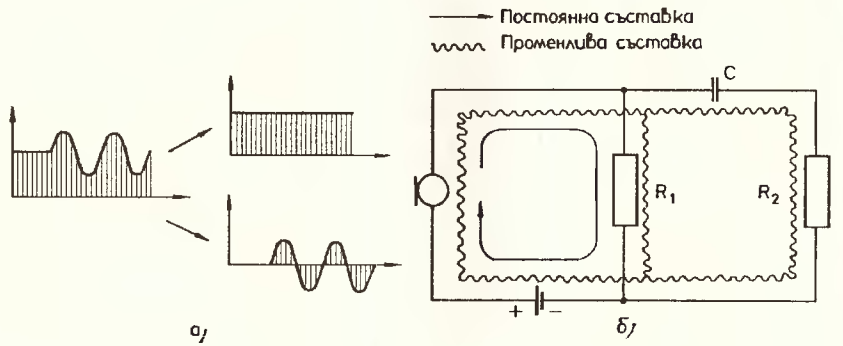
$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C}. \qquad (6.1)$$

От тази формула следва, че съпротивлението на кондензатора е толкова по-малко, колкото капацитетът му е по-голям и колкото честотата е по-висока.

**Пример 6.1.** Да се намери съпротивлението на кондензатор с капацитет $C = 20\ \mu\text{F}$ при честота $f = 1000$ Hz.

Заместваме в (6.1) $X_C = \dfrac{1}{2.\pi.10^3.20.10^{-6}} = 8\ \Omega$.

Ако честотата беше 10 kHz, съпротивлението на кондензатора щеше да бъде 0,8 Ω. Именно това дава основание понякога да се казва, че ако кондензаторът е с достатъчно голям капацитет (или честотата е висока), той представлява накъсо съединен елемент за променливите токове.




Фиг. 6.2

От примера с микрофона може да се направи заключение, че токът, който тече в дадена електрическа верига, може да е сложен, като съдържа едновременно както постоянна, така и променлива съставка.



Ако използуваме кондензатор (или дросел), тези две съставки могат да бъдат разделени (фиг. 6.2*а*), т.е. да почнат да текат в две различни вериги. Именно това е показано на фиг. 6.2*б*, където през микрофона и $R_1$ протичат постоянна и променлива съставка, а през $R_2$ протича само променлива съставка. Както ще се убедим по-нататък, това много често се прави в електронните схеми.

## 6.2. ПОСОКА НА ТОКОВЕТЕ И ПОЛЯРНОСТ НА НАПРЕЖЕНИЯТА В ЕЛЕКТРОННИТЕ СХЕМИ

При анализ на електронните схеми особено важни са посоката на токовете и полярността на напреженията. Начинаещите любители на електрониката най-често се затрудняват от това, че във веригите текат както постоянни, така и променливи съставки на тока, а в много статии и книги не се подчертава достатъчно ясно за коя съставка става дума.

В тази книга за улеснение ще се ползуваме от следните правила:

**1.** Както при схеми с NPN, така и с PNP транзистори **напреженията ще измерваме спрямо общия проводник**, който в повечето случаи е свързан с шасито и металните части на апаратурата.

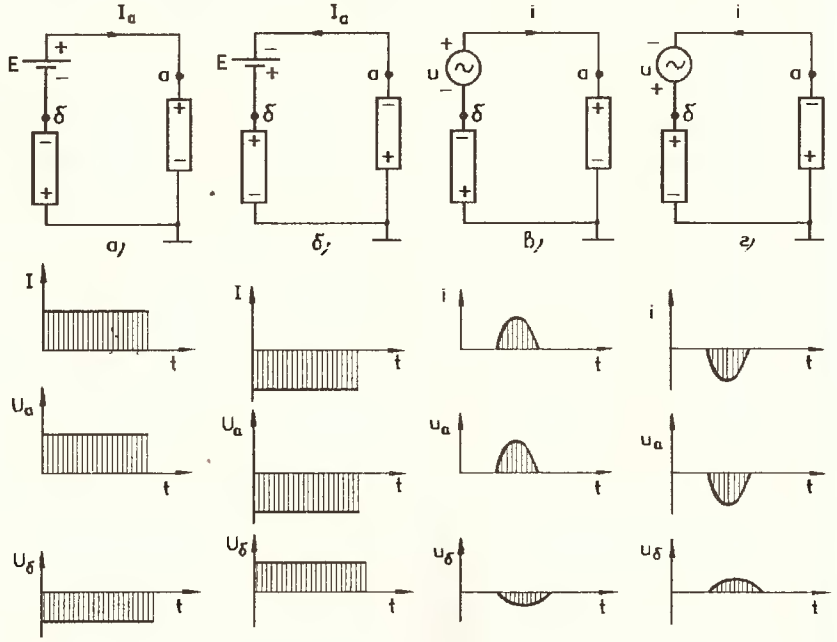
**2.** За положителна посока на тока ще приемаме *условно* една предварително избрана посока, валидна както за входната, така и за изходната верига. Ако посоката на реалните токове съвпада с условно избраната — те са с положителна посока, ако не съвпада — те са с отрицателна посока. (За краткост по-нататък в изложението токовете с положителна и отрицателна посока ще наричаме съответно положителни и отрицателни токове.)

На фиг. 6.3*а* е дадена верига, в която протича постоянен ток, като е означена полярността на падовете на напрежение върху самите резистори. Очевидно спрямо шаси точката *а* е с положителна полярност, а точката *б* — с отрицателна. За положителна посока на тока е приета посоката на движение на часовниковата стрелка. Под схемата на фиг. 6.3*а* са начертани графиките във функция от времето на протичащия ток и напреженията в точките *а* и *б*, измерени спрямо шаси. Във връзка с това нека напомним, че **вътре в даден резистор токът протича от точка с по-висок към точка с по-нисък потенциал.**

На фиг. 6.3*б* е показана същата верига, но тук токът тече противоположно на условно приетата положителна посока и следователно е отрицателен. Спрямо шаси точката *а* е с отрицателна полярност, а точката *б* — с положителна. Под схемата са дадени графиките на тока и напреженията.

На фиг. 6.3*в* и *г* е дадена същата електрическа верига, като тук през нея тече променлив ток. В съответствие с предварително

избраната положителна посока на тока под схемите са начертани графиките на тока и напреженията, като за простота е начертан само по един полупериод.

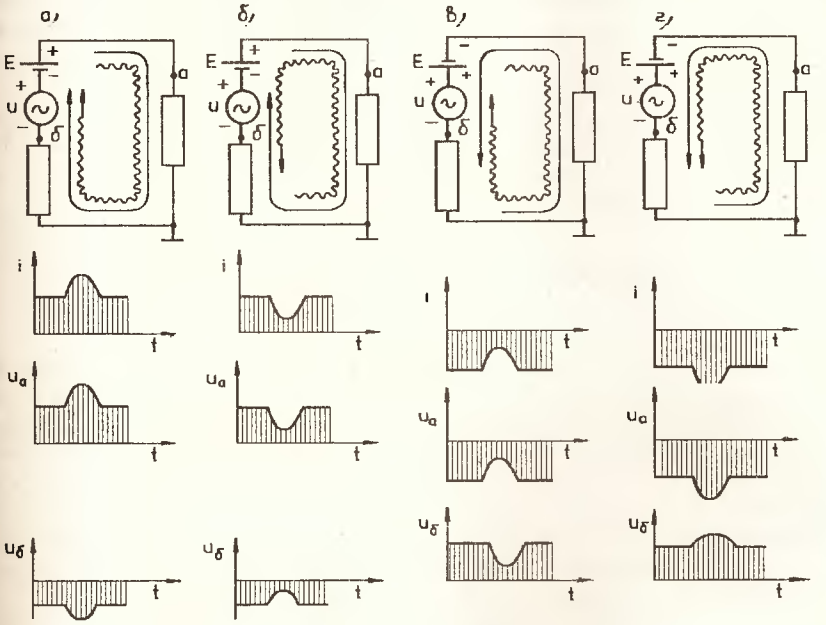


Фиг. 6.3

На фиг. 6.4 са показани случаи, когато във веригата са включени последователно постояннотоков генератор $E$ и променливотоков генератор $u = U_m \sin \omega t$ (за простота приемаме, че $E > U_m$). Следователно тук едновременно текат постоянна и променлива съставка на тока. В долната част на същата фигура са показани графиките на тока и напреженията във времето, като за положителна посока на тока условно е избрана посоката на движение на часовниковата стрелка.

В случай *а* постоянната и променливата съставка на тока са еднопосочни и освен това са положителни. Резултатният ток във веригата ту нараства, ту намалява, но е винаги положителен. Напрежението в точка *а* ту нараства, ту намалява, но е винаги положително. Напрежението в точка *б* ту нараства, ту намалява (по абсолютна стойност), но е винаги отрицателно.

В случай *б* постоянната и променливата съставка на тока са противопосочни, като постоянната е положителна, а променливата — отрицателна. Понеже $E > U_m$, резултатният ток във всеки момент е положителен, като ту намалява, ту нараства. Напрежението в точка *а* ту намалява, ту нараства но е винаги положително. Напрежението в точка *б* ту намалява, ту нараства (по абсолютна стойност), но е винаги отрицателно.



Фиг. 6.4

В случай *в* постоянната и променливата съставка на тока са противопосочни, като постоянната е отрицателна, а променливата — положителна. Понеже $E > U_m$, резултатният ток във веригата във всеки момент е отрицателен, като ту намалява, ту нараства (по абсолютна стойност). Напрежението в точка *а* ту намалява, ту нараства (по абсолютна стойност), но е винаги отрицателно. Напрежението в точка *б* ту намалява, ту нараства, но е винаги положително.

В случай *г* постоянната и променливата съставка на тока са съпосочни, като и двете са отрицателни. Резултатният ток във всеки момент е отрицателен, като ту нараства, ту намалява (по абсолютна стойност). Напрежението в точка *а* е винаги отрицателно, като ту нараства, ту намалява (по абсолютна стойност). Напрежението в точка *б* е винаги положително, като ту нараства, ту намалява.

В практиката (когато в дадена верига протичат едновременно

постоянна и променлива съставка на тока) твърде често постоянната съставка се пренебрегва и се има предвид полярността на напреженията, получени в резултат само на променливата съставка на тока. Това се прави, тъй като от едно към друго стъпало на схемата се подава най-често само променливата съставка, а постоянната съставка на тока се преграждa (блокира се) от кондензаторите. (Тук не се имат предвид постояннотоковите усилватели и директната връзка между стъпалата.)

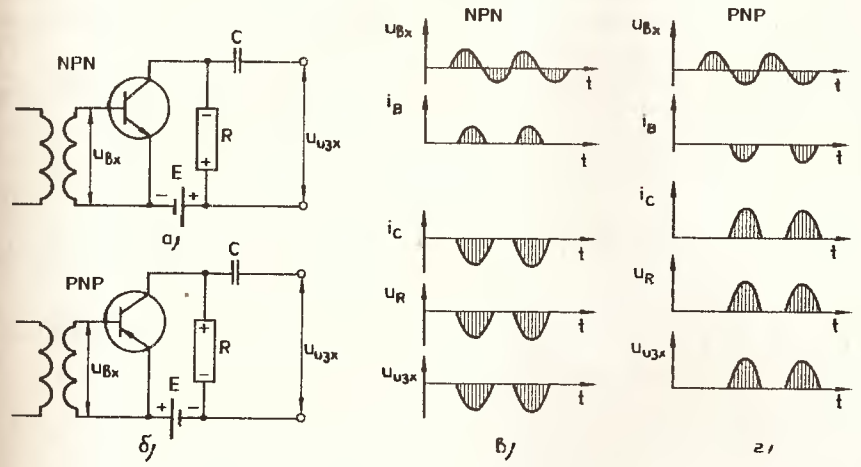
В заключение ще си позволим да препоръчаме на взискателния читател още веднъж да разучи схемите, дадени на фиг. 6.3 и 6.4, тъй като това е основата за физическото анализиране на електронните схеми.

## 6.3. ФИЗИЧЕСКИ СМИСЪЛ НА ПОНЯТИЕТО РАБОТНА ТОЧКА

Преди да разгледаме как транзисторът усилва променливите токове и напрежения в динамичен режим, нека подчертаем, че **за правилната му работа той трябва да бъде поставен в подходящ постояннотоков режим** и чак тогава на входа могат да се подават сигнали, подлежащи на усилване. Съвкупността от тези постоянни токове и напрежения се нарича още *работна точка* на транзистора. От това следва, че на електродите на транзистора трябва да действуват определени напрежения на покой, които от своя страна създават съответни токове на покой.

На фиг. 6.5*а* е показана схема, при която на входа на транзистора действува определено синусоидно напрежение, подавано чрез трансформаторна връзка. Транзисторът е свързан в схема ОЕ. В колекторната верига са включени източник и товарен резистор, а изходното напрежение се получава през кондензатор. За простота нека на първо време пренебрегнем неуправляемия компонент на колекторния ток, т.е. ще считаме, че когато базовият ток е нула, колекторният ток също е нула. Освен това нека условно приемем за положителна посока на тока посоката на движение на часовниковата стрелка.

Когато на входа на NPN транзистор не действува синусоидно напрежение, транзисторът е запушен и очевидно в изхода няма сигнал (фиг. 6.5*а* и *в*). Поради еднопосочната проводимост на участъка база-емитер, когато на входа действува положителната полувълна на входното напрежение, в базовата верига ще протече положителен ток (вж. т. 6.2 за посоката на токовете), който ще създаде в колекторната верига $\beta$ пъти по-голям колекторен ток с отрицателна посока. При протичането на този ток през резистора $R$ върху него ще се образува отрицателен пад на напрежение, многократно по-голям от входното напрежение, който ще се подаде през кондензатора на изхода на стъпалото. Когато на входа действува отрицателна полувълна, тя няма да създаде базов ток поради еднопосочната проводимост на прехода база-емитер. Ето защо през това време транзисторът ще бъде запушен (вж. фиг. 6.5*в*).




Фиг. 6.5

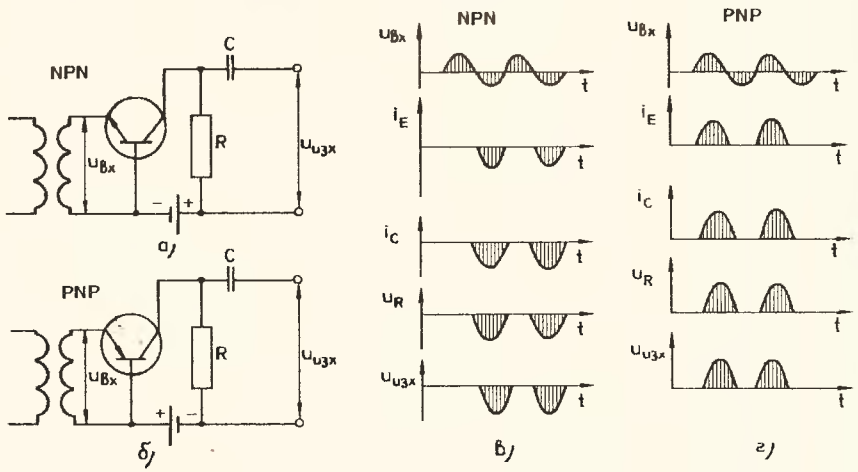
Нека сега разгледаме същия този процес при PNP транзистора. Очевидно при липса на сигнал транзисторът ще бъде запушен. Когато на входа действува положителната полувълна на входното напрежение (фиг. 6.5*б* и *г*), базов ток няма да протече поради еднопосочната проводимост на прехода база-емитер. Когато на входа действува отрицателната полувълна, в базовата верига ще протече отрицателен базов ток, който ще създаде в колекторната верига $\beta$ пъти по-голям колекторен ток с положителна посока. При протичане на този ток през резистора $R$ върху него ще се образува положителен пад на напрежение, значително по-голям от входното напрежение, който ще се подаде през кондензатора на изхода на стъпалото.

Виждаме, че при схемите, дадени на фиг. 6.5, транзисторът се намира в усилвателен *режим клас B* (вж. т.17.7), тъй като на входа подаваме синусоиден сигнал, а на изхода се получават полусинусоидни импулси. Освен това при липса на входен сигнал транзисторът е запушен и колекторен ток не тече.

Съвсем аналогичен е случаят на фиг. 6.6, където транзисторът е включен в схема ОБ, при което NPN транзисторът се отпушва само при отрицателните полувълни, а PNP транзисторът — само при положителните полувълни на входния сигнал. Следователно

и тук транзисторът работи в усилвателен режим клас B, за който видяхме, че при липса на входен сигнал транзисторът е запушен.

За да бъде транзисторът в усилвателен *режим клас A*, необходимо е синусоидното входно напрежение да създава синусоид-




Фиг. 6.6

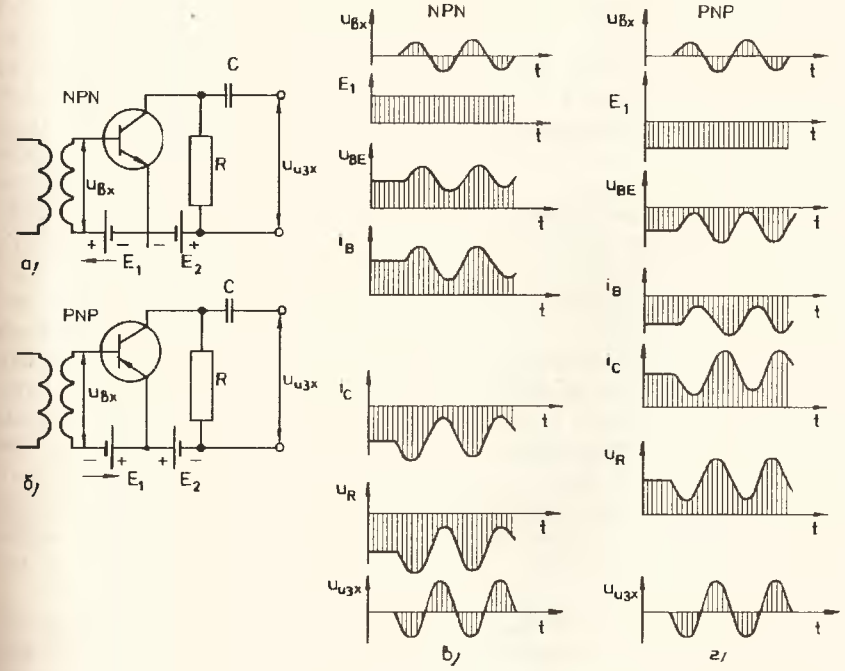
ни промени в колекторния ток. При схема ОЕ това би могло да се реализира, ако в базовата верига тече предварително определен ток на покой, който под действието на входното напрежение да става ту по-голям, ту по-малък. Такава схема е показана на фиг. 6.7, където в базовата верига е включен източникът $E_1$, чието напрежение е примерно 0,3–0,7 V. Очевидно този източник ще създаде определен *базов ток на покой* $I_{B\,п}$. (Тук и нататък индексът "п" означава покой). В резултат на това в колекторната верига на транзистора ще тече $\beta$ пъти по-голям *колекторен ток на покой* $I_{Cп}$, за който очевидно можем да напишем $I_{C\,п} = \beta I_{B\,п}$. Този колекторен ток създава определен пад на напрежение върху резистора $R$, но поради наличността на кондензатора $C$ на изхода липсва напрежение.

Нека при това положение на входа на NPN транзистора да подадем синусоидно напрежение. През положителната полувълна на входното напрежение то е съпосочно с напрежението на източника $E_1$ (фиг. 6.7*а* и *в*) и в участъка база-емитер действува тяхната сума, от което положителният базов ток на покой нараства и създава $\beta$ пъти по-голям отрицателен колекторен ток. При протичане на този ток през резистора $R$ върху него ще се образува отрицателен синусоиден пад на напрежение, много пъти по-голям от входното напрежение, който ще се подаде през кондензатора на изхода на стъпалото.



Когато на входа действува отрицателната полувълна на входното напрежение, то е противопосочно спрямо напрежението на източника $E_1$ и резултатното напрежение база-емитер е равно на тяхната разлика. Това намалява базовия ток, а съответно и колекторния ток. Падът на напрежение върху $R$, който има отрицателна полярност, намалява по абсолютна стойност и на изхода се появява синусоидна полувълна с положителна полярност (фиг. 6.7*в*). По такъв начин на изхода се получава синусоидно напрежение, значително по-голямо по амплитуда от входното . Припомняме, че кондензаторът не пропуска постоянната съставка на колекторния ток и затова падът на напрежение върху резистора $R$ има постоянна съставка, а изходното напрежение няма.

Нека сега разгледаме същия процес при PNP транзистора (фиг. 6.7*б* и *г*). Очевидно при липса на сигнал в базовата верига ще тече определен базов ток на покой, който ще създаде $\beta$




Фиг. 6.7

пъти по-голям колекторен ток на покой. Този колекторен ток на покой създава определен пад на напрежение върху резистора $R$, но поради наличността на кондензатора $C$ на изхода липсва напрежение.

При положителна полувълна на входното напрежение (фиг. 6.7*б*) резултатното напрежение между базата и емитера е разлика между напрежението $E_1$ и входното напрежение, което води до намаляване на базовия ток (който е отрицателен) и съответно до намаляване и на колекторния ток (който е положителен). От това се намалява падът на напрежение върху резистора $R$ и на изхода се появява отрицателна синусоидна полувълна (фиг. 6.7*г*), много пъти по-голяма от входното напрежение.

При отрицателната полувълна на входното напрежение (фиг. 6.7*б*) то е съпосочно с напрежението на източника и в участъка емитер-база действува тяхната сума, от което базовият ток (който е отрицателен) нараства по абсолютна стойност и създава $\beta$ пъти по-голям колекторен ток, който е положителен. От това нараства падът на напрежение върху $R$ и на изхода се появява положителна синусоидна полувълна (фиг. 6.7*г*).

Обръщаме специално внимание върху следния факт. При схема ОЕ (фиг. 6.7), когато на входа сигналът е положителен, изходният сигнал е отрицателен, и обратно — когато на входа сигналът е отрицателен, изходният сигнал е положителен. Следователно **схемата ОЕ дефазира синусоидните сигнали на 180 °**. Физически това може да се обясни с факта, че при NPN транзистора постоянната съставка на базовия ток е положителна, а постоянната съставка на колекторния — отрицателна. (При PNP транзистора постоянната съставка на базовия ток е отрицателна, а постоянната съставка на колекторния ток — положителна.)

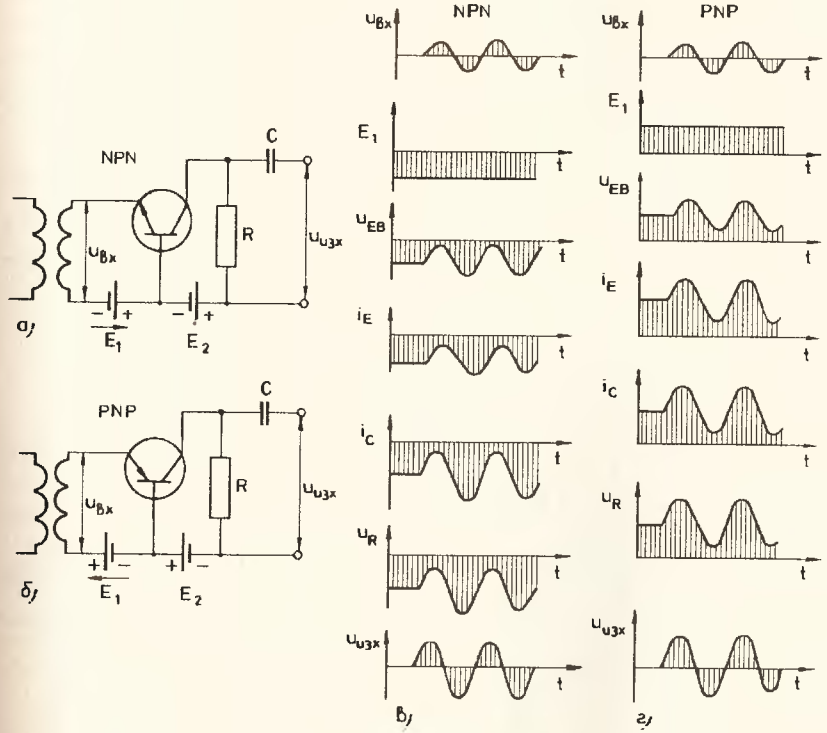
Сега да разгледаме усилвателния процес в режим клас А, когато транзисторът е включен по схема ОБ. Тук по аналогичен начин (фиг. 6.8) с източника $E_1$ е осигурен емитерен ток, който създава съответен колекторен ток на покой. Положителната полувълна на входното напрежение (фиг. 6.8*а* и *в*) е противопосочна на $E_1$ и в управляващия преход действува тяхната разлика. От това се намалява както емитерният ток (който е отрицателен), така и колекторният ток (който също е отрицателен). Падът на напрежение върху резистора $R$ (който е отрицателен) намалява по абсолютна стойност и на изхода се получава положителна синусоидна полувълна.

Отрицателната полувълна (фиг. 6.8*а* и *в*) се сумира с напрежението $E_1$, в резултат на което нараства както базовият ток (който е отрицателен), така и колекторният ток (който е също отрицателен). Падът на напрежение върху резистора (който е отрицателен) нараства по абсолютна стойност и на изхода се получава положителна синусоидна полувълна.

Нека сега разгледаме същия процес при PNP транзистора (фиг. 6.8*б* и *г*). При липса на сигнал в емитерната верига тече определен емитерен ток на покой, създаден от $E_1$, в резултат на



което в колекторната верига също тече съответен колекторен ток на покой. Той създава определен пад на напрежение върху резистора $R$, но поради наличността на кондензатора $C$ на изхода липсва напрежение.




Фиг. 6.8

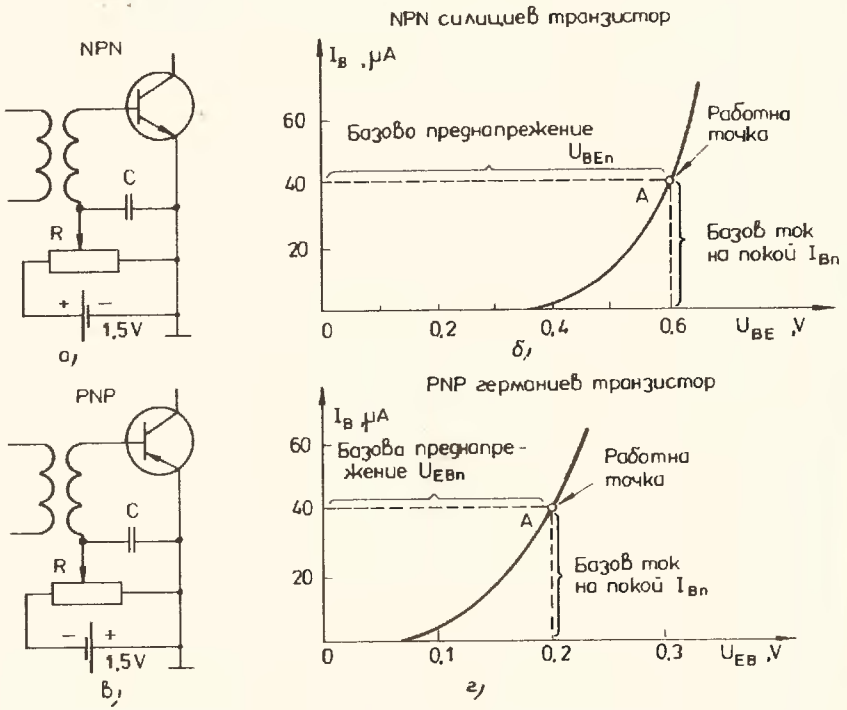
Положителната полувълна на входното напрежение (фиг. 6.8*б* и *г*) е съпосочна с напрежението $E_1$ и в управляващия преход действува тяхната сума. От това нараства както емитерният ток (който е положителен), така и колекторният ток (който е също положителен). Падът на напрежение върху резистора (който е положителен) нараства по абсолютна стойност и на изхода се получава положителна синусоидна полувълна.

Отрицателната полувълна на входното напрежение (фиг. 6.8*б* и *г*) се изважда от напрежението $E_1$, в резултат на което намалява както емитерният ток (който е положителен), така и колекторният ток (който е също положителен). Падът на напрежение върху резистора (който е положителен) намалява и на изхода се получава отрицателна синусоидна полувълна.

Обръщаме специално внимание върху следния факт. При схема ОБ (фиг. 6.8), когато на входа сигналът е положителен, изходният сигнал е също положителен, а когато сигналът на входа е отрицателен, изходният сигнал е също отрицателен. Следователно **схемата ОБ не дефазира сигналите**, т.е. входният и изходният сигнал са синфазни. Физически това може да се обясни с факта, че при NPN транзистора както постоянната съставка на емитерния ток, така и постоянната съставка на колекторния ток са отрицателни. (При PNP транзистора и двете са положителни.)

## 6.4. ИЗБОР НА РАБОТНА ТОЧКА НА ТРАНЗИСТОРА

**Определянето на големината на колекторния ток на покой** (при дадено колекторно напрежение) **се нарича избор на работна точка на транзистора**. Изборът на работна точка има твърде го-




Фиг. 6.9

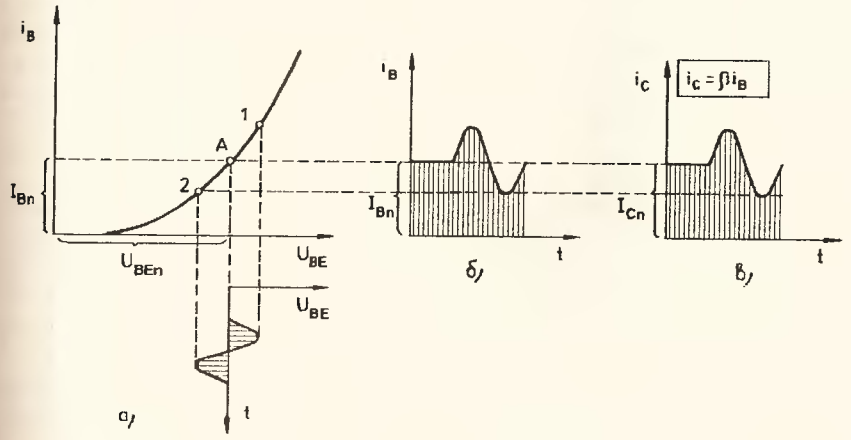
лямо значение в цялата транзисторна техника. Той влияе не само върху изкривяванията на сигнала, но и върху редица параметри на транзисторните схеми, като входно съпротивление, коефициент на усилване, собствени шумове и т.н.



На фиг. 6.9*а* е показана входна верига на NPN транзистор при схема ОЕ, където чрез потенциометъра $R$ можем да подаваме различни положителни преднапрежения на базата. (При PNP транзистори преднапрежението на базата е отрицателно — вж. фиг. 6.9*в*). Или което е все едно, чрез потенциометъра можем да установяваме различен базов ток на покой $I_{B\,п}$ и съответен колекторен ток на покой $I_{C\,п}$. Променливото напрежение се подава трансформаторно и през кондензатора $C$ действува на управляващия преход. С подобна схема можем да изследваме как влияе изборът на работна точка върху режима и параметрите на усилвателното стъпало.

На фиг. 6.9*б* е изобразена работната точка $A$ върху входната характеристика на NPN силициев транзистор (същото е направено за PNP германиев транзистор на фиг. 6.9*г*). Виждаме, че нейното положение се определя от напрежението между базата и емитера в състояние на покой $U_{BE\,п}$, което се нарича *базово преднапрежение*. От своя страна базовото преднапрежение създава базов ток на покой $I_{B\,п}$ .

Специално внимание обръщаме на факта, че в отпушено състояние при NPN транзисторите базата е по-положителна спрямо емитера, а при PNP транзисторите базата е по-отрицателна спрямо емитера (т.е. емитерът е по-положителен спрямо базата). **Големината на базовото преднапрежение в усилвателен режим**

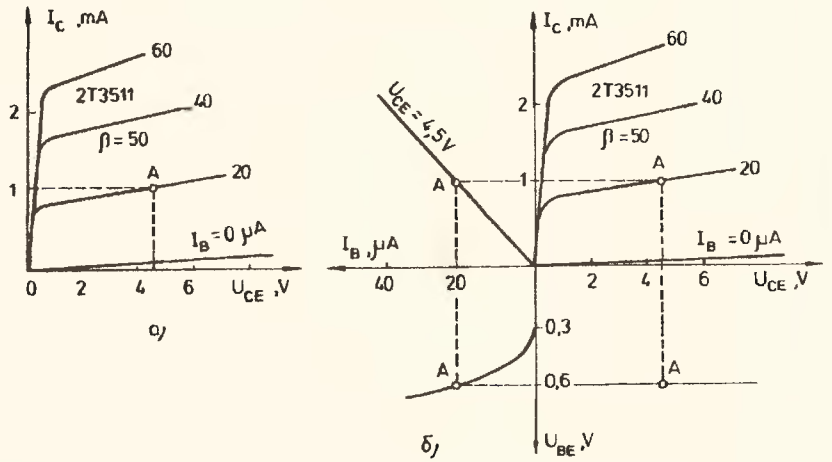



Фиг. 6.10

**при силициевите транзистори е най-често в границите от 0,4 до 0,8 V, а при германиевите транзистори е най-често от 0,1 до 0,4 V**. Точната стойност на преднапрежението и на базовия ток на покой зависят от конкретната схема.

Когато на входа на транзистора подадем променливо напрежение, работната точка започва да се движи по входната характеристика между положение *1* и *2* (фиг. 6.10*а*) и чрез проекцията си върху ординатната ос очертава промените на базовия ток. Вдясно от входната характеристика са изобразени промените на базовия ток и промените на колекторния ток. Обръщаме внимание, че колекторният ток е $\beta$ пъти по-голям от базовия и мащабите им на фиг. 6.10*б* и *в* са различни.

Щом фиксираме работната точка върху входната характеристика, нейното положение върху останалите характеристики на транзистора е еднозначно определено, или казано по друг начин: **при даден постояннотоков режим транзисторът има една-единствена работна точка, която може да бъде изобразявана върху различните характеристики еднозначно.** Нека поясним това с един пример. На фиг. 6.11*а* върху изходните характеристики на силициевия NPN транзистор 2Т3511 е изобразена работна точка, съответстваща на колекторно напрежение $U_{CE} = 4,5$ V и колекторен ток на покой $I_{C\,п} = 1$ mA. Точката $A$ лежи върху характеристиката $I_B = 20$ $\mu$A. Това означава, че за да имаме режим $I_{C\,п} = 1$ mA и $U_{CE} = 4,5$ V, базовият ток на покой трябва да е $I_{B\,п} = 20$ $\mu$A. На фиг. 6.11*б* тази работна точка е



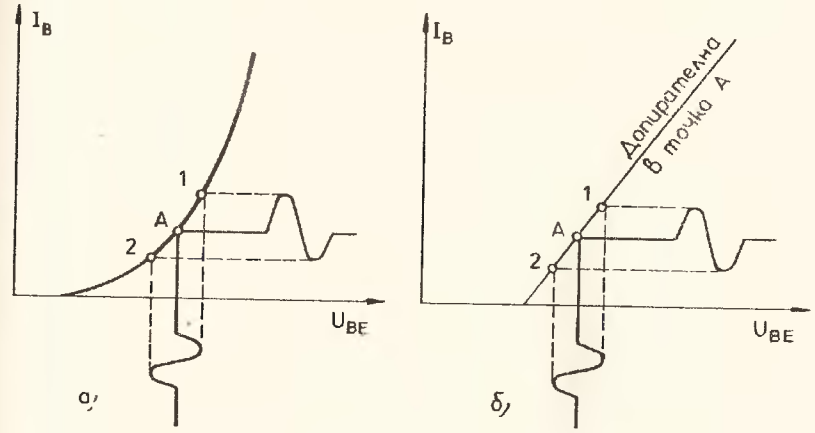

Фиг. 6.11

нанесена върху четирите характеристики на транзистора. От тях може да се отчете, че в случая базовото преднапрежение трябва да е $U_{BE\,п} = 0,6$ V.

Нека се запознаем с някои съображения при избора на работна точка на биполярния транзистор.



***Входно съпротивление по променлив ток.*** Изборът на работна точка влияе силно върху входното съпротивление на транзистора по променлив ток. От входната характеристика можем да намери входното съпротивление по променлив ток, отнасящо

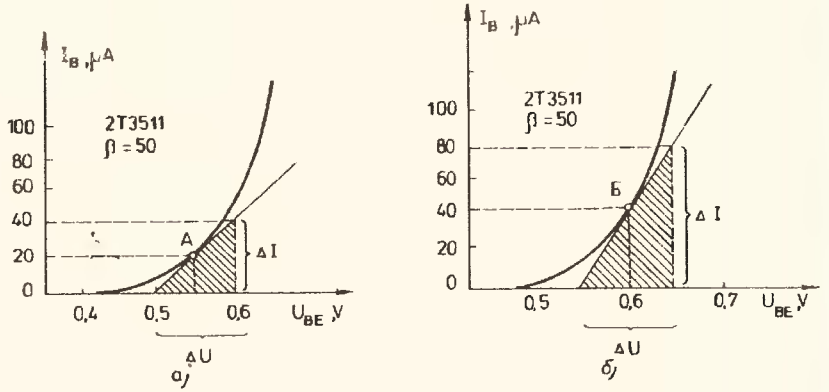



Фиг. 6.12

се за дадена работна точка (видяхме, че това съпротивление се нарича още диференциално или динамично — вж. т.3.2.). От фиг. 6.12*а* се вижда, че при наличност на входен сигнал работната точка непрекъснато се движи върху входната характеристика между точките *1* и *2*. Това означава, че входното съпротивление на транзистора непрекъснато се променя, тъй като съпротивлението в точка *1* е различно от съпротивлението в точка *2*. Когато сигналите са с малка амплитуда (такива сигнали се наричат *малки сигнали*), можем с известно приближение да считаме, че участъкът *1–2* лежи не върху характеристиката, а върху допирателната, прекарана към нея в работната точка $A$ (фиг. 6.12*б*). По този начин **нелинейната зависимост между входното напрежение и входния ток за малки сигнали се заменя с линейна.** Колкото амплитудите на сигнала са по-малки, толкова допусканата грешка при такава замяна е по-малка. По такъв начин намирането на входното съпротивление по променлив ток в работната точка $A$ се свежда до намиране на ъгловия коефициент на допирателната в точка $A$. Като пример на фиг. 6.13*а* е дадена работна точка при схема ОЕ, която се характеризира с преднапрежение $U_{BE\,п} = 0,55$ V, базов ток на покой $I_{B\,п} = 20$ $\mu$A и колекторен ток на покой $I_{C\,п} = \beta I_{B\,п} = 50.20.10^{-6} = 10^{-3}$ A $= 1$ mA. (В конкретния случай транзисторът 2Т3511 има $\beta = 50$). За да намерим

входното съпротивление по променлив ток в работната точка $A$, даваме изменение $\Delta U$ на напрежението и отчитаме съответното изменение $\Delta I$ на тока (фиг. 6.13*а*). От защрихования триъгълник намираме

$$R_A = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{0,1}{40.10^{-6}} = 2500\ \Omega.$$




Фиг. 6.13

Нека сега за същия транзистор изберем работна точка $Б$ (фиг. 6.13*б*), която се характеризира с преднапрежение $U_{BE\,п} = 0,6$ V, базов ток на покой $I_{B\,п} = 40\ \mu$A и колекторен ток на покой $I_{C\,п} = \beta I_{B\,п} = 50.40.10^{-6} = 0,002$ A $= 2$ mA. За входното съпротивление в работната точка $Б$ намираме

$$R_Б = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{0,1}{80.10^{-6}} = 1250\ \Omega.$$

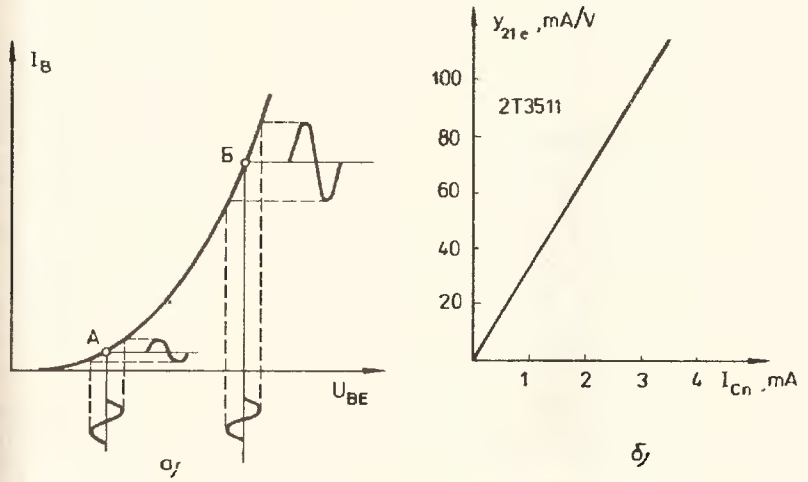
От тези примери се вижда, че **входното съпротивление на транзистора е толкова по-голямо, колкото е по-малък колекторният ток на покой** или което е все едно, колкото са по-малки базовото преднапрежение и базовият ток на покой. В практиката входното съпротивление на транзистора по променлив ток може да бъде изчислено по (3.10). При схема ОЕ то е най-често от 500 до 5000 Ω, а при схема ОБ — от 10 до 100 Ω. Схемата ОК има голямо входно съпротивление — от 20 kΩ до 500 kΩ.

***Стръмност на транзистора.*** Това е един от важните параметри на транзистора. Той показва с колко ще се промени изходният ток при промяна на входното напрежение с единица. Стръмността на транзистора, както ще се убедим по-нататък, участвува в редица изчислителни формули, измерва се в mA/V и се бележи



с $y_{21}$ (вж. т. 7.5). За стръмността на транзистора при схема ОЕ можем да напишем

$$y_{21_e} = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{BE}}. \qquad (6.2)$$



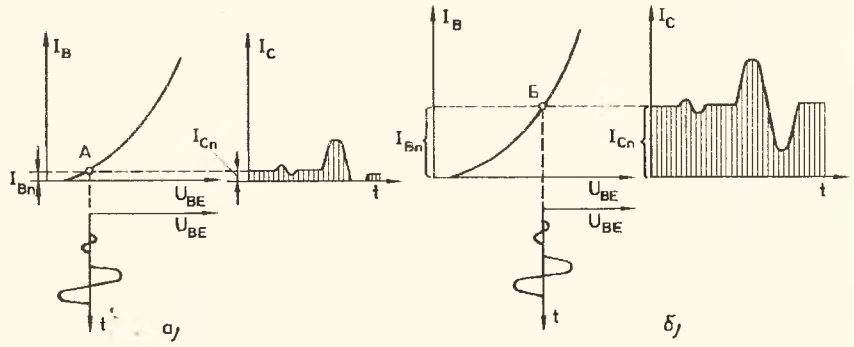

Фиг. 6.14

**Стръмността на даден транзистор не е постоянна величина, а зависи от избора на работната точка.** Това се вижда добре на фиг. 6.14*а*, където едно и също входно напрежение създава различни базови (съответно колекторни) токове. **Колкото колекторният ток на покой е по-голям, толкова стръмността е по-голяма.** На фиг. 6.14*б* е показано как стръмността на транзистора 2T3511 зависи от колекторния ток на покой. Виждаме, че при колекторен ток на покой $I_{C\,п} = 1$ mA стръмността е 30 mA/V, а при $I_{C\,п} = 3$ mA тя нараства на 90 mA/V (вж. формула 7.9).

***Нелинейни изкривявания.*** В редица случаи работната точка трябва да се избира с оглед големината на входния сигнал, тъй като от това до голяма степен зависят нелинейните изкривявания. На фиг. 6.15*а* работната точка $A$ е избрана твърде наляво, т.е. базовото преднапрежение е относително малко и базовият ток на покой е малък. При това положение входното съпротивление на транзистора по променлив ток е значително, но стръмността е малка. Ако при тази работна точка се подават за усилване сигнали със значителна амплитуда, очевидно ще се появят големи нелинейни изкривявания.

На фиг. 6.15*б* работната точка $Б$ е избрана твърде надясно, т.е. базовото преднапрежение е сравнително голямо и базовият ток

на покой (съответно колекторният ток на покой) е значителен. В този случай входното съпротивление по променлив ток е малко, а стръмността е голяма. От същата фигура се вижда, че при тази работна точка не се получават нелинейни изкривявания при сиг-




Фиг. 6.15

нал с доста голяма амплитуда, но при слаби сигнали този режим е неикономичен поради значителната стойност на колекторния ток на покой.

Както вече се изясни, изборът на работна точка е централен въпрос в транзисторната схемотехника, тъй като работната точка влияе почти върху всички параметри на транзистора (физическите параметри, четириполюсните параметри, коефициентите на усилване $\alpha$ и $\beta$, изходното съпротивление по променлив ток, собствения шум на транзистора, граничните честоти и т.н.). Поради важността им някои от тези влияния ще бъдат разгледани по-нататък подробно. В заключение ще кажем само, че при всеки конкретен случай конструкторите вземат под внимание всички тези влияния, преди окончателно да изберат работната точка на транзистора.

## 6.5. КОЕФИЦИЕНТ НА ТЕМПЕРАТУРНА НЕСТАБИЛНОСТ

По време на работа транзисторите се загряват от протичащия през тях ток, а охлаждането им зависи от температурата на околния въздух. Но както знаем, температурата на околния въздух може да се изменя в широки граници (например от -40 до +40 °C), в резултат на което температурата, до която се загряват транзисторите, също може да бъде различна. Транзисторите на един преносим радиоприемник могат да имат в топло помещение работна



температура +50 °C, а зимно време на открито тяхната работна температура да е +10 °C.

Едно от основните изисквания към *транзисторните схеми* е техните параметри (коефициент на усилване, изкривявания и др.) почти да не се влияят от температурата. Затова едно от важните качества на всяка транзисторна схема е нейната *температурна стабилност.*

Температурата влияе почти върху всички параметри на биполярните транзистори. За практиката обаче най-голямо значение имат следните три фактора:

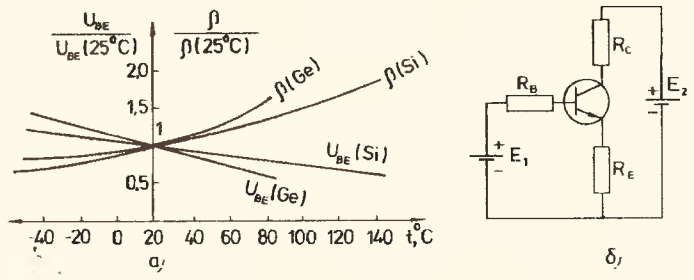
1. Температурните изменения на обратния колекторен ток $\Delta I_{CBO} = I_{CBO(t)} - I_{CBO(25)}$ (вж. формула 4.6).
2. Температурното отместване на входната характеристика $\Delta U_{BE} = U_{BE(t)} - U_{BE(25)} = -\varepsilon \Delta t$ (вж. формула 5.2).
3. Температурното изменение на коефициента $\beta$, което може да се определи от приблизителния израз $\Delta\beta = \beta_{(t)} - \beta_{(25)} = \frac{\beta_{(25)}\Delta t}{k}$, където константата $k$ има стойност 50 при силициеви и 40 при германиеви транзистори.

Действието и на трите споменати фактора е такова, че **при увеличаване на температурата колекторният ток на покой на транзисторите нараства**, а това води до нестабилност на изборната работна точка.

Практиката показва, че при германиевите транзистори основната причина за температурната нестабилност е обратният им колекторен ток. Във връзка с това нека повторим, че **при дадена температура обратният колекторен ток $I_{CBO}$ зависи само от качеството на употребения транзистор и не може да бъде премахнат или намален с помощта на никакви средства и схеми.** Обаче при едни схеми температурните изменения на обратния колекторен ток пораждат големи промени в колекторния ток на покой, а при други схеми този ток се влияе слабо от температурните промени на обратния колекторен ток. Причината за това е, че при едни схеми обратният колекторен ток минава и з ц я л о през управляващия преход и многократно се усилва, а при други схеми само е д н а ч а с т о т н е г о минава през управляващия преход, поради което тези схеми са температурно по-стабилни. Съществува и трета група схеми, които са особено стабилни, понеже при тях нарочно е създадена *отрицателна обратна връзка по постоянен ток*, която в значителна степен компенсира температурните изменения, породени от изменението на обратния колекторен ток.

При силициевите транзистори основната причина за температурната нестабилност не е обратният колекторен ток, понеже той (при температури до 70–80 °C) е твърде малък и дестабилизира-

щото му влияние е второстепенно. При тях основната причина за температурната нестабилност на схемите са породените от температурата изменения на входното напрежение $\Delta U_{BE}$ (т.е. отместването на входните характеристики) и нарастването на коефициента на усилване $\Delta\beta$ (фиг. 6.16*а*).




Фиг. 6.16

Температурната стабилност на работната точка на една *транзисторна схема* (както с германиеви, така и със силициеви транзистори) се характеризира количествено чрез т.нар. *коефициент на температурна нестабилност* $S_{\text{н}}$, за който се извежда следната формула:

$$S_{\text{н}} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_{CBO} + \dfrac{I_c \Delta\beta}{\beta^2} - \dfrac{\Delta U_{BE}}{R_E + R_B}}, \tag{6.3}$$

където $\Delta I_C$ е изменението на колекторния ток на покой при изменение на температурата; $R_E$, $R_B$ — резултатните съпротивления, включени в емитерната и базовата верига в обобщената схема, дадена на фиг. 6.16*б*. В тази схема резултатното съпротивление $R_B$ е равно на п а р а л е л н о свързаните съпротивления $R_1$ и $R_2$ на базовия делител (вж. например фиг. 6.22); $\beta$ — коефициентът на усилване по ток на употребения транзистор. Виждаме, че коефициентът на нестабилност се обуславя както от температурните изменения на величините $\Delta I_{CBO}$, $\Delta\beta$ и $\Delta U_{BE}$, така и от стойностите на съпротивленията $R_E$ и $R_B$. ***Освен това при използуване на транзистори с по-голямо $\beta$ при равни други условия температурната стабилност на схемата е по-лоша.***

Коефициентът на нестабилност $S_{\text{н}}$ е число без измерение, което може да има стойност от 1 до 500. Колкото коефициентът $S_{\text{н}}$ е по-малък, толкова температурната стабилност на схемата е по-добра. При добре стабилизираните схеми $S_{\text{н}} = 2 \div 20$.

При германиевите транзистори главна роля за нестабилността играе първото събираемо в знаменателя на (6.3), докато при силициевите транзистори определящо значение имат второто и третото събираемо.

При определяне на температурната стабилност на различните транзисторни схеми е удобно да се използува следната формула:

$$S_{\text{н}} = \frac{\beta}{1 + \dfrac{\beta R_E}{R_E + R_B}} \approx 1 + \frac{R_B}{R_E}. \tag{6.4}$$

Оттук следва изводът, че за повишаване на стабилността на дадена транзисторна схема е нужно:

**1.** Да избираме $R_B$ колкото е възможно по-малко, т.е. делителят в базата да бъде възможно по-нискоомен. (Както ще видим по-нататък, това е в противоречие с изискването за голямо входно съпротивление на стъпалото.)

**2.** Да избираме $R_E$ колкото е възможно по-голямо. (Това изискване води до използуване на източник с по-голямо напрежение, което не е изгодно.)

**3.** Да избираме транзистор с възможно по-малко $\beta$. (Това е в противоречие с изискването за по-голямо усилване.)

## 6.6. НЕСТАБИЛИЗИРАНИ СХЕМИ ЗА ОСИГУРЯВАНЕ НА РАБОТНА ТОЧКА

Схемите, които ще разгледаме тук, осигуряват базов ток на покой (съответно базово преднапрежение) в случая, когато схемата се захранва само от един източник. Те са нестабилизирани, защото при тях нямаме отрицателна обратна връзка по постоянен ток.

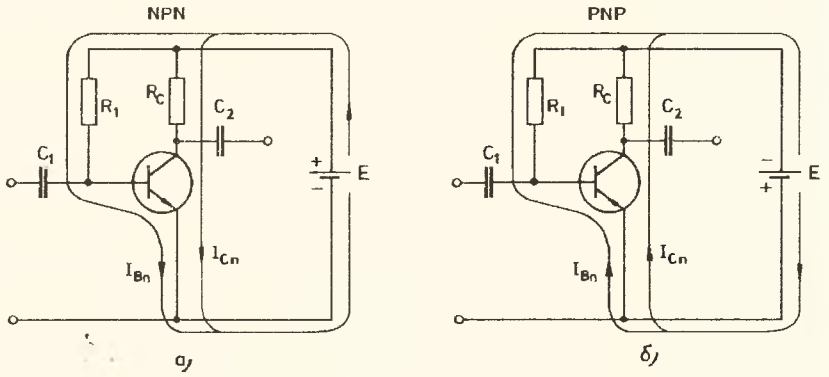
На фиг. 6.17 е показана най-простата схема за осигуряване на базов ток на покой, като базата е свързана към източника през резистора $R_1$. Показани са пътищата на базовия ток на покой $I_{B\,\text{п}}$ и на колекторния ток на покой $I_{C\,\text{п}}$. Понеже съпротивлението на прехода база-емитер е много по-малко от $R_1$, то се пренебрегва и можем да напишем $I_{B\,\text{п}} = E/R_1$, т.е. базовият ток на покой зависи само от $E$ и $R_1$, които не се влияят от температурата. Поради това схемата, показана на фиг. 6.17, се нарича още *схема с фиксирано* (независещо от температурата) *преднапрежение*.

Стойността на съпротивлението на базовия резистор $R_1$ може да бъде определена от формулата

$$R_1 = \frac{E - U_{BE}}{I_{B\,\text{п}}} \approx \frac{E}{I_{B\,\text{п}}} \approx \frac{\beta E}{I_{C\,\text{п}}}. \tag{6.5}$$

$U_{BE}$ е пренебрегнато, защото най-често при германиевите транзистори то е 0,1–0,4 V, а при силициевите е 0,4–0,8 V, докато стойността на $E$ обикновено е 3–12 V. Освен това използуването

на най-десния израз в (6.5) се препоръчва само при силициеви транзистори, при които неуправляемият компонент на колекторния ток е извънредно малък. Нека обясним това по-подробно.




Фиг. 6.17

При схемата от фиг. 6.17 външното активно съпротивление по схемата между базата и емитера е безкрайно голямо (вж. фиг. 4.17). Ето защо тук обратният колекторен ток $I_{CBO}$ минава изцяло през управляващия преход и като се усилва, създава допълнителен ток с големина $\beta I_{CBO}$. Поради това колекторният ток на разглежданата схема се състои от следните компоненти:

а) управляем колекторен ток $\beta I_{B\,\text{п}}$, който е създаден от базовия ток на покой $I_{B\,\text{п}}$ и който можем да изменяме чрез изменение на $R_1$;

б) неуправляем колекторен ток $I_{CBO} + \beta I_{CBO}$, чиято същност беше изяснена.

Следователно за колекторния ток на покой можем да напишем

$$I_{C\,\text{п}} = \beta I_{B\,\text{п}} + I_{CBO} + \beta I_{CBO} = \beta I_{B\,\text{п}} + (\beta + 1) I_{CBO}.$$

Полученият резултат показва, че по отношение на неуправляемия компонент тази схема е равностойна на схемата с плаваща база (вж. фиг. 4.13), тъй като тук неуправляемият компонент също има своята максимално възможна стойност.

**Пример 6.2.** Нека в схемата на фиг. 6.17 $E = 6$ V и $R_1 = 300$ kΩ. Да се намери колекторният ток на покой, ако първо се включи силициев транзистор с $\beta = 100$ и $I_{CBO} = 10$ nA, а след това той се замести с германиев транзистор с $\beta = 100$ и $I_{CBO} = 10$ μA.

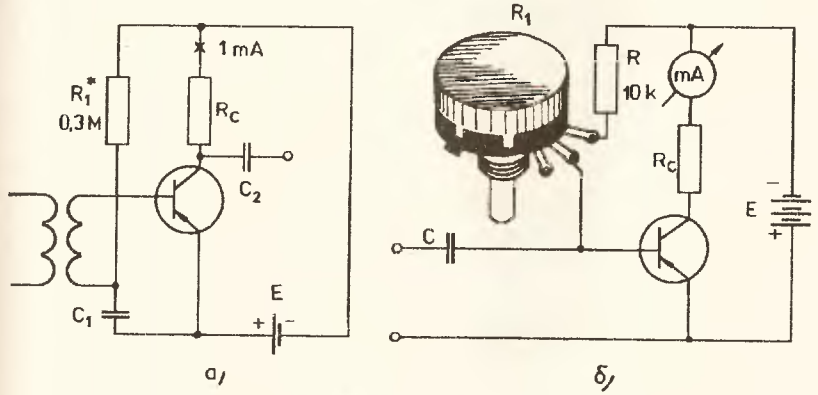
И в двата случая през $R_1$ ще протече базов ток $I_{B\,\text{п}} = \dfrac{E}{R_1} = \dfrac{6}{3.10^5} = 2.10^{-5} = 20$ μA, който ще създаде управляем колекторен ток $\beta I_{B\,\text{п}} = 100.20 = 2000$ μA $= 2$ mA. При силициевия транзистор неуправляемият компонент ще бъде $(\beta + 1) I_{B\,\text{п}} \approx \beta I_{B\,\text{п}} = 100.10 = 1000$ nA$= 1$ μA и резултатният ток на покой ще има стойност $I_{C\,\text{п}} = 2$ mA $+ 1$ μA $= 2{,}001$ mA. При германиевия транзистор неуправляемият компонент ще бъде $(\beta + 1) I_{B\,\text{п}} \approx \beta I_{B\,\text{п}} = 100.10 = 1000$ μA $= 1$ mA и резултатният колекторен ток на покой ще има стойност $I_{C\,\text{п}} = 2$ mA $+1$ mA $= 3$ mA.



От този пример се вижда, че при стайна температура неуправляемият компонент при силициевия транзистор е 0,001 mA, а при германиевия — 1 mA. Ако при работа транзисторите се загреят от 25 до 45 °C, лесно се намира, че неуправляемият компонент при силициевия транзистор ще нарасне на около 0,004 mA, а при германиевия — на около 4 mA, т.е. ще стане по-голям от управляемия компонент. Ясно е, че при използуване на германиеви транзистори температурната стабилност на разгледаната схема (фиг. 6.17) е лоша, като коефициентът на нестабилност се дава с израза

$$S_{\text{н}} \approx \beta. \tag{6.6}$$

Поради това при германиеви транзистори тази схема рядко намира приложение в практиката — използува се например при радиолюбителски приемници и др. Същата нестабилност има и схемата, дадена на фиг. 6.18*а*, където входният сигнал се подава трансформаторно. Тук обръщаме внимание на следната подробност. На фиг. 6.18*а* стойността на резистора $R_1$ е дадена, но той е означен със звездичка, като едновременно с това е посочено, че колекторният ток на покой трябва да бъде 1 mA. Смисълът на звездичката е такъв, че точната стойност на $R_1$ трябва да се подбере опитно и то така, че при конкретния транзистор колек-




Фиг. 6.18

торният ток да бъде 1 mA. Практически това може да стане най-лесно чрез използуване на потенциометър със стойност например 1 MΩ (фиг. 6.18*б*) и милиамперметър, включен в колекторната верига. С потенциометъра установяваме необходимата стойност на

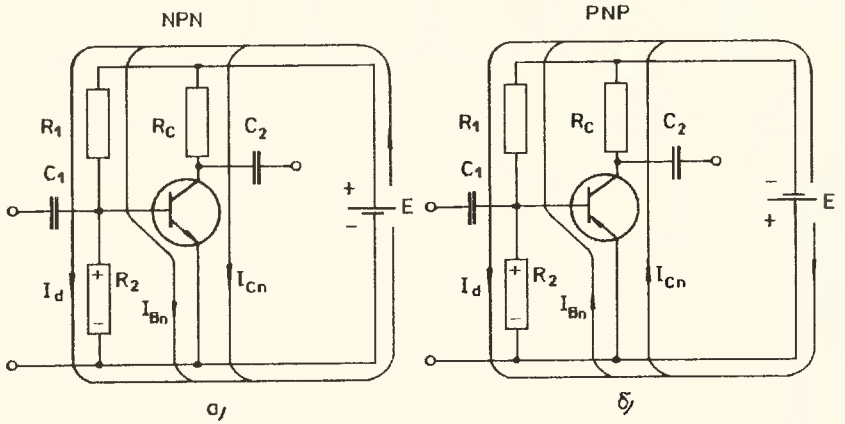
колекторния ток, след което с омметър измерваме стойността на съпротивлението на потенциометъра и на негово място поставяме съответен резистор. Резисторът $R$ (фиг. 6.18*б*) служи за ограничаване на базовия ток, защото при поставяне на плъзгача на потенциометъра в крайно ляво положение (т.е. $R_1 = 0$) той би станал недопустимо голям, ако $R_1$ липсва.

**В схема с делител в базата** (фиг. 6.19) базата получава необходимото преднапрежение с помощта на делителя $R_1 - R_2$. На същата фигура са начертани пътищата на трите постоянни тока: колекторен ток на покой $I_{C\,\text{п}}$, базов ток на покой $I_{B\,\text{п}}$ и ток през делителя $I_d$. Очевидно преднапрежението на транзистора е равно на пада на напрежение върху резистора $R_2$, т.е.

$$U_{BE} = I_d R_2, \tag{6.7}$$

като при NPN транзистори плюсът е към базата, а минусът — към емитера. При PNP транзистори (фиг. 6.19*б*) плюсът е към емитера, а минусът — към базата. При германиеви транзистори падът на напрежение върху $R_2$ трябва да е 0,1–0,4 V, а при силициеви — около 0,4–0,8 V. За даден източник $E$ такъв пад може да се реализира с *най-различни комбинации* от двата резистора при различен ток през делителя (фиг. 6.20).

В нашия случай (фиг. 6.19) токът през делителя се избира такъв, че съпротивлението на $R_2$ да не бъде много малко, тъй като това би довело до *малко входно съпротивление* по променлив ток



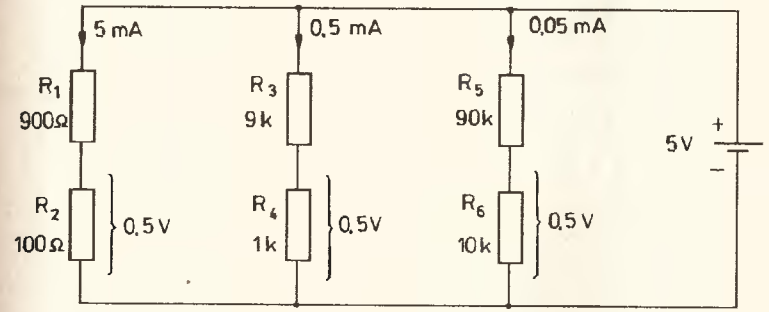

Фиг. 6.19

на цялото стъпало (вж. фиг. 8.3). Обикновено токът през делителя се избира по формулата

$$I_d = (2 \div 20) I_{B\,\text{п}}. \tag{6.8}$$



Малкото число в скобите се избира, когато не се изисква голяма температурна стабилност. (Тогава делителят ще бъде по-високоомен и усилването ще бъде по-голямо.) Ако се избере по-голямото число в скобите, температурната стабилност ще бъде по-добра, обаче усилването ще бъде по-малко.




Фиг. 6.20

За изчисляването на $R_1$ и $R_2$ могат да се използуват формулите

$$R_1 = \frac{E - U_{BE}}{I_d + I_{B\,\text{п}}} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{U_{BE}}{I_d}. \tag{6.9}$$

При употреба на германиеви транзистори температурната стабилност на разгледаната схема (фиг. 6.19) е лоша и коефициентът на нестабилност се дава с (6.6), поради което тази схема се използува рядко в практиката.

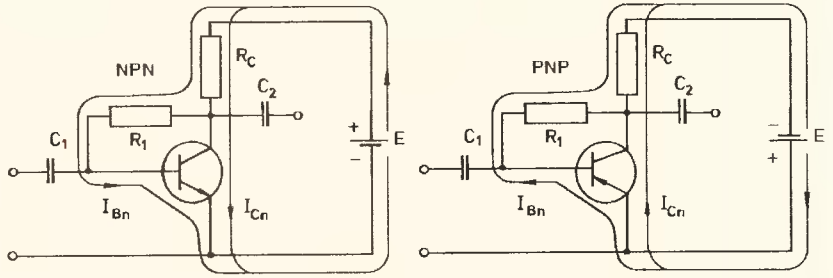
## 6.7. СТАБИЛИЗИРАНИ СХЕМИ ЗА ОСИГУРЯВАНЕ НА РАБОТНА ТОЧКА

При тези схеми добрата температурна стабилност се получава благодарение използуването на отрицателна обратна връзка (ООВ) по постоянен ток. (Нарича се още режимна отрицателна обратна връзка.)

***Схема с паралелна ООВ.*** При тази схема (фиг. 6.21) базовият резистор $R_1$ е свързан не към източника, а към колектора. На фигурата с тънка линия е начертан пътят на колекторния ток на покой $I_{C\,\text{п}}$ и на базовия ток на покой $I_{B\,\text{п}}$.

Нека обясним как действува отрицателната обратна връзка. Ако по някаква причина колекторният ток на покой се увеличи (например поради нарастване на температурата или при смяна на транзистора с нов, който има по-голямо $\beta$), падът на напрежение върху колекторния резистор ще нарасне и напрежението на

колектора ще намалее. От това базовият ток на покой също ще намалее (тъй като базата ще се захранва чрез $R_1$ от точка с по-ниско напрежение), което ще предизвика съответно намаляване и на колекторния ток. Ако по някаква причина колекторният ток




Фиг. 6.21

на покой се намали, падът на напрежение върху $R_C$ също ще намалее и базата ще се захранва от точка с по-високо напрежение. Това ще доведе до увеличаване на базовия ток и до съответно нарастване на колекторния ток.

Следователно действието на ООВ е такова, че във всеки момент тя се противопоставя на измененията на колекторния ток, т.е. тя стабилизира неговата стойност. Този ефект е толкова по-голям, колкото колекторният резистор е с по-голяма стойност, а базовият — с по-малка.

Ако е зададен колекторният ток на покой и е известен коефициентът $\beta$ на транзистора, съпротивлението на базовия резистор $R_1$ може да се намери по формулата

$$R_1 = \frac{E - R_C I_{C\,\text{п}}}{I_{C\,\text{п}}}\beta. \qquad (6.10)$$

При силициеви транзистори тази формула е точна, докато при германиеви тя дава малко понижени стойности за $R_1$, тъй като при нейното извеждане не е взет под внимание неуправляемият компонент на колекторния ток, който тук е значителен.

**Пример 6.3.** Да се определи съпротивлението на базовия резистор за схемата от фиг. 6.21, ако $E = 4,5$ V, $R_C = 2$ kΩ, $I_{C\,\text{п}} = 1$ mA и употребеният транзистор има $\beta = 50$.

Заместваме в (6.10): $R_1 = \dfrac{4,5 - 2.10^3.1.10^{-3}}{10^{-3}}50 = 125$ kΩ.

Предимството на тази схема е използването на един-единствен резистор за осигуряване на преднапрежение. Освен това при нея се получава както температурна стабилизация, така и компенсация на разликите в параметрите на транзисторите. Или, казано



по друг начин, при замяна на повреден транзистор невинаги се налага нов подбор на базовия резистор. Поради наличност на отрицателна обратна връзка по напрежение схемата има намален коефициент на усилване, но пък изкривяванията ѝ са по-малки.

Температурната стабилност на схемата от фиг. 6.21*а* е толкова по-добра, колкото $R_C$ е по-голямо от $R_1$. При крайни и драйверни стъпала съпротивлението в колекторната верига не е голямо и следователно тази схема няма добри стабилизиращи качества.

Коефициентът на нестабилност $S_{\text{н}}$ на схемата, дадена на фиг. 6.21*а*, се дава с формулата

$$S_{\text{н}} = \frac{1 + \dfrac{R_C}{R_1}}{\dfrac{1}{1+\beta} + \dfrac{R_C}{R_1}}. \qquad (6.11)$$

**Пример 6.4.** Да се определи коефициентът на нестабилност на схемата от фиг. 6.21 въз основа на данните от предния пример, а именно $R_1 = 125$ kΩ, $R_C = 2$ kΩ, $\beta = 50$.

Заместваме в (6.11):

$$S_{\text{н}} = \frac{1 + \dfrac{2.10^3}{125.10^3}}{\dfrac{1}{1+50} + \dfrac{2.10^3}{125.10^3}} = 27.$$

От този пример се вижда, че температурната стабилност на схемата от фиг. 6.21 е средно добра. Поради това тя намира приложение там, където има изискване за минимален брой елементи (например в слуховите апарати, миниатюрните любителски приемници и др.).

***Схема с последователна ООВ.*** При тази схема (фиг. 6.22) отрицателната обратна връзка се осъществява чрез резистора $R_E$, включен в емитера, а преднапрежението на базата се осигурява с делителя $R_1 - R_2$. Чрез подходящ подбор на елементите тази схема може да се направи много стабилна, поради което намира най-широко приложение в практиката.

Преди да обясним действието на ООВ, ще подчертаем, че при тази схема преднапрежението на транзистора е разлика между падовете на напрежение върху резисторите $R_2$ и $R_E$, т.е.

$$U_{BE} = U_{R_2} - U_{R_E} = I_d R_2 - (I_{C\,\text{п}} + I_{B\,\text{п}})R_E, \qquad (6.12)$$

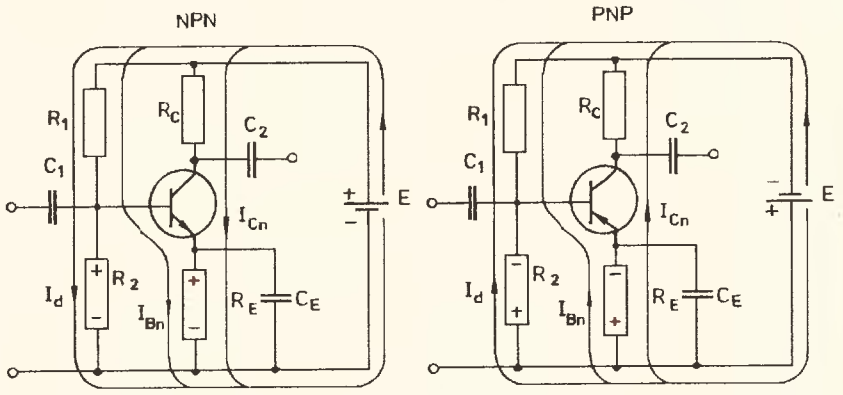
като при NPN транзисторите базата трябва да бъде по-положителна спрямо емитера, а при PNP транзисторите — по-отрицателна.

Нека сега изясним действието на ООВ. Ако по някаква причина колекторният ток на покой се увеличи (например от температурата или при замяна на транзистора с друг, който има по-голямо

$\beta$), падът на напрежение $U_{R_E}$ нараства. Това води до намаляване на преднапрежението $U_{BE}$ (вж. формула 6.12) и до намаляване на базовия ток на покой, от което ще последва и съответно намаляване на колекторния ток на покой. Ако по някаква причина колекторният ток стане по-малък, падът $U_{R_E}$ ще намалее, а базовото преднапрежение ще се увеличи. В резултат на това ще нарасне базовият ток, а следователно и колекторният ток на покой.

Следователно ООВ действува така, че във всеки момент се противопоставя на измененията на колекторния ток, т.е. тя стабилизира неговата стойност. Или накратко, промените в колекторния ток биват автоматично "потискани" от допълнителния пад на напрежение, образуван върху емитерния резистор.

По подобен начин схемата ще реагира не само на бавните температурни изменения на колекторния ток, но и на бързите му изменения, когато на входа подадем за усилване сигнал с някаква честота. За да се избегне отрицателната обратна връзка за усилваните сигнали (т.е. ООВ по променлив ток), много често в практиката емитерният резистор се шунтира с кондензатор $C_E$ (фиг. 6.22). Неговата стойност се подбира така, че за променливата съставка на емитерния ток неговото съпротивление да е минимално (вж. пример 6.1) и тя да минава не през $R_E$, а през $C_E$. Очевидно за бавните изменения на емитерния ток, дължащи се на температурата, кондензаторът $C_E$ не оказва влияние.




Фиг. 6.22

Както вече се спомена, така получената схема (фиг. 6.22) е една от най-съвършените усилвателни схеми и намира най-голямо приложение в практиката. Нейният коефициент на температурна нестабилност се дава с формулата



$$S_{\text{н}} = \frac{1 + \dfrac{R_E}{R_1} + \dfrac{R_E}{R_2}}{\dfrac{1}{1+\beta} + \dfrac{R_E}{R_1} + \dfrac{R_E}{R_2}}. \qquad (6.13)$$

Оттук лесно може да се установи, че температурната стабилност на схемата е толкова по-добра, колкото $R_E$ е по-голямо спрямо $R_1$ и $R_2$.

При изчисляване на елементите на схемата от фиг. 6.22 могат да се използуват следните приблизителни формули:

$$I_d = (2 \div 20) I_{B\,\text{п}}; \qquad R_1 = \frac{E - I_{C\,\text{п}} R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,\text{п}}} \beta;$$
$$R_2 = \frac{R_E I_{C\,\text{п}} + U_{BE}}{I_d}; \qquad R_E = \frac{E - I_{C\,\text{п}} R_C - U_{CE}}{I_{C\,\text{п}}}. \qquad (6.14)$$

При определяне на $I_d$ коефициентът в скобите се избира по същите съображения като в (6.8).

Капацитетът на кондензатора зависи от честотата на усилвания сигнал. Много често неговата стойност се изчислява въз основа на изискването съпротивлението му за най-ниската усилвана честота $f_{\text{н}}$ да е поне 10 пъти по-малко от съпротивлението на $R_E$. Оттук лесно се получава формулата

$$C_E = \frac{10}{2\pi f_{\text{н}} R_E}. \qquad (6.15)$$

При използуване на (6.14) преднапрежението $U_{BE}$ се взема средно 0,6 V за силициеви транзистори и 0,2 V за германиеви. Освен това величините колекторен ток на покой $I_{C\,\text{п}}$, съпротивление на колекторния резистор $R_C$, напрежение колектор-емитер $U_{CE}$, а също и захранващото напрежение $E$ се избират според предназначението на схемата и вида на транзистора. Когато е по-важна стабилността на схемата, а не нейната икономичност, токът през делителя може да се избере по-голям.

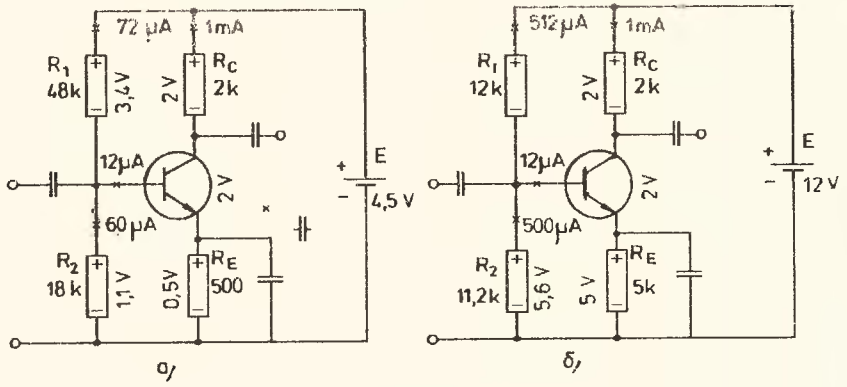
**Пример 6.5.** *Да се изчислят стойностите на $R_1$, $R_2$ и $R_E$ за схемата от фиг. 6.22а, ако транзисторът е силициев и има $\beta = 80$, $R_C = 2$ kΩ, $I_{C\,\text{п}} = 1$ mA, $E = 4,5$ V.*

Избираме $U_{CE} = 2$ V. Понеже транзисторът е силициев, $U_{BE} = 0,6$ V. След това заместваме в (6.14):

$$R_E = \frac{E - I_{C\,\text{п}} R_C - U_{CE}}{I_{C\,\text{п}}} = \frac{4,5 - 1.10^{-3}.2.10^3 - 2}{1.10^{-3}} = 500\ \Omega;$$
$$I_{B\,\text{п}} \approx \frac{I_{C\,\text{п}}}{\beta} = \frac{1.10^{-3}}{80} = 12.10^{-6}\ \text{A};$$
$$I_d = 5 I_{B\,\text{п}} = 5.12.10^{-6} = 60.10^{-6}\ \text{A};$$

$$R_1 = \frac{E - I_{C\,n}R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,n}}\beta = \frac{4,5 - 1.10^{-3}.500 - 0,6}{80.60.10^{-6} + 1.10^{-3}}80 = 48\ \text{k}\Omega;$$

$$R_2 = \frac{R_E I_{C\,n} + U_{BE}}{I_d} = \frac{500.1.10^{-3} + 0,6}{60.10^{-6}} = 18\ \text{k}\Omega.$$




Фиг. 6.23

Схема с така изчислените елементи е показана на фиг. 6.23*а*, като върху резисторите са нанесени съответните падове на напрежение. Специално внимание обръщаме върху факта, че преднапрежението на транзистора е равно на разликата между падовете върху $R_2$ и $R_E$.

**Пример 6.6.** Да се намери коефициентът на температурна нестабилност на схемата от фиг. 6.23*а* при данните от пример 6.5.

За по-лесно ползуване на (6.13) нека предварително изчислим величините

$$\frac{R_E}{R_1} = \frac{500}{48.10^3} = 10.10^{-3};$$

$$\frac{R_E}{R_2} = \frac{500}{18.10^3} = 43.10^{-3};$$

$$\frac{1}{1+\beta} = \frac{1}{1+80} = 12,5.10^{-3}.$$

След това заместваме в (6.13):

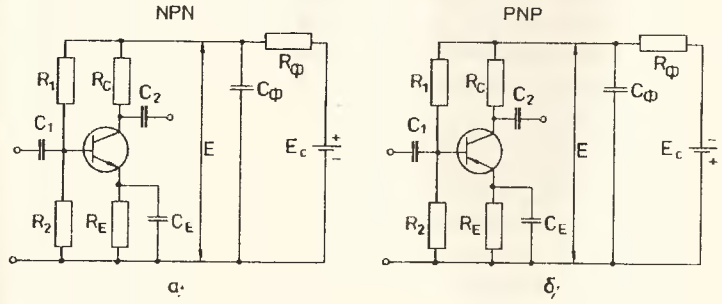
$$S_{\text{н}} = \frac{1 + 10.10^{-3} + 43.10^{-3}}{12,5.10^{-3} + 10.10^{-3} + 43.10^{-3}} = 16.$$

Получената стабилност не е много добра. Основната причина за това е тази, че съпротивлението $R_E$ е сравнително малко, а еквивалентното съпротивление в базата е голямо (вж. фиг. 6.16*б* и формула 6.4). В схемата на фиг. 6.23*а* съпротивлението $R_E$ може да бъде увеличено докъм 1,5 kΩ, ако се запази колекторният ток 1 mA, при това напрежението колектор-емитер ще намалее на 1 V, което е допустимо. Такова увеличение на $R_E$ обаче изисква и съответно изменение на $R_1$ и $R_2$, за да не се измени преднапрежението на транзистора. Ако е нужна още по-голяма стабилност, ще трябва да увеличим както захранващото напрежение, така и тока през делителя. Именно това е направено в схемата от фиг. 6.23*б*, която има коефициент на нестабилност $S_{\text{н}} = 2,8$.

***Схема с комбинирана ООВ.*** Този случай е показан на фиг. 6.24, като последователната ООВ се осъществява от $R_E$, а паралелната ООВ — от резистора $R_{\text{ф}}$. Следователно тук развързващият филтър изпълнява и стабилизираща роля и това е причината за голямото разпространение на схемата. Стабилизиращото действие на резистора $R_{\text{ф}}$ е толкова по-ефикасно, колкото съпротивлението му е по-голямо. Обаче голямата стойност на $R_{\text{ф}}$ води до повишаване и на захранващото напрежение. По тази причина стойността на $R_{\text{ф}}$ е обикновено няколко килоома, а основна стабилизираща роля в тази схема играе резисторът $R_E$.

В практическите схеми се препоръчва $\Delta E_{\text{ф}} = E_C - E = 0,5 \div 2$ V. Оттук, като се вземе под внимание общата консумация на стъпалото, се определя големината на $R_{\text{ф}}$.

Стойностите на останалите елементи могат да се изчислят по (6.14) и (6.15). При ориентировъчни изчисления коефициентът на температурната нестабилност може да се намери от (6.13).



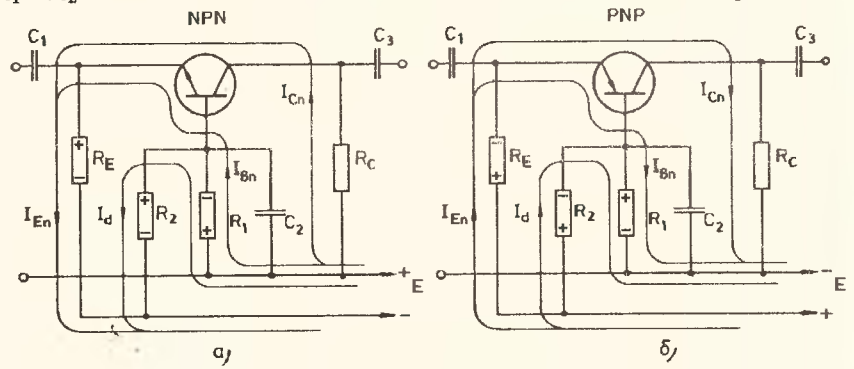

Фиг. 6.24

## 6.8. ОСИГУРЯВАНЕ НА РАБОТНА ТОЧКА ПРИ СХЕМИ ОБ И ОК

***Схема ОБ.*** Вече знаем, че когато транзисторът е свързан по схема ОБ, той има най-добри честотни свойства. Ето защо тази

схема особено често се използува в УКВ обхвата.

На фиг. 6.25 е показан един от най-разпространените начини за осигуряване на базов ток на покой $I_{B\,п}$ с помощта на делител $R_1 - R_2$ в базата. С тънки линии е показан пътят на емитерния ток




Фиг. 6.25

на покой $I_{E\,п}$, колекторния ток на покой $I_{C\,п}$ и тока през делителя $I_d$. Обръщаме внимание, че преднапрежението на транзистора е разлика между падовете на напрежение върху резисторите $R_2$ и $R_E$, т.е.

$$U_{BE} = U_{R_2} - U_{R_E} = I_d R_2 - I_{E\,п} R_E, \qquad (6.16)$$

като при NPN транзисторите базата трябва да бъде по-положителна спрямо емитера, а при PNP транзисторите — по-отрицателна. През резистора $R_E$ протича емитерен ток, който е сума от колекторния и базовия ток, т.е. $I_{E\,п} = I_{C\,п} + I_{B\,п}$. През резистора $R_1$ протича ток $I_d + I_{B\,п}$, а през резистора $R_2$ протича само токът $I_d$.

Схемата, показана на фиг. 6.25, има добра температурна стабилност, тъй като действува последователна ООВ чрез резистора $R_E$. И наистина, ако по някаква причина колекторният ток нарасне, ще се появи тенденция за нарастване и на емитерния ток ($I_{E\,п} = I_{C\,п} + I_{B\,п}$), с което ще се увеличи падът $U_{RE}$. Но според (6.16) от това ще намалее преднапрежението $U_{BE}$ и ще последва намаляване на емитерния ток на покой и съответно на колекторния ток на покой. По аналогичен начин действува схемата, ако по някаква причина намалее колекторният ток на покой.

При оразмеряване на схемата от фиг. 6.25 могат да се използуват следните формули:

$$I_d = (2 \div 20)\frac{I_{C\,п}}{\beta}; \qquad R_1 = \frac{E - I_{Eп} R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,п}}\beta;$$
$$R_2 = \frac{R_E I_{E\,п} + U_{BE}}{I_d}; \qquad R_E = \frac{E - I_{C\,п} R_C - U_{CE}}{I_{E\,п}}, \qquad (6.17)$$



които са аналогични на формули (6.14).

Стойността на кондензатора $C_2$ може да бъде изчислена по формулата

$$C_2 = \frac{10}{2\pi f_{\,н} R_1}, \qquad (6.18)$$

където $f_{\,н}$ е най-ниската усилвана честота.

При използуване на (6.17) са валидни същите съображения, както при (6.14).

Стабилността на схемата от фиг. 6.25 може да се изчисли по (6.13).

**Пример 6.7.** Да се изчислят стойностите на $R_1$, $R_2$ и $R_E$ за схема от фиг. 6.25*б*, ако транзисторът е силициев и има $\beta = 100$, $R_C = 2$ kΩ, $I_{C\,п} = 1$ mA и $E = 6$ V.

Избираме $U_{CE} = 2$ V. Понеже транзисторът е силициев, $U_{BE} = 0,6$ V. Освен това $I_{B\,п} = \frac{I_{C\,п}}{\beta} = \frac{1.10^{-3}}{100} = 10.10^{-6}$ A и следователно $I_{E\,п} = I_{C\,п} + I_{B\,п} = 1.10^{-3} + 10.10^{-6} = 1,01.10^{-3}$ A. За тока през делителя избираме $I_d = 10 I_{B\,п} = 10.10.10^{-6} = 10^{-4}$A. Сега вече заместваме в (6.17):

$$R_E = \frac{E - I_{C\,п} R_C - U_{CE}}{I_{E\,п}} = \frac{6 - 1.10^{-3}.2.10^3 - 2}{1,01.10^{-3}} = 2\ \text{kΩ};$$
$$R_1 = \frac{E - I_{E\,п} R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,п}}\beta = \frac{6 - 1,01.10^{-3}.2.10^3}{100.10^{-4} + 10^{-3}}100 = 31\ \text{kΩ};$$
$$R_2 = \frac{R_E I_{E\,п} + U_{BE}}{I_d} = \frac{2.10^3.1,01.10^{-3} + 0,6}{10^{-4}} = 27\ \text{kΩ}.$$

Ако получените стойности заместим в (6.13), лесно се намира, че така изчислената схема ОБ ще има коефициент на температурна нестабилност $S_{\,н} = 7,5$, което показва, че тя е доста стабилна температурно.

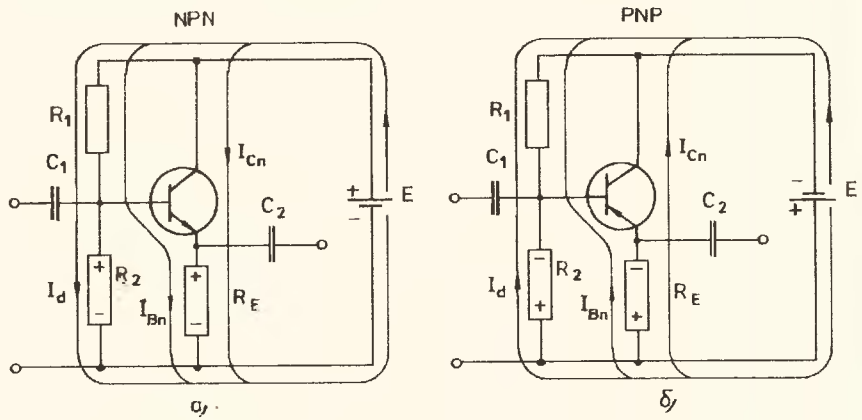
***Схема ОК (емитерен повторител).*** Най-важната особеност на емитерния повторител е, че той има голямо входно и малко изходно съпротивление. Поради тази му особеност, както ще видим по-нататък, той често се използува за съгласуване между генератори и стъпала с различни съпротивления.

На фиг. 6.26 е показан един от най-разпространените начини за осигуряване на преднапрежение на емитерния повторител с помощта на делител в базата. С тънки линии е показан пътят на базовия ток на покой $I_{B\,п}$, колекторния ток на покой $I_{C\,п}$ и тока през делителя $I_d$. Обръщаме внимание, че преднапрежението на транзистора е разлика между падовете на напрежение върху резисторите $R_2$ и $R_E$, т.е.

$$U_{BE} = U_{R_2} - U_{R_E} = I_d R_2 - (I_{C\,п} + I_{B\,п}) R_E, \qquad (6.19)$$

като при NPN транзисторите базата трябва да бъде по-положителна спрямо емитера, а при PNP транзисторите — по-отрицателна.

Схемата ОК, дадена на фиг. 6.26, има сравнително добра температурна стабилност, тъй като чрез резистора $R_E$ се създава последователна ООВ (вж. действието на ООВ, описано в т.6.7). Коефициентът на нестабилност $S_{\text{н}}$ може да бъде намерен от (6.13).




Фиг. 6.26

При оразмеряване на схемата от фиг. 6.26 могат да се използуват следните формули:

$$I_d = (2 \div 10)\frac{I_{C\,\text{п}}}{\beta}; \qquad R_E = \frac{E - U_{CE}}{I_{C\,\text{п}}};$$
$$R_1 = \frac{E - I_{C\,\text{п}}R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,\text{п}}}\beta; \qquad R_2 = \frac{R_E I_{C\,\text{п}} + U_{BE}}{I_d}. \tag{6.20}$$

Стойността на кондензатора $C_2$ може да бъде изчислена по формулата

$$C_2 = \frac{10}{2\pi f_{\text{н}} R_E}, \tag{6.21}$$

където $f_{\text{н}}$ е най-ниската усилвана честота.

При използуване на (6.20) са валидни същите съображения за величините както при (6.14).

**Пример 6.8.** Да се изчислят стойностите на $R_1$, $R_2$ и $R_E$ за схемата от фиг. 6.26*б*, ако транзисторът е силициев и има $\beta = 100$, $I_{C\,\text{п}} = 1$ mA, а $E = 6$ V.

Избираме $U_{CE} = 4$ V. Понеже транзисторът е силициев, $U_{BE} = 0,6$ V. Освен това $I_{B\,\text{п}} = \dfrac{I_{C\,\text{п}}}{\beta} = \dfrac{1.10^{-3}}{100} = 10.10^{-6}$ A и следователно $I_{E\,\text{п}} = I_{C\,\text{п}} + I_{B\,\text{п}} = 1.10^{-3} + 10.10^{-6} = 1,01.10^{-3}$. За тока през делителя избираме $I_d = 2I_{B\,\text{п}} = 2.10.10^{-6} = 2.10^{-5}$ A. След това заместваме в (6.20):



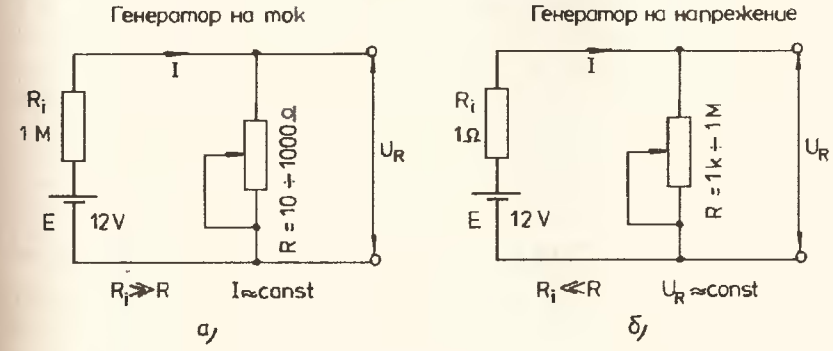
$$R_E = \frac{E - U_{CE}}{I_{C\,\text{п}}} = \frac{6-4}{1.10^{-3}} = 2\ \text{k}\Omega;$$
$$R_1 = \frac{E - I_{C\,\text{п}}R_E - U_{BE}}{\beta I_d + I_{C\,\text{п}}}\beta = \frac{6 - 1.10^{-3}.2.10^3 - 0,6}{100.2.10^{-5} + 1.10^{-3}}100 = 110\ \text{k}\Omega;$$
$$R_2 = \frac{R_E I_{C\,\text{п}} + U_{BE}}{I_d} = \frac{2.10^3.1.10^{-3} + 0,6}{2.10^{-5}} = \frac{2,6}{2.10^{-5}} = 130\ \text{k}\Omega.$$

Ако получените стойности заместим в (6.13), лесно се получава, че така изчислената схема ОК ще има температурен коефициент на нестабилност $S_{\text{н}} = 19$, което е задоволително.

## 6.9. КОМПЕНСАЦИОННИ СХЕМИ ЗА ТЕМПЕРАТУРНО СТАБИЛИЗИРАНЕ НА РАБОТНАТА ТОЧКА

При увеличаване на температурата колекторният ток на транзисторите по принцип нараства. Както е известно, главните причини за това са увеличаването на обратния колекторен ток $I_{CBO}$, нарастването на коефициента $\beta$ и отместването на входната характеристика наляво.

При компенсационните схеми във веригата на базата се включва елемент, чието съпротивление при увеличаване на температурата се изменя така, че автоматично намалява преднапрежението на транзистора, с което се постига температурно стабилизиращ ефект. Преди да разгледаме тези схеми, нека се запознаем с две важни понятия в слаботоковата електротехника.




Фиг. 6.27

***Генератор на ток и генератор на напрежение.*** Нека разгледаме явленията в електрическа верига, състояща се от генератор с напрежение $E$ и вътрешно съпротивление $R_i$, към които е включен променлив товар $R$. Такъв пример е показан на фиг. 6.27,

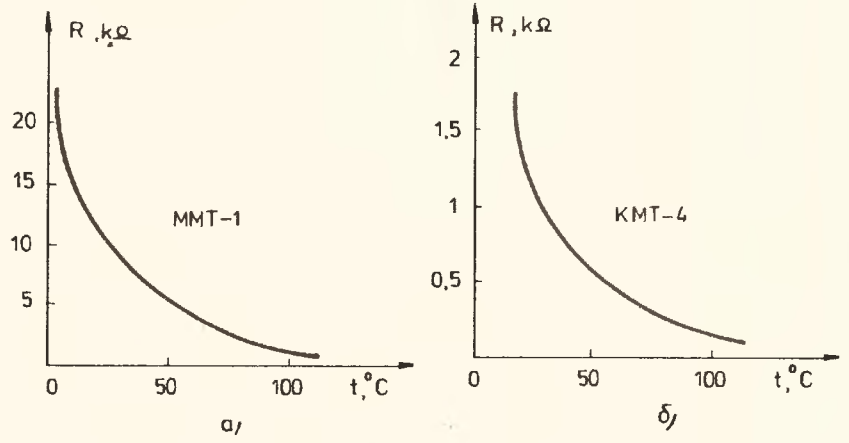
където съпротивлението на резистора $R$ може да се изменя в определени граници. В зависимост от отношението между стойностите на $R_i$ и $R$ тук са възможни два крайни случая.

1. $R_i \gg R$. Тук вътрешното съпротивление на генератора е много по-голямо от товарното съпротивление и при движение на плъзгача (фиг. 6.27*а*) напрежението върху $R$ се променя, но токът във веригата практически остава един и същи, защото неговата стойност се определя изключително от $R_i$, което е високоомно. В такъв случай е прието да се казва, че променливият резистор $R$ се захранва от *генератор на ток*.

2. $R_i \ll R$. Тук вътрешното съпротивление на генератора е много по-малко от товара и при движение на плъзгача (фиг. 6.27*б*) токът във веригата се променя, защото неговата стойност зависи изключително от $R$. Обаче напрежението $U_R$ практически остава постоянно и е приблизително равно на $E$ (защото поради малката стойност на $R_i$ падът върху него е незначителен). В този случай казваме, че променливият резистор $R$ се захранва от *генератор на напрежение*.

Тези понятия често се използуват при характеризиране на режимите на нелинейните съпротивления, каквито са транзисторите, диодите и др.

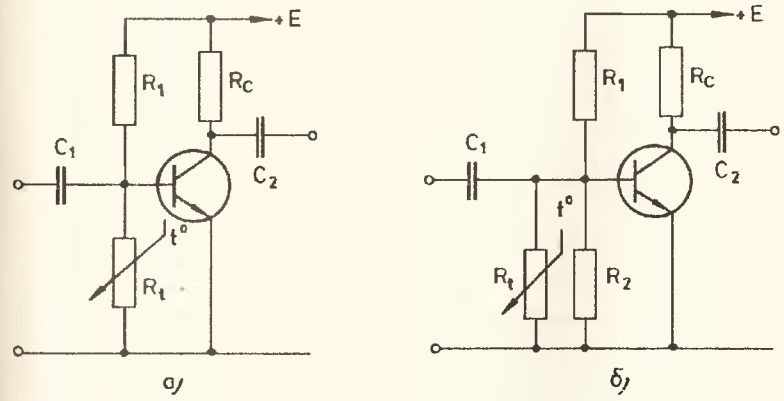
***Стабилизиране на работната точка с термистори.*** Един от начините за температурна стабилизация на транзисторните




Фиг. 6.28

схеми е използуването на термистори (вж. т. 16.2). Това са резистори, изготвени от полупроводников материал. Те имат отрицателен температурен коефициент, много пъти превишаващ по стойност температурния коефициент на металите. Заради отрицателния си температурен коефициент термисторите се наричат понякога NTC резистори (от англ. Negative Temperature Coefficient).

На фиг. 6.28 са показани температурните характеристики на термисторите ММТ-1 и КМТ-4. Виждаме, че с увеличаване на температурата тяхното съпротивление намалява.




Фиг. 6.29

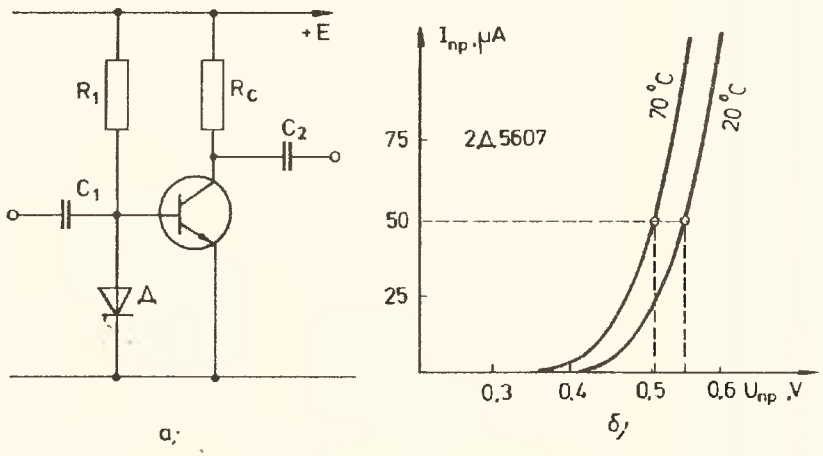
На фиг. 6.29*а* е показана схема, в чийто делител е използуван терморезисторът $R_t$. При увеличаване на температурата съпротивлението на термистора намалява, поради което намалява напрежението $U_{BE}$. По такъв начин се намалява базовият ток на покой. При намаляване на температурата явленията протичат обратно. Тук може да се зададе въпросът: щом при повишаване на температурата съпротивлението на термистора намалява, няма ли да се увеличи токът през делителя и да не се получи очакваното намаляване на $U_{BE}$?

Поради наличността на $R_1$ (което е много по-голямо от $R_t$) терморезисторът фактически се захранва от генератор на ток. С други думи, при промяна на температурата токът през делителя ще остава почти един и същи, а напрежението в краищата на $R_t$ ще се променя.

В практиката за постигане на определена температурна характеристика термисторът най-често се свързва паралелно с обикновения резистор $R_2$ (фиг. 6.29*б*). Изчисляването на такава схема е по-сложно, ето защо се правят ориентировъчни пресмятания, а точните стойности на $R_t$ и $R_2$ се подбират опитно.

***Стабилизиране на работната точка с полупроводникови диоди.*** На фиг. 6.30*а* е показана схема на температурна компенсация, в която е използуван полупроводников диод $Д$, включен спрямо източника в права посока. При увеличаване на темпе-

ратурата съпротивлението на диода за постоянен ток намалява, поради което намалява напрежението $U_{BE}$. По такъв начин се намалява базовият ток на покой.



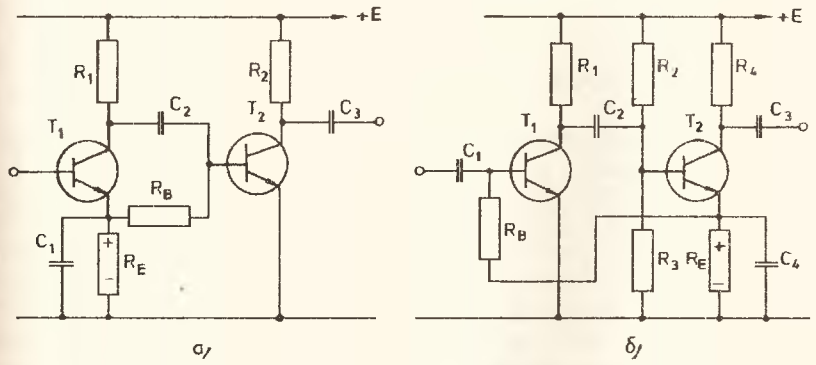

Фиг. 6.30

Като недостатък на схемата може да се посочи малкото съпротивление на диода за променлив ток, което шунтира входа на транзистора.

Използуването на диод за стабилизиране на работната точка на транзисторите се използува най-често в крайни стъпала клас АБ, където е необходима добра стабилизация на работната точка с оглед да се получат минимални нелинейни изкривявания. На фиг. 6.30*б* е илюстрирано изменението на постояннотоковото съпротивление на диода 2Д5607 от температурата. Понеже диодът се захранва от генератор на ток (на фиг. 6.30*а* $R_1$ е много по-голямо от съпротивлението на диода), ясно е, че токът през диода ще е един и същи, например 50 $\mu$A. От фиг. 6.30*б* се отчита, че при изменение на температурата от плюс 20 до плюс 70 °C напрежението върху диода (съответно $U_{BE}$) се намалява от 0,55 до 0,50 V.

## 6.10. ДРУГИ СХЕМИ ЗА ОСИГУРЯВАНЕ НА РАБОТНАТА ТОЧКА

На фиг. 6.31 са показани две схеми, в които необходимото базово преднапрежение се получава не от плюса на източника, а от емитера на съседния транзистор. При протичане на колекторния ток в емитерния резистор се създава пад на напрежение с означената полярност, т.е. плюсът е към емитера. Обръщаме внимание, че полезният сигнал, който се усилва, не изменя пада върху емитерния резистор, защото той е шунтиран от кондензатор с голям капацитет.




Фиг. 6.31

Предимство на тези схеми е намалената консумация на постоянен ток поради липса на делител в базовата верига. Основен недостатък на това свързване е намаленото входно съпротивление на стъпалото по променлив ток поради относително малката стойност на резистора $R_B$. Той не може да има големи стойности, защото осигурява базов ток от точка, чийто потенциал е няколко пъти по-нисък в сравнение с напрежението на източника.

# 7

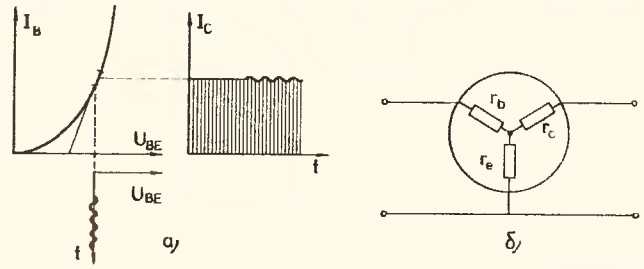
# МАЛОСИГНАЛНИ ПАРАМЕТРИ НА ТРАНЗИСТОРА И ЕКВИВАЛЕНТНИ СХЕМИ ПРИ НИСКИ ЧЕСТОТИ

## 7.1. МАЛОСИГНАЛНИ ПАРАМЕТРИ

За да можем да оценим дадена схема, в която е включен транзистор, необходимо е да знаем какви са коефициентите ѝ на усилване по напрежение, по ток, по мощност, какво е входното и изходното съпротивление на стъпалото и т.н. Определянето на тези величини може да стане по *графичния метод* (като се ползуват графичните характеристики на транзистора, дадени в справочниците) или *аналитично* (чрез формули).

Графичният метод е по-нагледен, обаче може да се използува само тогава, когато амплитудите на променливите токове и напрежения не са по-малки например от 0,1 V, защото в противен случай дава големи грешки. Той може да се използува най-вече при изчисляване на крайни стъпала, където сигналите са значителни.

В предусилвателните стъпала обаче сигналите са твърде малки (например напреженията са от порядъка на миливолти) и очевидно тяхното изобразяване върху статичните характеристики е или невъзможно, или ще бъде съпроводено с големи грешки. Именно в тези случаи се използува аналитичният метод, като изчисляването става с формули, в които фигурират *малосигналните параметри* на транзистора. Малосигналните параметри на транзистора са величини, които характеризират неговите свойства при дадена работна точка, т.е. при осигурен постояннотоков режим.




Фиг. 7.1



В този случай амплитудите на променливите токове и напрежения са значително по-малки от постоянните токове и напрежения в транзистора (фиг. 7.1 *а*). Тези параметри се наричат малосигнални, защото характеризират поведението на транзистора именно за тези малки сигнали. При това положение работната точка на транзистора ще се движи по сравнително малки участъци от характеристиките, които с достатъчна точност можем да смятаме като отрязъци от прави линии. Следователно при малки сигнали можем да заменим сложните нелинейни зависимости между токове и напрежения с по-прости линейни зависимости, което от своя страна води до опростени формули.

Обръщаме внимание върху много важния факт, че **всички малосигнални параметри се отнасят само за променливите съставки,** т.е. само за променливите токове и напрежения в транзистора.

Към малосигналните параметри на транзистора спадат физическите и четириполюсните ($z$, $y$ и $h$) параметри.

## 7.2. ФИЗИЧЕСКИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

В структурата на транзистора съществуват съпротивленията $r_b$, $r_e$ и $r_c$ (фиг. 7.1 *б*), които се наричат физически параметри на биполярния транзистор. (В литературата се срещат още наименованията първични или вътрешни параметри.) Към тях спада и коефициентът $\alpha$, а също така и коефициентът на обратната връзка по напрежение $\mu_{ec}$. Нека разгледаме тези параметри по-подробно.

***Съпротивление на базата $r_b$ (или $r_{bb'}$).*** Състои се от две съставки — $r_{b'}$ и $r_{b''}$ ($r_b = r_{b'} + r_{b''}$). Съпротивлението $r_{b'}$, представлява *омическото съпротивление* на базата и се обуславя от материала и размерите ѝ. То може да се намери по формулата

$$r_{b'} = (0,1 \div 1)\frac{\rho_B}{w}, \tag{7.1}$$

където $\rho_B$ е специфичното съпротивление на полупроводника, а $w$ — широчината на базата. Коефициентът в скобите зависи от геометричните размери на базата. На практика най-често $r_{b'} = 50 \div 500\ \Omega$.

Втората съставка $r_{b''}$ се нарича *дифузно съпротивление* на базата и отразява влиянието на колекторното напрежение върху широчината на базата (ефект на Ерли). Тя може да бъде намерена по формулата

$$r_{b''} = \frac{1}{2} r_e(\beta + 1) = \frac{r_e}{2(1-\alpha)}, \tag{7.2}$$

където $r_e$ е диференциалното съпротивление на емитерния преход (вж. следващия параметър). Очевидно колкото е по-голям емитерният ток (съответно и колекторният), толкова $r_{b''}$ е по-малко. На практика най-често $r_{b''} = 100 \div 1500\ \Omega$.

***Диференциално съпротивление на емитерния преход $r_e$.*** Това е съпротивлението на емитерния преход за променлив ток, когато той е включен в права посока. Може да се намери по формула (3.9), която за стайна температура има вида

$$r_e = \left.\frac{\Delta U_E}{\Delta I_E}\right|_{I_C=\text{const}} = \frac{0,026}{I_E}. \qquad (7.3)$$

Оттук следва, че $r_e$ зависи от големината на постоянния ток $I_E$, протичащ през емитерния преход в права посока, и следователно е толкова по-малко, колкото е по-голям емитерният (съответно колекторният) ток. Понеже реалният емитерен преход има определено съпротивление (около 2Ω), към изчислената стойност от (7.3) трябва да се прибави и това съпротивление. Например при $I_E = 1$ mA лесно намираме, че $r_e = 28\ \Omega$, а при $I_E = 10$ mA получаваме $r_e = 4,6\ \Omega$.

***Диференциално съпротивление на колекторния преход $r_c$.*** Това е съпротивлението на колекторния преход за променлив ток. Понеже преходът е включен обикновено в обратна посока, очевидно $r_c$ ще има голяма стойност. За това съпротивление е изведена следната формула:

$$r_c = \left.\frac{\Delta U_C}{\Delta I_C}\right|_{I_E=\text{const}} = \frac{L^2}{wI_E}\sqrt{\frac{2qN_dU_C}{\varepsilon_r\varepsilon_0}}. \qquad (7.4)$$

Оттук се вижда, че диференциалното съпротивление на колекторния преход расте с увеличаване на колекторното напрежение $U_C$ и намалява с увеличаване на емитерния ток $I_E$. (Значението на останалите величини е дадено в началото на книгата.) Следователно, за да имаме голямо $r_c$, трябва да работим при значителни колекторни напрежения и малки колекторни токове. На практика $r_c$ е най-често в границите от 0,5 до 2 MΩ.

***Коефициент на обратна връзка по напрежение $\mu_{ec}$.*** В т. 5.2 се изясни, че в транзистора съществува вътрешна отрицателна обратна връзка по напрежение (ефект на Ерли). Количествено тя се характеризира с коефициента на обратна връзка по напрежение $\mu_{ec}$, който показва с колко ще намалее емитерното напрежение при увеличаване на колекторното напрежение с един волт (при неизменен емитерен ток). За стойността на $\mu_{ec}$ се извежда следната формула:

$$\mu_{ec} = \left.\frac{\Delta U_E}{\Delta U_C}\right|_{I_E=\text{const}} = -\frac{\varphi_T}{w}\sqrt{\frac{\varepsilon_r\varepsilon_0}{2qN_dU_C}}. \qquad (7.5)$$



Виждаме, че коефициентът на обратната връзка по напрежение е толкова по-малък, колкото е по-високо колекторното напрежение. (Значението на останалите величини е дадено в началото на книгата.) Знакът минус във формулата показва, че при увеличаване на колекторното напрежение емитерното напрежение намалява, т.е. обратната връзка е отрицателна. Коефициентът $\mu_{ec}$ е величина без размерност и на практика е малко число от порядъка на $10^{-4}$, което показва, че изходното напрежение влияе слабо върху входното.

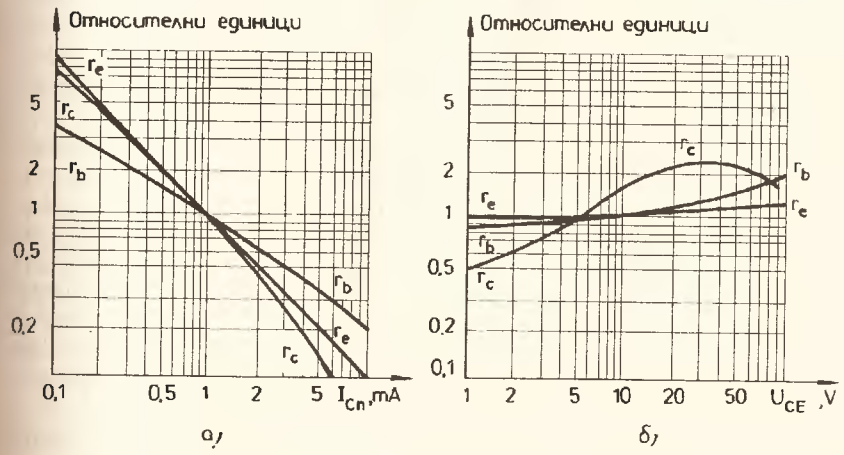
Между разгледаните физически параметри на транзистора съществува следната зависимост, валидна за определена работна точка:

$$\mu_{ec}r_c = \frac{1}{2}r_e(\beta + 1) = r_{b''}, \qquad (7.6)$$

която позволява намирането на един от тях, ако другите са известни.

Важна особеност на физическите параметри е тази, че $r_b$, $r_e$ и $r_c$ характеризират самия транзистор и **стойностите им не зависят от схемата на свързване** — ОЕ, ОБ и ОК. (Както ще видим по-нататък, при параметрите $z$, $y$ и $h$ това не е така.)

Друго, което трябва да запомним, е това, че **физическите параметри** (както и всички останали системи параметри) **зависят**




Фиг. 7.2

**от избраната работна точка.** Например физическите параметри на силициевия транзистор 2Т3511 (подбран екземпляр с $\beta = 50$) при колекторно напрежение $U_{CE} = 6$ V и при различни колекторни токове на покой имат следните стойности:

$$I_{C\text{п}} = 0,5 \text{ mA} \begin{cases} r_e = 24\ \Omega \\ r_b = 1600\ \Omega \\ r_c = 3,8\ \text{M}\Omega \end{cases} \qquad I_{C\text{п}} = 1 \text{ mA} \begin{cases} r_e = 12\ \Omega \\ r_b = 960\ \Omega \\ r_c = 1,9\ \text{M}\Omega \end{cases}$$

$$I_{C\text{п}} = 2 \text{ mA} \begin{cases} r_e = 6\ \Omega \\ r_b = 620\ \Omega \\ r_c = 950\ \text{k}\Omega. \end{cases}$$

На фиг. 7.2 са дадени номограми за преизчисляване на физическите параметри на дифузни транзистори, като по абсцисната ос са нанесени $I_{C\text{п}}$ и $U_{EC}$, а по ординатната — относителни единици. Нека с един пример покажем как се използуват тези номограми.

**Пример 7.1.** Разполагаме с транзистор П13, за който знаем, че при $I_{C\text{п}} = 1$ mA и $U_{CE} = -5$ V физическите му параметри имат стойност $r_e = 20\ \Omega$, $r_b = 600\ \Omega$, $r_c = 1,3$ MΩ. Да се намерят физическите му параметри при $I_{C\text{п}} = 0,6$ mA и $U_{CE} = -2$ V.

От първата номограма отчитаме, че при $I_{C\text{п}} = 0,5$ mA съответните относителни единици, с които трябва да умножим параметрите, са: 2, 1,6 и 2. Следователно параметрите при $I_{C\text{п}} = 0,5$ mA и $U_{CE} = -5$ V са: $r_e = 20.2 = 40\ \Omega$, $r_b = 600.1,6 = 960\ \Omega$, $r_c = 1,3.2 = 2,6$ MΩ. При напрежение $U_{CE} = -2$ V от втората номограма отчитаме следните относителни единици: 0,9, 0,9 и 0,6. Тогава за физическите параметри при $I_{C\text{п}} = 0,5$ mA и $U_{CE} = -2$ V получаваме окончателно $r_e = 40.0,9 = 36\ \Omega$, $r_b = 960.0,9 = 860\ \Omega$, $r_c = 2,6.0,6 = 1,6$ MΩ.

## 7.3. ТРАНЗИСТОРЪТ КАТО ЧЕТИРИПОЛЮСНИК

При малки сигнали към транзисторите може да бъде приложена добре разработената теория за линейните четириполюсници, с помощта на която могат да се изведат **единни формули, валидни за всички основни схеми.** В тази теория транзисторът се разглежда като четириполюсник, т.е. устройство с два входа и два изхода, без да се интересуваме от вътрешната му структура (фиг. 7.3 *а*). С генератор на звукови честоти можем да подаваме малки променливи сигнали както на входа, така и на изхода на четириполюсника и с волтметър и амперметър да измерваме съответните променливи напрежения и токове.

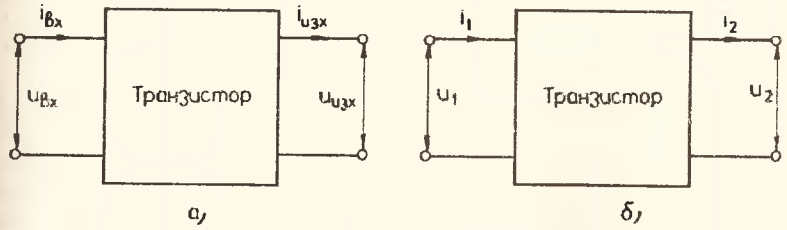
При тези измервания са възможни различни комбинации, като например намиране на входно съпротивление при отворен изход, входно съпротивление при даден накъсо изход, входна проводимост при отворен изход, входна проводимост при даден накъсо изход, изходно съпротивление при отворен вход и т.н.

Електрическите свойства на четириполюсника се характеризират с четири величини, наречени *параметри на четириполюсника*. Когато тези параметри са известни, ние можем да направим



най-различни изчисления във връзка с електрическия режим на четириполюсника.

За по-голямо удобство входното напрежение и входният ток се отбелязват с индекс 1, а изходните — с индекс 2 (фиг. 7.3 *б*). В




Фиг. 7.3

теорията на четириполюсниците токовете се приемат условно за положителни, когато са насочени навътре към четириполюсника. При това положение (както при PNP, така и при NPN транзистори) коефициентът $\alpha$ се получава отрицателен, а коефициентът $\beta$ — положителен. Неудобство при това приемане е, че схемата ОБ, която не дефазира сигналите по ток и по напрежение, има отрицателен коефициент $\alpha$, а схемата ОЕ, която дефазира по ток и по напрежение, има положителен коефициент $\beta$. Причината за това е, че в случая условно са приети не една, а две (при това с противоположен знак) посоки. За да се избегне това (вж. например т. 6.2), в някои случаи ще приемем условно както за входната, така и за изходната верига само една положителна посока — например тази на движение на часовниковата стрелка. При това положение трябва да внимаваме със знаците на коефициентите $\alpha = h_{21\text{в}}$ и $\beta = h_{21e}$.

Най-разпространените четириполюсни параметри на транзисторите са $z$-параметрите, $y$-параметрите и $h$-параметрите. Преди да се запознаем с тях, нека изясним понятията "отворен" вход и изход и "затворен" (т.е. даден накъсо) вход и изход, чието неразбиране често пъти пречи на начинаещите любители на електрониката да вникнат във физическата същност на четириполюсните параметри.

Преди всичко трябва да е ясно, че четириполюсните (както и всички малосигнални) параметри се отнасят *за променливите съставки* на токовете и напреженията. Когато се снемат четириполюсните параметри, *транзисторът се поставя в подходящ постояннотоков режим*, т.е. фиксирана е определена работна точка. Интересуваме се обаче как той усилва само променливите съставки и поради това в следващите схеми не се чертаят източниците, а се подразбират. (Както вече се изясни, за променливите съставки източниците представляват късо съединение.)

При следващите разглеждания, когато казваме "отворен" изход, това означава, че на транзистора е осигурено постояннотоково захранване, но по променлив ток товарът в изхода е безкрайно голям. Практически такъв режим може да се реализира например чрез последователно включване в изхода на подходящ дросел, чието съпротивление за постоянен ток е нищожно, а за променлив ток — много голямо. Същото се отнася и за понятието "отворен" вход.

Когато казваме "затворен" или "накъсо" даден изход, това означава, че на транзистора е осигурено постояннотоково захранване, но по променлив ток товарът в изхода е нула. Практически такъв режим може да се реализира например чрез паралелно включване в изхода на достатъчно голям кондензатор, чието съпротивление за променлив ток е нищожно, а за постоянната съставка той не оказва влияние. Същото се отнася и за понятието "затворен" или даден "накъсо" вход.

## 7.4. $z$-ПАРАМЕТРИ

Ако измерваме променливите токове и напрежения в четириполюсника, като съответно оставяме входа и изхода отворени, получаваме т.нар. $z$-параметри (наричат се още параметри на празен ход). Наименованието $z$-параметри е дошло оттам, че и четирите параметъра имат размерност на импеданс, означаван $z$, който се измерва в омове, и в общия случай са комплексни числа. При ниски (звукови) честоти реактивните свойства на транзистора могат да се пренебрегнат, поради което импедансите $z$ могат да бъдат заместени с активните съпротивления $r$ (съответно $r$-параметри).

Посредством теорията на линейните четириполюсници се доказва, че зависимостта на променливите напрежения от протичащите променливи токове може да се изрази чрез следните две уравнения, в които фигурират четири коефициента, представляващи $r$-параметрите:

$$\begin{cases} u_1 = r_{11}i_1 + r_{12}i_2 \\ u_2 = r_{21}i_1 + r_{22}i_2. \end{cases} \qquad (7.7)$$

Значението на тези параметри е следното:

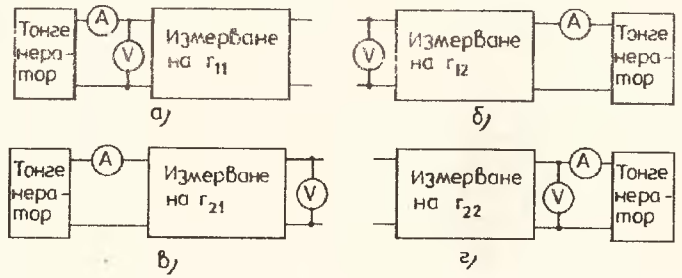
$r_{11}$ — *входно съпротивление* при отворен изход (фиг. 7.4 *а*), т.е. $r_{11} = \dfrac{u_1}{i_1}$ при $i_2 = 0$;

$r_{12}$ — *обратно проходно съпротивление* при отворен вход (фиг. 7.4 *б*), т.е. $r_{12} = \dfrac{u_1}{i_2}$ при $i_1 = 0$;



$r_{21}$ — *право проходно съпротивление* при отворен изход (фиг. 7.4 *в*), т.е. $r_{21} = \dfrac{u_2}{i_1}$ при $i_2 = 0$;

$r_{22}$ — *изходно съпротивление* при отворен вход (фиг. 7.4 *г*), т.е. $r_{22} = \dfrac{u_2}{i_2}$ при $i_1 = 0$.




Фиг. 7.4

Разглежданата система уравнения (7.7) е валидна и при трите основни схеми на свързване (ОЕ, ОБ и ОК), обаче стойностите на $r$-параметрите са различни в трите случая и се означават с трети допълнителен индекс — съответно $e$, $b$ и $c$. Така например транзисторът 2Т3511 при работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V при схеми ОЕ и ОБ има следните $r$-параметри:

$$\text{ОЕ} \begin{cases} r_{11e} = 972\ \Omega \\ r_{12e} = 12\ \Omega \\ r_{21e} = 1,8.10^6\ \Omega \\ r_{22e} = 38\ \text{k}\Omega; \end{cases} \qquad \text{ОБ} \begin{cases} r_{11b} = 972\ \Omega \\ r_{12b} = 960\ \Omega \\ r_{21b} = 1,8.10^6\ \Omega \\ r_{22b} = 1,9.10^6\ \Omega. \end{cases}$$

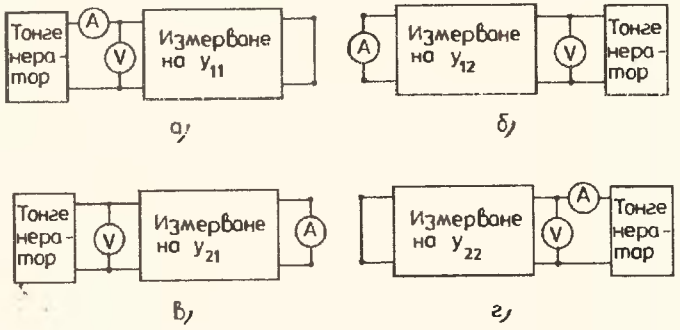
Между физическите параметри и $r$-параметрите на даден транзистор съществуват взаимни зависимости, дадени в табл. 7.1.

$r$- (съответно $z$-) параметрите са удобни за изчисляване на нискочестотни схеми, обаче опитното измерване на някои от тях (например $r_{11}$ и $r_{21}$) е затруднено поради изискването за отворена верига по променлив ток, едновременно с което трябва да се осигури нормално постояннотоково захранване, т.е. трябва да се използува много обемист дросел.

## 7.5. $y$-ПАРАМЕТРИ

Ако измерваме променливите токове и напрежения в четириполюсника, като съответно даваме изхода и входа накъсо (само за променливата съставка!), получаваме така наречените $y$-параметри (параметри на късо съединение). Наименованието $y$-параметри идва оттам, че и четирите параметъра имат размерност

на проводимост, отбелязвана $y$, която се измерва в сименси (вж. формула 1.5). В общия случай тези параметри са комплексни числа, обаче при ниски (звукови) честоти реактивните компоненти могат да се пренебрегнат и $y$-параметрите да се приемат за активни проводимости, т.е. те представляват реални числа.




Фиг. 7.5

Чрез теорията на линейните четириполюсници се доказва, че зависимостта на токовете от приложените напрежения може да се изрази чрез следните две уравнения, в които фигурират четири коефициента, представляващи $y$-параметрите:

$$\left|\begin{aligned} i_1 &= y_{11}u_1 + y_{12}u_2 \\ i_2 &= y_{21}u_1 + y_{22}u_2. \end{aligned}\right. \qquad (7.8)$$

Значението на $y$-параметрите е следното:

$y_{11}$ — *входна проводимост* при накъсо свързан изход (фиг. 7.5 *а*), т.е. $y_{11} = \dfrac{i_1}{u_1}$ при $u_2 = 0$;

$y_{12}$ — *обратна проходна проводимост* при накъсо свързан вход (фиг. 7.5 *б*), т.е. $y_{12} = \dfrac{i_1}{u_2}$ при $u_1 = 0$;

$y_{21}$ — *прави проходна проводимост* при накъсо свързан изход (фиг. 7.5 *в*), т.е. $y_{21} = \dfrac{i_2}{u_1}$ при $u_2 = 0$;

$y_{22}$ — *изходна проводимост* при накъсо свързан вход (фиг. 7.5 *г*), т.е. $y_{22} = \dfrac{i_2}{u_2}$ при $u_1 = 0$.

Системата уравнения (7.8) е валидна и при трите основни схеми на свързване (ОЕ, ОБ и ОК), обаче в трите случая стойностите на $y$-параметрите са различни. Така например транзисторът



2Т3511 при работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V при схема ОБ и ОЕ има следните $y$-параметри:

$$\text{ОЕ}\begin{cases} y_{11e} = 6.10^{-4}\ \text{S} \\ y_{12e} = 2.10^{-5}\ \text{S} \\ y_{21e} = 3,6.10^{-2}\ \text{S} \\ y_{22e} = 1,6.10^{-5}\ \text{S}; \end{cases} \qquad \text{ОБ}\begin{cases} y_{11b} = 3,2.10^{-2}\ \text{S} \\ y_{12b} = 1,6.10^{-5}\ \text{S} \\ y_{21b} = 3,1.10^{-5}\ \text{S} \\ y_{22b} = 1,6.10^{-2}\ \text{S}. \end{cases}$$

В табл. 7.1 са дадени зависимостите между $y$-параметрите и физическите параметри на транзисторите.

$y$-параметрите са удобни за изчисляване на високочестотни схеми. Едно от техните предимства се дължи на факта, че по дефиниция те съответстват на параметрите на електронните лампи. Това от своя страна доближава методиките за изчисляване на транзисторни и лампови схеми. Друго тяхно предимство е сравнително лесното им измерване, тъй като режим "късо съединение" лесно се реализира с подходящ кондензатор.

Параметърът $y_{21} = \dfrac{i_2}{u_1} = S$ се нарича *стръмност на транзистора* (вж. т. 6.4) и, както ще видим по-нататък, фигурира в редица формули. Както всички малосигнални параметри, така и стръмността зависи от работната точка (вж. фиг. 6.14).

При ориентировъчни изчисления можем да използуваме следната приблизителна формула за стръмността на маломощни транзистори при схема ОЕ:

$$y_{21e} \approx 30 I_{Cп} = 30\beta I_{Bп}. \qquad (7.9)$$

От тази зависимост следва важният извод, че при даден колекторен ток на покой всички маломощни биполярни транзистори имат практически една и съща стръмност. От формулата следва още, че стръмността зависи линейно от колекторния ток на покой и при маломощните транзистори без особена трудност може да бъде постигната стойност 100–500 mA/V, а при мощните тя може да бъде значително по-голяма. Нека припомним, че стръмността на електронните лампи рядко може да надвиши 5–10 mA/V.

Можем да намерим и статичния коефициент на усилване по напрежение на транзистора $\mu = \dfrac{y_{21}}{y_{22}}$. И понеже $y_{22} = \dfrac{1}{R_i}$, то $\mu = SR_i$. Като пример ще добавим, че транзисторът 2Т3511 при работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V при схема ОЕ има $\mu = 2000$.

## 7.6. *h*-ПАРАМЕТРИ

Ако измерваме променливите токове и напрежения в четириполюсника, като съответно даваме изхода накъсо, а входа оставяме отворен за променливата съставка, получаваме така наречените

$h$-параметри (смесени или хибридни параметри). Тези параметри имат различни размерности (на съпротивление, на проводимост, безразмерни) и именно затова се наричат хибридни (hybrida — на латински мелез, смесен).

Зависимостта на входното напрежение и изходния ток от входния ток и изходното напрежение се дава със следните две уравнения, в които фигурират четири коефициента, представляващи $h$-параметрите:

$$\begin{vmatrix} u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2 \\ i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2. \end{vmatrix} \qquad (7.10)$$

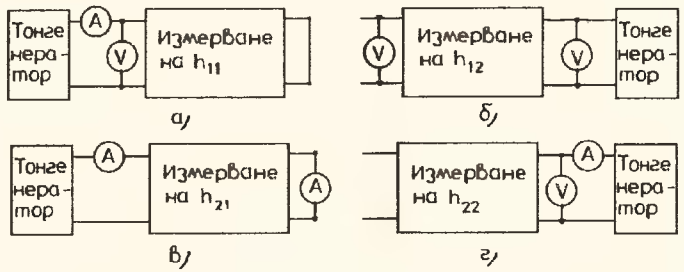
Значението на $h$-параметрите е следното:

$h_{11}$ — *входно съпротивление* при накъсо свързан изход (фиг. 7.6 *а*), т.е. $h_{11} = \dfrac{u_1}{i_1}$ при $u_2 = 0$;

$h_{12}$ — *коефициент на обратна връзка по напрежение* при отворен вход (фиг. 7.6 *б*), т.е. $h_{12} = \dfrac{u_1}{u_2}$ при $i_1 = 0$;

$h_{21}$ — *статичен коефициент на предаване по ток* при накъсо свързан изход (фиг. 7.6 *в*), т.е. $h_{21} = \dfrac{i_2}{i_1}$ при $u_2 = 0$;

$h_{22}$ — *изходна проводимост* при отворен вход (фиг. 7.6 *г*), т.е. $h_{22} = \dfrac{i_2}{u_2}$ при $i_1 = 0$.




Фиг. 7.6

Понастоящем системата $h$-параметри намира най-широко приложение в практиката при изчисляване на нискочестотни схеми. Дори много фирми и заводи — производители на транзистори, дават в своите каталози за нискочестотни транзистори именно техните $h$-параметри. Причината за това е, от една страна, не много трудното измерване на тези параметри, а от друга — удобните равенства (7.11) — вж. по-нататък.



Системата уравнения (7.10) може да се използува и при трите основни схеми на свързване (ОЕ, ОБ и ОК), обаче в трите случая стойностите на $h$-параметрите са различни и съответно се означават с трети допълнителен индекс. Например транзисторът 2Т3511 при работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V при схема ОЕ, ОБ и ОК съответно има следните параметри:

$$\text{ОЕ}\begin{cases} h_{11e} = 1500\ \Omega \\ h_{12e} = 3,2.10^{-4} \\ h_{21e} = 50 \\ h_{22e} = 2,7.10^{-5}\ \text{S}; \end{cases} \qquad \text{ОБ}\begin{cases} h_{11b} = 30\ \Omega \\ h_{12b} = 4,5.10^{-4} \\ h_{21b} = 0,98 \\ h_{22b} = 5,3.10^{-7}\ \text{S}; \end{cases}$$

$$\text{ОК}\begin{cases} h_{11c} = 1500\ \Omega \\ h_{12c} = 1 \\ h_{21c} = 51 \\ h_{22c} = 2,7.10^{-5}\ \text{S}. \end{cases}$$

Като сравним дадените определения за $h_{21e}$ и $h_{21b}$ с определенията за $\beta$ и $\alpha$, направени в т. 4.6 и 4.7, ще получим следните важни равенства:

$$h_{21e} = \beta \qquad h_{21b} = \alpha. \qquad (7.11)$$

Нека добавим, че при практически пресмятания параметърът $h_{11e}$ (входно съпротивление при схема ОЕ) може да бъде определен от зависимостите

$$h_{11e} \approx \frac{0,03}{I_{Bп}} = \frac{0,03\beta}{I_{Cп}}. \qquad (7.12)$$

Между физическите и $h$-параметрите на даден транзистор съществуват взаимни зависимости, посочени в табл. 7.1.

Както всички параметри, така и $h$-параметрите зависят от работната точка (т.е. от $I_{Cп}$ и от $U_{CE}$). Преизчисляването на техните стойности за друга работна точка може да стане лесно с помощта на номограмите от фиг. 7.7.

**Пример 7.2.** Транзисторът 2Т3512 при схема ОЕ и при $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V има: $h_{11e} = 2300\ \Omega$, $h_{12e} = 3,8.10^{-4}$, $h_{21e} = 80$, $h_{22e} = 4.10^{-5}$ S. Да се преизчислят тези параметри при $I_{Cп} = 0,5$ mA и $U_{CE} = 6$ V.

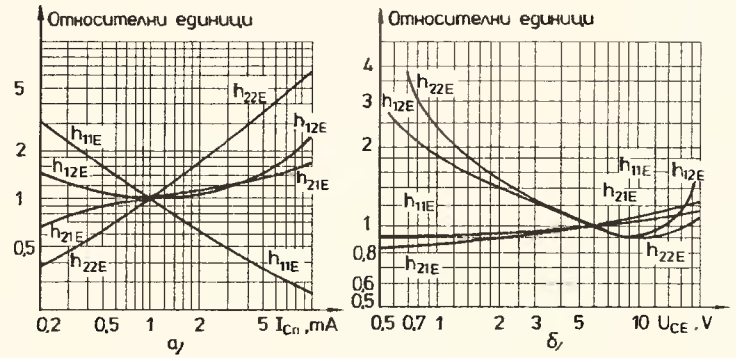
От първата номограма на фиг. 7.7 *а* намираме, че при $I_{Cп} = 0,5$ mA относителните единици са следните: 1,6, 1,1, 0,9 и 0,6. За новите параметри получаваме $h_{11e} = 2300.1,6 = 3700\ \Omega$, $h_{12e} = 3,8.10^{-4}.1,1 = 4,2.10^{-4}$. $h_{21e} = 80.0,9 = 72$, $h_{22e} = 4.10^{-5}.0,6 = 2,4.10^{-5}$ S.

**Пример 7.3.** Да се намерят $h$-параметрите на същия транзистор при $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 1$ V.

От втората номограма на фиг. 7.7 *б* отчитаме, че при $U_{CE} = 1$ V относителните единици са следните: 0,93; 1,8; 0,86 и 2,4. Тогава търсените параметри ще имат стойност: $h_{11e} = 2300.0,93 = 2100\ \Omega$, $h_{12e} = 3,8.10^{-4}.1,8 = 6,8.10^{-4}$, $h_{21e} = 80.0,85 = 68$, $h_{22e} = 4.10^{-5}.2,4 = 9,6.10^{-5}$ S.

Таблица 7.1

| | ОБ | ОЕ | ОК |
|---|---|---|---|
| $r_{11}$ | $r_e + r_b$ | $r_e + r_b$ | $r_c + r_b$ |
| $r_{12}$ | $r_b$ | $r_e$ | $r_c(1-\alpha)$ |
| $r_{21}$ | $\alpha r_c$ | $\alpha r_c$ | $r_c$ |
| $r_{22}$ | $r_c$ | $r_c(1-\alpha)$ | $r_c(1-\alpha)$ |
| $y_{11}$ | $\dfrac{1}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ | $\dfrac{1-\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ | $\dfrac{1-\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ |
| $y_{12}$ | $\dfrac{r_b}{[r_e + r_b(1-\alpha)]r_c}$ | $\dfrac{r_e}{[r_e + r_b(1-\alpha)]r_c}$ | $\dfrac{1-\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ |
| $y_{21}$ | $\dfrac{\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ | $\dfrac{\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ | $\dfrac{1-\alpha}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ |
| $y_{22}$ | $\dfrac{r_e + r_b}{[r_e + r_b(1-\alpha)]r_c}$ | $\dfrac{r_e + r_b}{[r_e + r_b(1-\alpha)]r_c}$ | $\dfrac{1}{r_e + r_b(1-\alpha)}$ |
| $h_{11}$ | $r_e + r_b(1-\alpha)$ | $r_b + \dfrac{r_e}{1-\alpha}$ | $r_b + \dfrac{r_e}{1-\alpha}$ |
| $h_{12}$ | $\dfrac{r_b}{r_c}$ | $\dfrac{r_e}{r_c(1-\alpha)}$ | $\approx 1$ |
| $h_{21}$ | $\alpha$ | $\dfrac{\alpha}{1-\alpha}$ | $\dfrac{1}{1-\alpha}$ |
| $h_{22}$ | $\dfrac{1}{r_c}$ | $\dfrac{1}{r_c(1-\alpha)}$ | $\dfrac{1}{r_c(1-\alpha)}$ |




Фиг. 7.7

$h$-параметрите при схеми ОБ, ОЕ и ОК са свързани помежду си. В табл. 7.2 са дадени зависимостите между $h$-параметрите при схеми ОБ, ОЕ и ОК. В същата таблица са посочени и връзките между физическите параметри и $h$-параметрите при схеми ОБ, ОЕ и ОК.

**Пример 7.4.** Да се намерят физическите параметри на транзистора 2Т3512 (вж. предния пример) при работна точка $I_{C0} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V.

Нека още веднъж напомним, че физическите параметри не зависят от



Таблица 7.2

| | ОБ | ОЕ | ОК |
|---|---|---|---|
| $h_{11b}$ | — | $\dfrac{h_{11e}}{1+h_{21e}}$ | $-\dfrac{h_{11c}}{h_{12c}}$ |
| $h_{12b}$ | — | $\dfrac{h_{11e}h_{22e}}{1+h_{21e}} - h_{12e}$ | $h_{12c} - 1 - \dfrac{h_{11c}h_{22c}}{h_{21c}}$ |
| $h_{21b}$ | — | $\dfrac{h_{21e}}{1+h_{21e}}$ | $\dfrac{1+h_{21c}}{h_{21c}}$ |
| $h_{22b}$ | — | $\dfrac{h_{22e}}{1+h_{21e}}$ | $\dfrac{h_{22c}}{h_{21c}}$ |
| $h_{11e}$ | $\dfrac{h_{11b}}{1+h_{21b}}$ | — | $h_{11c}$ |
| $h_{12e}$ | $\dfrac{h_{11b}h_{22b}}{1+h_{21b}} - h_{11b}$ | — | $1 - h_{12c}$ |
| $h_{21e}$ | $\dfrac{h_{21b}}{1+h_{21b}}$ | — | $(1 - h_{21c})$ |
| $h_{22e}$ | $\dfrac{h_{22b}}{1+h_{21b}}$ | — | $h_{22c}$ |
| $h_{11c}$ | $\dfrac{h_{11b}}{1+h_{21b}}$ | $h_{11e}$ | — |
| $h_{12c}$ | $\approx 1$ | $1 - h_{12e}$ | — |
| $h_{21c}$ | $\dfrac{1}{1+h_{21b}}$ | $1 + h_{21e}$ | — |
| $h_{22c}$ | $\dfrac{h_{22b}}{1+h_{21b}}$ | $h_{22e}$ | — |
| $r_e$ | $h_{11b}\dfrac{h_{12b}(1+h_{21b})}{h_{22b}}$ | $\dfrac{h_{12e}}{h_{22e}}$ | $\dfrac{1-h_{12c}}{h_{22c}}$ |
| $r_b$ | $\dfrac{h_{12b}}{h_{22b}}$ | $h_{11e} - \dfrac{h_{12e}(1+h_{21e})}{h_{22e}}$ | $h_{11c} + \dfrac{h_{21c}1-h_{11c}}{h_{22c}}$ |
| $r_c$ | $\dfrac{1-h_{12b}}{h_{22b}}$ | $\dfrac{1+h_{21e}}{h_{22e}}$ | $\dfrac{h_{21c}}{h_{22c}}$ |

схемата на включване. Като използуваме табл. 7.2, получаваме:

$$r_e = \frac{h_{12e}}{h_{22e}} = \frac{3,8.10^{-4}}{4,5.10^{-5}} = 8,5\ \Omega;$$

$$r_b = h_{11e} - \frac{h_{12e}(1+h_{21e})}{h_{22e}} = 2300 - \frac{3,8.10^{-4}(1+80)}{4,5.10^{-5}} = 1600\ \Omega;$$

$$r_c = \frac{1+h_{21e}}{h_{22e}} = \frac{1+80}{4,5.10^{-5}} = 1,8\ \text{M}\Omega.$$

## 7.7. $s$-ПАРАМЕТРИ

При работа на много високи честоти (например от 300 MHz до 10 GHz) $y$-параметрите не могат да се използуват. Една от причините за това са трудностите при измерването им, когато трябва

да се реализира режим на "късо съединение" на входа и изхода. Друга причина е, че при много високи честоти централно значение имат такива явления като съгласуване, резонанс, падащи и отразени вълни и др. Поради тези причини в СВЧ обхвата се използуват $s$-параметрите (от англ. дума scatter — разсейвам), които се наричат още параметри на разсейването или на съгласуването и представляват безразмерни комплексни числа.

Доказва се, че отразените напрежения $U_{01}$ и $U_{02}$ могат да се изразят чрез падащите[1] напрежения $U_{п1}$ и $U_{п2}$ посредством две уравнения, в които фигурират четири коефициента, представляващи $s$-параметрите:

$$\left| \begin{array}{l} U_{01} = s_{11}U_{п1} + s_{12}U_{п2} \\ U_{02} = s_{21}U_{п1} + s_{22}U_{п2}. \end{array} \right. \qquad (7.13)$$

Значението на $s$-параметрите е следното:

$s_{11}$ — *коефициент на отражение на входа* при съгласуване на изхода;

$s_{12}$ — *коефициент на обратно предаване* при съгласуване на входа;

$s_{21}$ — *коефициент на право предаване* при съгласуване на изхода;

$s_{22}$ — *коефициент на отражение на изхода* при съгласуване на входа.

Системата уравнения (7.13) е валидна и при трите основни схеми на свързване (ОЕ, ОБ, ОК), обаче в трите случая стойностите на $s$-параметрите са различни. В практиката най-често се използуват $s$-параметрите при схема ОБ, понеже тя има най-добри честотни свойства. Например свръхвисокочестотният транзистор TIL 187 при честота 5 GHz при схема ОБ има следните стойности на $s$-параметрите: $s_{11} = 0,5 + j1,4$; $s_{12} = 1 + j0,9$; $s_{21} = 0,15 + j0,4$; $s_{22} = 0,4 - j0,7$.

## 7.8. ЕКВИВАЛЕНТНИ СХЕМИ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

Теоретичният анализ на транзисторните схеми се извършва, като се прилагат законите на Ом и Кирхоф към веригите, в които е

[1] Понятията падащи и отразени напрежения са основни в теорията на дългите линии.



включен транзисторът. Обаче тези закони могат да се прилагат само ако веригите съдържат следните елементи: съпротивления $R$, капацитети $C$, индуктивности $L$ и генератори $E$. Ето защо при извършване на математически анализ всички детайли и елементи се представят чрез своята *еквивалентна схема*, която трябва да съдържа само съпротивления, капацитети, индуктивности и генератори, като те трябва да имат такива стойности и така да са свързани, че да отразяват електрическите свойства на детайлите и елементите.

Твърде важно е да се знае, че еквивалентните схеми на транзисторите най-често се съставят **само за променливите съставки.** Ето защо в тях не фигурират захранващите източници, а съпротивленията се отнасят само за променлив ток. Поради голямата сложност на явленията в транзистора неговата пълна еквивалентна схема е твърде сложна и неудобна за работа. Ето защо се съставят отделни еквивалентни схеми, които могат да се използуват за ниски, за средни и за високи честоти.

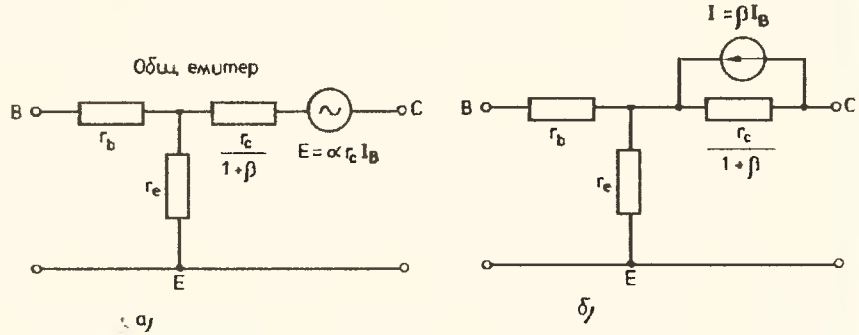
Еквивалентни схеми на транзистора за ниски (звукови) честоти са най-прости, тъй като в случая се пренебрегват както вътрешните капацитети, така и крайното време за преминаване на токоносителите през базата. По такъв начин тези еквивалентни схеми съдържат само активни съпротивления и някакъв *зависим генератор*, който именно отразява усилвателните свойства на транзистора. Еквивалентните схеми за средни честоти са по-сложни, защото съдържат и капацитети, а еквивалентните схеми за високи честоти съдържат и индуктивности.

В практиката най-често се използуват два вида еквивалентни схеми на транзистора — т.нар. *Т-образни* еквивалентни схеми и *П-образни* еквивалентни схеми. Като имаме предвид структурата на транзистора, логично е неговата еквивалентна схема за променлив ток да се състои от трите съпротивления $r_b$, $r_e$ и $r_c$ (фиг. 7.1 *б*). Такава еквивалентна схема обаче няма да отразява правилно свойствата на транзистора, защото е ясно, че както и да подберем $r_b$,$r_e$ и $r_c$, мощността в изхода няма да бъде по-голяма от тази във входа. За да отразим усилвателните свойства на транзистора, в еквивалентната схема очевидно трябва да фигурира и някакъв генератор, зависим от входния сигнал.

На фиг. 7.8 *а* е показана Т-образна еквивалентна схема на транзистора за променлив ток при ниски честоти, когато той е свързан по схема ОЕ. Генераторът $E$ се нарича *зависим генератор на напрежение*, защото неговото е.д.н. $E = \alpha r_c I_B$, т.е. то зависи от входния ток. Това означава, че при по-голям входен ток $I_B$ амплитудата на този генератор е по-голяма, и обратно.

При анализа на схемите трябва да се помни, че вътрешното съпротивление на всеки генератор на напрежение е нула.

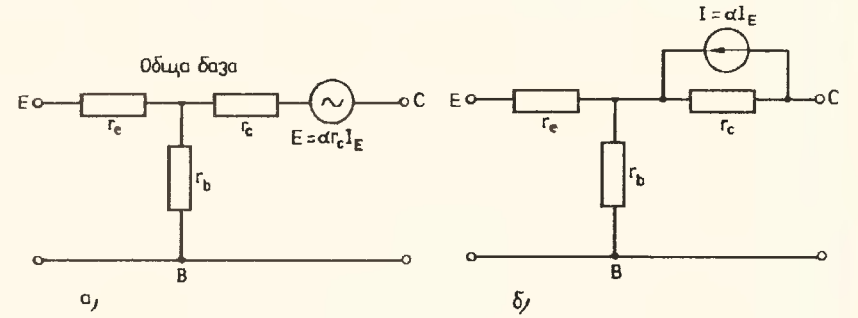
На фиг. 7.8 *б* е показана същата Т-образна еквивалентна схема на транзистора при свързване ОЕ, но тук генераторът на напрежение е заменен със зависим генератор на ток. Това е един условен генератор с безкрайно голямо вътрешно съпротивление,




Фиг. 7.8

който създава в колекторната верига ток със стойност $I = \beta I_B$, т.е. големината на този ток зависи от големината на входния базов ток. Обръщаме внимание, че и при двете схеми на фиг. 7.8 изходното съпротивление е $1 + \beta$ пъти по-малко от $r_c$.

На фиг. 7.9 *а* е показана Т-образна еквивалентна схема на транзистора за променлив ток при ниски честоти, когато той е свързан по схема ОБ. Тук в изходната верига е включен зависим генератор на напрежение с е.д.н. $E = \alpha r_c I_E$. На фиг. 7.9 *б* е показана същата Т-образна схема, но в нея фигурира зависим генератор на ток $I = \alpha I_E$. Обръщаме внимание, че и при двете схеми на фиг. 7.9 изходното съпротивление е равно на $r_c$, което съответ-



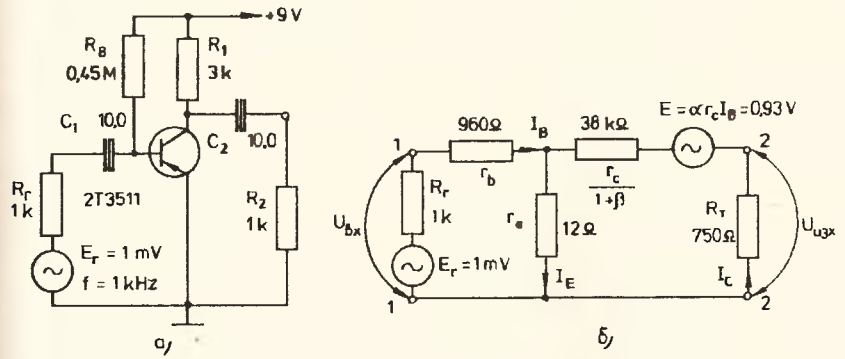

Фиг. 7.9

ствува на факта, че схемата ОБ има $1+\beta$ пъти по-голямо изходно съпротивление от това на схемата ОЕ (вж. табл. 8.5).

Нека с един пример покажем как се използува Т-образната еквивалентна схема.



**Пример 7.5.** На фиг. 7.10 *а* е показана схема, при която транзисторът 2Т3511 се намира в усилвателен режим клас А с работна точка $I_{C\text{п}} = 1$ mA, $U_{CE} = 6$ V. На входа на схемата действува генератор с вътрешно съпротивление $R_\text{г} = 1$ kΩ и амплитуда на променливото напрежение




Фиг. 7.10

$E_\text{г} = 1$ mV. Да се намери коефициентът на усилване по напрежение на стъпалото $K_u = \dfrac{U_{\text{изх}}}{U_{\text{вх}}}$, ако входното съпротивление на следващото стъпало за променлив ток е $R_2 = 1$ kΩ.

При дадена работна точка физическите параметри на транзистора 2Т3511 (вж. т.7.2) са: $r_e = 12$ Ω, $r_b = 960$ Ω, $r_c = 1,9$ MΩ и $\alpha = 0,98$. Въз основа на тези параметри съставяме еквивалентната схема (фиг. 7.10 *б*). Амплитудата на базовия ток има стойност

$$I_B \approx \frac{E_\text{г}}{R_\text{г} + r_b + r_e} = \frac{1.10^{-3}}{1.10^3 + 960 + 12} = 0,5.10^{-6} \text{ A},$$

а входното напрежение има амплитуда

$$U_{\text{вх}} = I_B(r_b + r_e) = 0,5.10^{-6}(960 + 12) \approx 0,5.10^{-3} \text{ V}.$$

Напрежението на еквивалентния зависим генератор ще има амплитуда

$$E = \alpha r_c I_B = 0,98.1,9.10^6.0,5.10^{-6} = 0,93 \text{ V}.$$

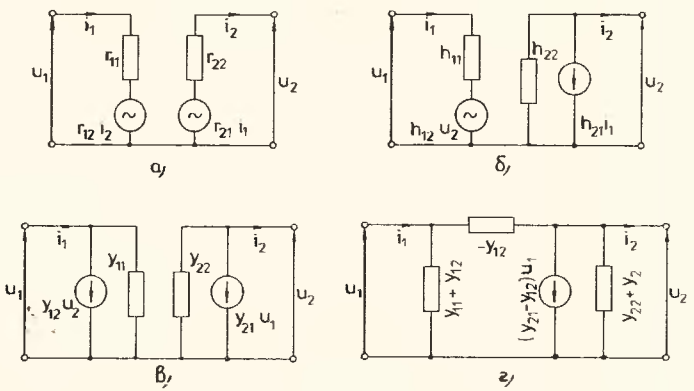
Еквивалентното товарно съпротивление на транзистора е $R_\text{т} = 750$ Ω, защото е получено от паралелно свързаните $R_1 = 3$ kΩ и $R_2 = 1$ kΩ (за променлив ток). Изходното напрежение ще има амплитуда

$$U_{\text{изх}} = \frac{E}{r_e + r_c(1-\alpha) + R_\text{т}} R_\text{т} = \frac{0,93}{12 + 1,9.10^6(1-0,98) + 750}.750 = 1,8.10^{-2} \text{ V}.$$

За коефициента на усилване на стъпалото ще се получи

$$K_u = \frac{U_{\text{изх}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{1,8.10^{-2}}{0,5.10^{-3}} = 36.$$

Еквивалентни схеми могат да се съставят, като се използуват уравненията за четириполюсните параметри. На фиг. 7.11 *а* е дадена еквивалентна схема, построена въз основа на $r$-параметрите (вж. формула 7.7). В нея входното напрежение $u_1$ е сума от пада




Фиг. 7.11

на напрежение $r_{11}i_1$ и напрежението на генератора $r_{12}i_2$, а изходното напрежение $u_2$ е сума от напрежението на генератора $r_{21}i_1$ и пада на напрежение $r_{22}i_2$. По същия начин, като се изхожда от уравненията за $h$-параметрите и $y$-параметрите, могат да се съставят еквивалентните схеми, дадени на фиг. 7.11 *б* и *в*.

На фиг. 7.11 *г* е дадена П-образна еквивалентна схема на транзистора, изразена чрез неговите $y$-параметри. Тя се използува предимно при високи честоти (където $y$-параметрите са комплексни величини) и има това удобство, че предлага методи за изчисление на транзисторните схеми, почти идентични с методите при ламповите схеми.

## 7.9. ГРАФИЧНО ОПРЕДЕЛЯНЕ НА $h$-ПАРАМЕТРИТЕ

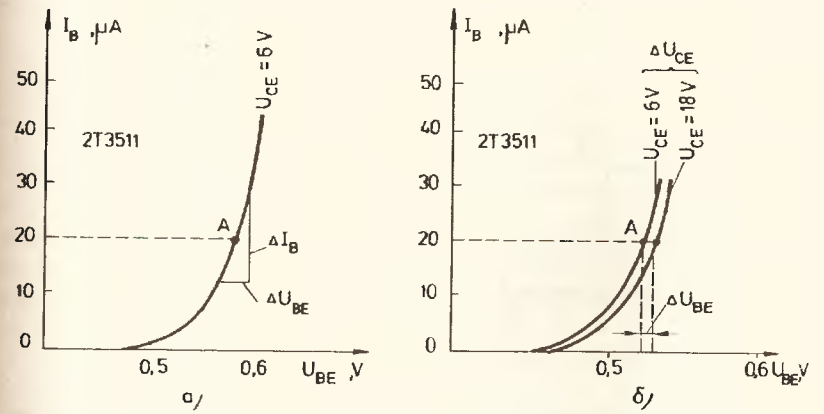
Както вече се подчерта, при изчисляване на нискочестотни транзисторни схеми най-често се използуват $h$-параметрите. Когато техните стойности не са дадени в справочниците, те могат да бъдат определени по графичен начин, като се използуват статичните характеристики на транзисторите. (Тези характеристики могат лесно да се снемат чрез схемите, дадени на фиг. 5.2 и 5.7.) Определените по графичен начин $h$-параметри не са съвсем точни и са подходящи за ориентировъчни изчисления.

Обръщаме внимание, че както всички малосигнални параметри така и $h$-параметрите зависят от избраната работна точка ($I_{Cп}$, $U_{CE}$, $I_{Bп}$). В следващите примери ще търсим $h$-параметрите на



транзистора 2Т3511 при работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 6$ V. Понеже този транзистор има $\beta = 50$, за работната точка върху входната характеристика ще имаме $I_{Bп} = \dfrac{I_{Cп}}{\beta} = 20\ \mu$A.

***Определяне на $h_{11e}$.*** Както знаем (вж. т. 7.6), параметърът $h_{11e}$ е входното съпротивление на транзистора за променлив ток при схема ОЕ. Геометрически то е свързано с наклона на допирателната към входната характеристика в работната точка (вж. формула 3.2). Количествено входното съпротивление $h_{11e} = \dfrac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B}$ при $U_{CE} = \text{const}$. На фиг. 7.12*а* е дадена входната характеристика на транзистора 2Т3511 при $U_{CE} = 6$ V. В работната точка $A$ построяваме правоъгълен триъгълник с хи-




Фиг. 7.12

потенуза, допирателна към характеристиката, и произволни, но не много големи катети, след което отчитаме: $\Delta U_{BE} = 0{,}025$ V, $\Delta I_B = 18\ \mu\text{A} = 18.10^{-6}$ A. Оттук за параметъра $h_{11e}$ ще получим

$$h_{11e} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} = \frac{0{,}025}{18.10^{-6}} = 1400\ \Omega.$$

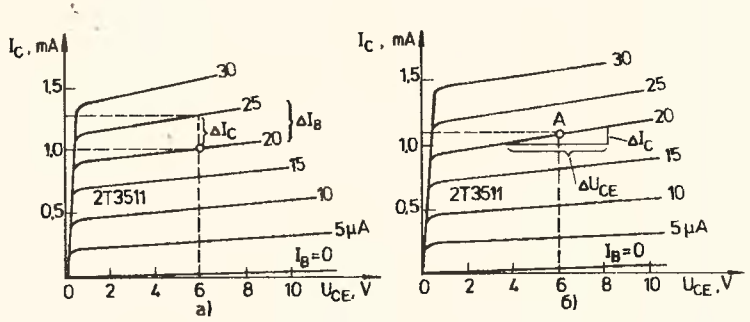
***Определяне на $h_{12e}$.*** Това е коефициентът на обратна връзка по напрежение. Той показва влиянието на изходното напрежение върху входното напрежение на транзистора и е малко число. Геометрически параметърът $h_{12e}$ представлява отместването на входната характеристика надясно при нарастване на колекторното напрежение с един волт (фиг. 7.12 *б*) при условие, че $I_B = \text{const}$. Големината на този коефициент $h_{12e} = \dfrac{\Delta U_{BE}}{\Delta U_{CE}}$ при $I_B = \text{const}$. За намиране на $h_{12e}$ е необходимо да имаме както входната характеристика при $U_{CE} = 6$ V, така и още една входна характеристика,

снета при някакво друго по-високо колекторно напрежение — в случая $U_{CE} = 18$ V. Отчитаме $\Delta U_{CE} = 18 - 6 = 12$ V, $\Delta U_{BE} = 0{,}005$ V. Оттук за параметъра $h_{12e}$ ще получим

$$h_{12e} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta U_{CE}} = \frac{0{,}005}{12} = 4.10^{-4}.$$

***Определяне на $h_{21e}$.*** Както е известно, това е статичният коефициент на предаване по ток $\beta$. Параметърът $h_{21e} = \dfrac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$ при $U_{CE} = \text{const}$. На фиг.7.13*а* е дадено семейство изходни характеристики на транзистора 2T3511. От тях отчитаме, че при $U_{CE} = 6$ V на нарастване $\Delta I_B = 5\ \mu$A съответствува нарастване на колекторния ток $\Delta I_C = 0{,}25$ mA. Оттук за параметъра $h_{21e}$ намираме

$$h_{21e} = \beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{0{,}25.10^{-3}}{5.10^{-6}} = 50.$$




Фиг. 7.13

***Определяне на $h_{22e}$.*** Това е изходната проводимост на транзистора на променлив ток при схема ОЕ, т.е. $h_{22e} = 1/R_i$. Геометрически тя е свързана с наклона на изходните характеристики. Колкото те са по-хоризонтални, толкова изходната проводимост е по-малка (а изходното съпротивление е по-голямо). Изходната проводимост е $h_{22e} = \dfrac{\Delta I_C}{\Delta U_{CE}}$ при $I_B = \text{const}$. На фиг. 7.13 *б* е показано семейство изходни характеристики на транзистора 2T3511. В работната точка $A$ построяваме правоъгълен триъгълник с хипотенуза, допирателна на характеристиката, и произволни, но не много големи катети, след което отчитаме: $\Delta I_C = 0{,}1$ mA, $\Delta U_{CE} = 4$ V. Оттук за изходната проводимост намираме

$$h_{22e} = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CE}} = \frac{0{,}1.10^{-3}}{4} = 2{,}5.10^{-5}\ \text{S}.$$

Ако сравним получените резултати с истинските стойности на $h$-параметрите, дадени в т.7.6, ще видим, че разликите не надвишават 20%, което е приемливо при ориентировъчни изчисления.



# 8

# ДИНАМИЧНИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

## 8.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Реалните транзисторни схеми се състоят най-често от няколко стъпала, свързани помежду си. При това положение усилвателните свойства на всеки транзистор **зависят както от предното стъпало** (което е генератор с напрежение $u_г$ и вътрешно съпротивление $R_i$), **така и от следващото стъпало** (което представлява товар с променливотоково съпротивление $R_т$).

Втора особеност на реалните схеми е тази, че при тях транзисторите най-често работят в *динамичен* режим, т.е. в колекторната им верига е включен товарен резистор $R_т$. Ето защо при подаване на входно напрежение и входен ток имаме съответно изменение не само на изходния ток, но и на изходното напрежение.

При това положение работата на транзистора се характеризира с неговите *динамични параметри*, които се отнасят за *променливотоковите* съставки. Най-важните динамични параметри са: входно съпротивление, изходно съпротивление, коефициент на усилване по ток, коефициент на усилване по напрежение и коефициент на усилване по мощност.

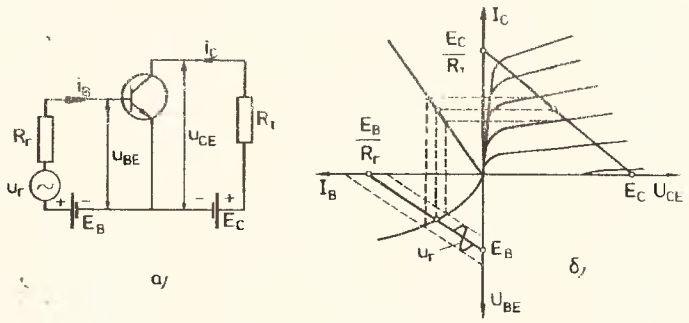
При анализиране на динамичния режим транзисторът се разглежда като четириполюсник, на входа на който действува генератор с напрежение $u_г = U_г \sin\omega t$ и вътрешно съпротивление $R_i = R_г$, а на изхода му е включен товарен резистор със съпротивление по променлив ток $R_т$ (фиг. 8.1*а*). При това на транзистора е осигурен подходящ постояннотоков режим. Специално внимание обръщаме върху това, че за **променливите съставки на тока източниците $E_B$ и $E_C$ представляват късо съединение.** В реалните схеми това е така, понеже всички източници и токоизправители се шунтират от кондензатор с голям капацитет.

Тук ще разгледаме усилвателните свойства на транзистора при ниски честоти, когато четириполюсните параметри са реални величини. Освен това **променливите токове и напрежения ще бележим с малки букви, а постоянните — с големи.** Въз основа на това, като се изхожда от фиг. 8.1, могат да се напишат следните зависимости:

$$\begin{aligned} u_{CE} &= E_C - i_C R_т \\ u_{BE} &= E_B + u_г - i_B R_г. \end{aligned} \qquad (8.1)$$

Първото уравнение изразява *товарната права*, която се чертае

в полето на изходните характеристики (фиг. 8.1 *б*) и пресича абсцисната и ординатната ос съответно в точки с координати ($E_C$, 0) и (0, $\frac{E_C}{R_т}$). Второто уравнение изразява *генераторната права*, която се чертае в полето на входните характеристики и пресича




Фиг. 8.1

абсцисната и ординатната ос в трети квадрант съответно в точки ($E_B$, 0) и (0, $\frac{E_B}{R_г}$). При наличност на входен сигнал генераторната права се движи успоредно на себе си, като отклоненията ѝ са равни на амплитудата на генераторното напрежение. Графичните зависимости, показани на фиг. 8.1 *б*, представляват основата за графично изчисление на транзисторни стъпала, тъй като от тях могат да се получат почти всички най-важни величини.

Доказва се, че динамичните параметри на транзистора при ниски честоти могат да бъдат изчислени с помощта на следните формули:

$$R_{вх} = \frac{h_{11} + R_т\Delta}{1 + h_{22}R_т} = \frac{\Delta + r_{11}R_г}{r_{22} + R_т} = \frac{1 + y_{22}R_г}{y_{11} + R_т\Delta};$$

$$R_{изх} = \frac{h_{11} + R_г}{\Delta + h_{22}R_т} = \frac{\Delta + r_{22}R_г}{r_{11} + R_г} = \frac{1 + y_{11}R_г}{y_{22} + R_г\Delta};$$

$$K_u = \frac{-h_{21}R_т}{h_{11} + R_т\Delta} = \frac{r_{21}R_т}{\Delta + r_{11}R_т} = \frac{-y_{21}R_т}{1 + y_{22}R_т}; \qquad (8.2)$$

$$K_i = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_т} = \frac{-r_{21}}{r_{22} + r_т} = \frac{y_{21}}{y_{11} + R_т\Delta};$$

$$K_p = K_u K_i.$$

Величината $\Delta$ в различните формули има различна стойност, а именно:

— при $h$-параметри $\Delta = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$;

— при $r$-параметри $\Delta = r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21}$;



— при $y$-параметри $\Delta = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$.

От тези формули се вижда, че само изходното съпротивление $R_{изх}$ зависи от вътрешното съпротивление $R_г$ на генератора, а всички останали параметри зависят от товарното съпротивление $R_т$.

Формули (8.2) са много удобни, защото са валидни и при трите основни схеми — ОЕ, ОБ и ОК. Когато ги използуваме обаче, в тях трябва да заместваме съответните за разглежданата схема четириполюсни параметри.

Например, за да получим динамичните параметри при схема ОЕ, във формулите трябва да заместим параметрите при схема ОЕ и т.н.

Тук обръщаме внимание върху нещо важно. В тази глава, за да можем да сравняваме особеностите на трите основни схеми (ОЕ, ОБ, ОК), **при всички параметри ще използуваме един и същи типов транзистор.** Избираме такъв транзистор, който по своите параметри заема средно място между маломощните транзистори. Такъв транзистор е 2Т3511, като подбраният екземпляр нека има $\beta = 45$. Поставяме го да работи при постояннотоков режим, който често се среща в практиката, а именно: $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V. В примерите ще използуваме само $h$-параметрите, които при ниски честоти имат най-голямо приложение. При този режим типовият транзистор има следните $h$-параметри:

$$\text{ОЕ}\begin{cases} h_{11e} = 1400\ \Omega \\ h_{12e} = 4,5.10^{-4} \\ h_{21e} = 45 \\ h_{22e} = 4.10^{-5}\ \text{S} \\ \Delta_e = 3,6.10^{-2}; \end{cases} \quad \text{ОБ}\begin{cases} h_{11b} = 30\ \Omega \\ h_{12b} = 7.10^{-4} \\ h_{21b} = 0,98 \\ h_{22b} = 8.10^{-7}\ \text{S} \\ \Delta_b = 7,1.10^{-4} \end{cases} \quad \text{ОК}\begin{cases} h_{11c} = 1400\ \Omega \\ h_{12c} = 1 \\ h_{21c} = 46 \\ h_{22c} = 4.10^{-5}\ \text{S} \\ \Delta_c = 46. \end{cases}$$

## 8.2. ДИНАМИЧНИ ПАРАМЕТРИ ПРИ СХЕМА ОЕ

Когато транзисторът е свързан по схема ОЕ, той се характеризира със следните особености: средно голямо входно съпротивление, не много голямо изходно съпротивление, значителни коефициенти на усилване по напрежение и ток и голям коефициент на усилване по мощност.

***Входно съпротивление.*** От формула (8.2) се вижда, че когато товарното съпротивление е много малко ($R_т \to 0$) входното динамично съпротивление на транзистора при схема ОЕ е равно на $h_{11e}$.

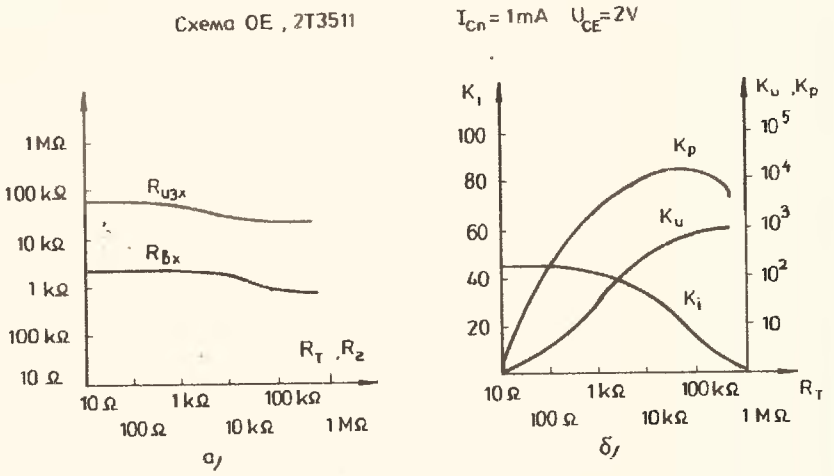
При типовия транзистор $R_{вх} = h_{11e} = 1400\ \Omega$.

При увеличаване на товарното съпротивление до около 10 kΩ (фиг. 8.2 *а*) входното съпротивление на транзистора при схема ОЕ почти не се променя и в този случай можем да ползуваме

приблизителната формула

$$R_{вх} \approx h_{11e}. \qquad (8.3)$$

Ако товарното съпротивление е по-голямо от 10 kΩ, за намиране на $R_{вх}$ трябва да ползуваме точната формула (8.2). Когато




Фиг. 8.2

$R_т \to \infty$, $R_{вх} \to \dfrac{\Delta_e}{h_{22e}}$. При типовия транзистор $R_{вх} = \dfrac{\Delta_e}{h_{22e}} = \dfrac{3,6.10^{-2}}{4.10^{-5}} = 900\ \Omega$.

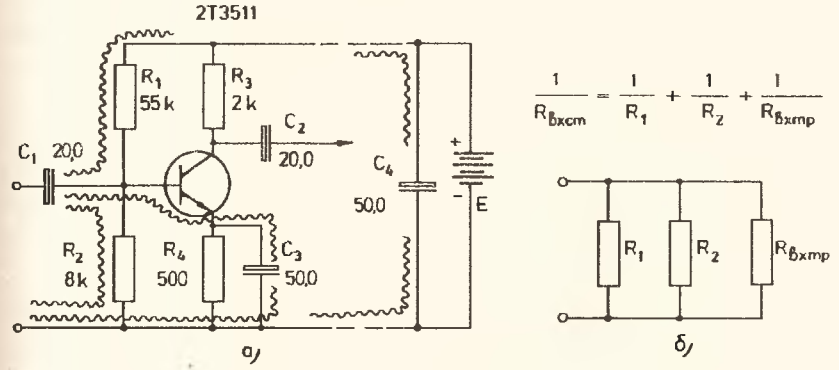
Понеже $h$-параметрите зависят от избраната работна точка, ясно е, че входното съпротивление на транзистора ще зависи също от работната точка. В табл. 8.1 са посочени данни за входното динамично съпротивление на транзистора 2Т3511 при различен колекторен ток на покой, ако $U_{CE} = 2$ V и $R_т = 1$ kΩ. От резултатите се вижда, че входното динамично съпротивление на транзистора зависи от избраната работна точка, като с увеличаване на $I_{Cп}$ то намалява. В практиката най-често се работи при такива режими, при които входното съпротивление на транзисторите е от порядъка на 500–3000 Ω.

**Таблица 8.1**

| $I_{Cп}$, mA | 0,5 | 1 | 2 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| $R_{вх}$, Ω | 2200 | 1400 | 850 | 500 |



Обръщаме внимание, че входното съпротивление по променлив ток на *транзистора* не бива да се смесва с входното съпротивление по променлив ток *на стъпалото.*




Фиг. 8.3

Нека разгледаме по-подробно какво представлява входното съпротивление по променлив ток на едно стъпало. На фиг. 8.3 *а* е показано $RC$-усилвателно стъпало, като с вълнообразни линии е посочен пътят на входния променлив ток. Виждаме, че входното съпротивление по променлив ток се определя не само от входното съпротивление на транзистора $R_{вх.тр}$, но и от съпротивленията на резисторите $R_1$ и $R_2$ на делителя. Необходимо е да се напомни, че за променливия ток "плюсът" и "минусът" на дадена схема са свързани накъсо чрез кондензатора $C_4$, шунтиращ източника. Въз основа на това на фиг. 8.3 *б* е показана еквивалентна схема по променлив ток на входа на стъпалото, като кондензаторите $C_1$ и $C_2$ са пренебрегнати поради много малкото им съпротивление за променлив ток. (Така например при $f = 1$ kHz и $C = 20$ μF, $x_C = 8\ \Omega$.) На същата фигура е дадена и формулата за намиране на входното съпротивление по променлив ток на едно $RC$-стъпало.

**Пример 8.1.** Да се намери входното съпротивление по променлив ток на стъпалото от фиг. 8.3 *а*, ако входното съпротивление на транзистора е $R_{вх} = 1500\ \Omega$.

Заместваме

$$\frac{1}{R_{вх\ ст}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{вх}} = \frac{1}{55.10^3} + \frac{1}{8.10^3} + \frac{1}{1,5.10^3} = \frac{532}{650.10^3}.$$

Оттук намираме $R_{вх\ ст} = 1200\ \Omega$.

***Изходно съпротивление.*** От (8.2) се вижда, че ако генераторът е с много малко вътрешно съпротивление (т.е. $R_т \to 0$), изходното динамично съпротивление на транзистора при схема ОЕ

е равно на $\frac{h_{11e}}{\Delta_e}$. При типовия транзистор $R_{изх} = \frac{h_{11e}}{\Delta_e} = \frac{1400}{3,6.10^{-2}} =$ $= 40$ kΩ.

При увеличаване на вътрешното съпротивление на генератора изходното съпротивление постепенно намалява (вж. фиг. 8.2 *а*), като достига до $\frac{1}{h_{22e}}$. При типовия транзистор $R_{изх} = \frac{1}{h_{22e}} =$ $= \frac{1}{4.10^{-5}} = 25$ kΩ.

Понеже $h$-параметрите зависят от избраната работна точка, ясно е, че изходното съпротивление на транзистора също ще зависи от работната точка. В табл.8.2 са посочени данни за изходното динамично съпротивление на транзистора 2T3511 при различен колекторен ток на покой, ако $U_{CE} = 2$ V и $R_г = 5$ kΩ. Виждаме, че при увеличаване на колекторния ток на покой изходното съпротивление на транзистора намалява бързо.

**Таблица 8.2**

| $I_{Cп}$, mA | 0,5 | 1 | 2 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| $R_{изх}$, Ω | 45000 | 28000 | 16000 | 8000 |

От разгледания пример става ясно, че изходното съпротивление на транзистора по променлив ток зависи както от предното стъпало, така и от избора на работната точка. В практическите схеми изходното съпротивление на транзисторите при схема ОЕ най-често е от 20 до 50 kΩ.

***Коефициент на усилване по ток.*** От (8.2) се вижда, че ако товарното съпротивление е много малко ($R_т \to 0$), динамичният коефициент на усилване по ток $K_i$ става равен на статичния коефициент на усилване по ток при схема ОЕ, т.е. $K_i = h_{21e} = \beta$. При типовия транзистор $K_i = h_{21e} = 45$.

При увеличаване на товарното съпротивление до 10 kΩ (фиг. 8.2 *б*) динамичният коефициент на усилване по ток сравнително слабо намалява и в този случай можем да ползуваме приблизителната формула

$$K_i \approx h_{21e} = \beta. \qquad (8.4)$$

Ако товарното съпротивление по променлив ток е по-голямо от 10 kΩ, $K_i$ трябва да се изчислява с помощта на (8.2). Така например, ако при типовия транзистор ($I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V) товарното съпротивление е 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, за коефициента на усилване по ток $K_i$ ще получим съответно 45, 43, 32 и 15 (вж. фиг. 8.2 *б*).

Коефициентът на усилване по ток $K_i$ зависи от избраната работна точка. Това може да се види от фиг. 7.4, като се проследи



изменението $h_{21e}$ от $I_{Cп}$ и $U_{CE}$. Така например за типовия транзистор 2T3511 зависимостта на $K_i$ от колекторния ток на покой (при $U_{CE} = 2$ V и $I_{Cп} = 1$ mA) е дадена в табл.8.3. Става ясно, че динамичният коефициент на усилване по ток при схема ОЕ зависи както от товарното съпротивление по променлив ток, така и от избраната работна точка.

**Таблица 8.3**

| $I_{Cп}$, mA | 0,5 | 1 | 2 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| $K_i$ | 41 | 45 | 50 | 58 |

В практическите схеми коефициентът на усилване по ток най-често е от порядъка 20–150.

***Коефициент на усилване по напрежение.*** От фиг. 8.1 *а* се вижда, че ако товарното съпротивление е много малко, напрежението в двата му края ще клони към нула и динамичният коефициент на усилване по напрежение $K_u = \frac{U_2}{U_1}$ също ще клони към нула. При увеличаване на товарното съпротивление напрежението $U_{R_т}$ ще нараства, поради което ще нараства и $K_u$ (разбира се, при условие, че $I_{Cп}$ се поддържа постоянен — например 1 mA, което означава съответно увеличаване на напрежението на източника). Ако при типовия транзистор товарното съпротивление е 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, за коефициента на усилване по напрежение $K_u$, като използуваме (8.2), ще получим съответно $K_u = -3,2; -31; -250; -900$ (фиг.8.2*б*). Получените стойности за $K_u$ са отрицателни, защото входното и изходното напрежение са дефазирани на 180°. Ако $R_г \to \infty$, $K_u \to \mu = \frac{h_{21e}}{\Delta_e}$. За типовия транзистор $K_u = -\frac{h_{21e}}{\Delta_e} = -\frac{45}{3,6.10^{-2}} = -1250$.

Примерът показва, че динамичният коефициент на усилване по напрежение е толкова по-голям, колкото е по-голямо товарното съпротивление за променлив ток.

Динамичният коефициент на усилване по напрежение зависи от колекторния ток на покой. Това добре се вижда от табл.8.4, където е показана зависимостта на $K_u$ от $I_{Cп}$ при транзистора 2T3511 ($U_{CE} = 2$ V и $R_Т = 1$ kΩ). От таблицата става ясно, че динамичният коефициент на усилване по напрежение е толкова по-голям, колкото е по-голям колекторният ток на покой.

Когато товарното съпротивление по променлив ток не надвишава 10 kΩ, коефициентът на усилване по напрежение може да се

Таблица 8.4

| $I_{Cп}$, mA | 0,5 | 1 | 2 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| $K_u$ | -19 | -31 | -56 | -99 |

намери чрез приблизителната формула

$$K_u \approx \frac{h_{21e}}{h_{11e}} R_т = \frac{\beta}{h_{11e}} R_т. \qquad (8.5)$$

От уравнения (7.8) и (7.10) може да се докаже, че $\frac{h_{21e}}{h_{11e}} = y_{21e}$. Така получаваме още една формула за коефициента на усилване по напрежение:

$$K_u \approx y_{21e} R_т. \qquad (8.6)$$

Изясни́хме (вж. формула 7.9), че при даден колекторен ток всички маломощни транзистори имат практически една и съща стръмност. Така например при $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V транзисторите 2Т3511, 2Т3512, П13, П14, П15 и т.н. имат стръмност около 30–33 mA/V. Тогава от (8.6) следва, че при даден колекторен ток на покой и при дадено товарно съпротивление всички маломощни транзистори са практически равностойни като усилватели на напрежение.

Тук възниква въпросът: защо все пак се стремим да използуваме транзистори с по-голям коефициент $\beta$? От (7.12) следва, че при даден колекторен ток на покой транзисторите с по-голямо $\beta$ имат по-голямо входно съпротивление, а при многостъпалните усилватели $R_т$ се определя практически от входното съпротивление на следващото стъпало. Така че при многостъпални усилватели, ако употребените транзистори са с голямо $\beta$, товарното съпротивление на всеки транзистор ще бъде по-голямо, отколкото ако бяха употребени транзистори с малко $\beta$, в резултат на което усилването по напрежение на стъпалото също ще бъде по-голямо. Ето защо стъпала с транзистори с голямо $\beta$ са не само по-добри усилватели по ток, но и по напрежение (съответно по мощност).

***Коефициент на усилване по мощност.*** Най-меродавният показател на усилвателните качества на едно транзисторно стъпало е неговият коефициент на усилване по мощност $K_p = \frac{P_{изх}}{P_{вх}}$. Той представлява отношението на променливотоковата мощност, отделена в товарното съпротивление, към променливотоковата мощност, подадена във входната верига на транзистора.

Нека в една конкретна схема (например фиг. 8.1 *а*) започнем да намаляваме товарното съпротивление. При това положение изходното напрежение също ще намалява и мощността $P = UI$, отделена в $R_т$, ще намалява.



Нека за една конкретна схема (например 8.1 *а*) да приемем, че $R_т = 0$ (късо съединение). Напрежението върху $R_т$ също е нула и следователно $P = UI = 0$, т.е. не се отдава мощност. Ако разгледаме другия граничен случай $R_т = \infty$ (прекъсната верига), токът през $R_т$ е нула и $P = UI = 0$, т.е. също не се отдава мощност.

Доказва се, че транзисторът отдава максимална мощност в $R_т$ тогава, когато товарното съпротивление е равно на динамичното изходно съпротивление на транзистора, т.е. когато има ***съгласуване.***

Както знаем обаче (вж. формула 8.2), изходното съпротивление на транзистора зависи от съпротивлението на захранващия генератор, т.е. от предното стъпало. Следователно, за да можем да съгласуваме изхода на транзистора, трябва да е известен генераторът на неговия вход.

От това следва, че максимален коефициент на усилване по мощност $K_{p\max}$ ще се получи в случая, когато имаме ***пълно съгласуване*** както на изхода, така и на входа.

Доказва се, че при пълно съгласуване съпротивленията на генератора и на товара трябва да имат следните стойности:

$$\begin{aligned} R_{0г} &= \sqrt{\frac{h_{11}\Delta}{h_{22}}}, \\ R_{0т} &= \sqrt{\frac{h_{11}}{h_{22}\Delta}}. \end{aligned} \qquad (8.7)$$

Тези формули са валидни и при трите основни схеми (ОЕ, ОБ, ОК), като за целта трябва да се заместят съответните параметри.

Стойностите на съпротивленията $R_{0г}$ и $R_{0т}$, получени по формула (8.7), се наричат ***характеристично съпротивление на генератора*** и ***характеристично съпротивление на товара.***

Коефициентът на усилване по мощност при пълно съгласуване се дава с формулата

$$K_{p\max} = \frac{h_{21}^2}{(\sqrt{\Delta} + \sqrt{h_{11}h_{22}})^2}. \qquad (8.8)$$

Тази формула също е валидна и за трите основни схеми (ОЕ, ОБ, ОК), като за целта трябва да се заместят съответните параметри.

Формула (8.8) е удобна за сравняване на усилвателните свойства на различните транзистори, защото в нея фигурират само четириполюсните параметри на транзистора. От тази формула се вижда, че усилвателните качества на даден транзистор са толкова по-добри, колкото по-голяма стойност има параметърът $h_{21}$ (т.е. $\alpha$ и $\beta$).

**Пример 8.2.** Да се намерят стойностите на характеристичното съпротивление на генератора и на товара на транзистора 2Т3511 при схема

ОЕ ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V). Да се изчисли максималният коефициент на усилване по мощност при пълно съгласуване.

Заместваме в (8.7):

$$R_{0г} = \sqrt{\frac{h_{11e}}{h_{22e}}\Delta_e} = \sqrt{\frac{1400}{4.10^{-5}}.3,6.10^{-2}} = 1100\ \Omega;$$

$$R_{0т} = \sqrt{\frac{h_{11e}}{h_{22e}\Delta_e e}} = \sqrt{\frac{1400}{4.10^{-5}.3,6.10^{-2}}} = 32\ \text{k}\Omega.$$

За коефициента на усилване по мощност при пълно съгласуване получаваме

$$K_{pmax} = \frac{h_{21}^2}{(\sqrt{\Delta_e} + \sqrt{h_{11e}h_{22e}})^2} = \frac{45^2}{(\sqrt{3,6.10^{-2}} + \sqrt{1400.4.10^{-5}})^2} = 13\ 500.$$

В практиката невинаги е възможно транзисторът да работи в режим на пълно съгласуване. В такъв случай усилването по мощност не е толкова голямо.

**Пример 8.3.** Да се намери коефициентът на усилване по мощност на транзистора 2Т3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V) при различни товарни съпротивления $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ, 100 kΩ и 1 MΩ.

Като използуваме (8.2), за $K_p$ намираме съответно 145, 1350, 9000, 13000 и 1200.

На фиг.8.2*б* е представено графично изменението на $K_p$ от големината на товарното съпротивление.

## 8.3. ДИНАМИЧНИ ПАРАМЕТРИ ПРИ СХЕМА ОБ

Когато транзисторът е включен по схема ОБ, той се характеризира със следните особености: малко входно съпротивление, голямо изходно съпротивление, коефициент на усилване по ток, по-малък от единица, значителен коефициент на усилване по напрежение и значителен коефициент на усилване по мощност.

***Входно съпротивление.*** Входното динамично съпротивление на транзистора при схема ОБ е изобщо по-малко отколкото при схема ОЕ. Неговата стойност зависи от товарното съпротивление и се намира по (8.2). При типовия транзистор ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V), ако имаме товарно съпротивление $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, входното динамично съпротивление ще бъде съответно 30 Ω, 31 Ω, 37 Ω и 100 Ω.

При увеличаване на колекторния ток на покой входното съпротивление намалява.

В практиката входното съпротивление на транзистора при схема ОБ най-често има стойност 10–50 Ω.



***Изходно съпротивление.*** При схема ОБ изходното динамично съпротивление на транзистора е изобщо по-голямо отколкото при схема ОЕ. Неговата стойност зависи от вътрешното съпротивление на генератора и се намира по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V) при генератор с вътрешно съпротивление $R_г$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, изходното динамично съпротивление ще бъде съответно 160 kΩ, 700 kΩ, и 1,1 MΩ, 1,3 MΩ.

При увеличаване на колекторния ток на покой изходното съпротивление намалява.

В практиката изходното съпротивление на транзистора при схема ОБ най-често има стойност 0,5–2 MΩ.

***Коефициент на усилване по ток.*** При схема ОБ динамичният коефициент на усилване по ток $K_i$ е винаги по-малък от единица. Неговата стойност се намира по (8.2). При типовия транзистор 2Т3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V), ако имаме товарно съпротивление $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, динамичният коефициент на усилване по ток ще бъде съответно: 0,98, 0,98, 0,98 и 0,91.

При увеличаване на колекторния ток на покой динамичният коефициент на усилване по ток съвсем слабо нараства.

В практиката $K_i$ при схема ОБ най-често има стойност от 0,95 до 0,99.

***Коефициент на усилване по напрежение.*** Схемата ОБ има значителен динамичен коефициент на усилване по напрежение, чиято стойност може да се намери по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V), при товарно съпротивление $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, коефициентът на усилване по напрежение ще бъде съответно 3, 32, 260 и 980. Получените стойности за $K_u$ са положителни (вж. фиг. 6.8), защото при схема ОБ входното и изходното напрежение имат еднакви фази.

***Коефициент на усилване по мощност.*** При схема ОБ коефициентът на усилване по мощност $K_p$ е значителен и може да се намери по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V), ако товарното съпротивление е $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, коефициентът на усилване по мощност ще бъде съответно 3, 31, 250 и 890.

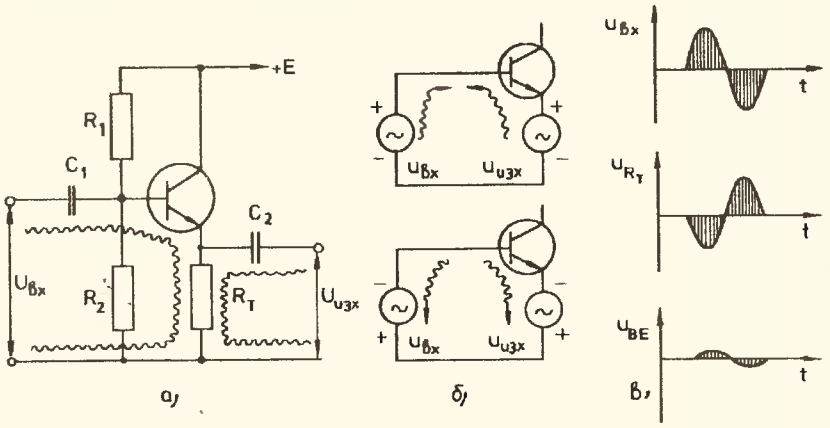
При увеличаване на колекторния ток на покой динамичният коефициент на усилване по мощност при схема ОБ нараства.

## 8.4. ДИНАМИЧНИ ПАРАМЕТРИ ПРИ СХЕМА ОК

Когато транзисторът е свързан по схема ОК (емитерен повторител), той се характеризира със следните особености: голямо входно съпротивление, малко изходно съпротивление, значителен коефициент на усилване по ток, коефициент на усилване по напре-

жение, по-малък от единица и значителен коефициент на усилване по мощност. Тази схема намира приложение главно в два случая:

— когато високоомен генератор (например микрофон, електрическа мембрана и др.) трябва да се включи към нискоомния вход на транзисторно усилвателно стъпало;




Фиг. 8.4

— когато към сравнително високоомния изход на транзисторно стъпало трябва да се включи нискоомен товар (например реле, измерителен уред, бобинка на високоговорител и др.).

Нека изясним някои физически явления при емитерния повторител. При тази схема (фиг. 8.4 *а*) колекторът е включен направо към източника, а изходното напрежение се получава в двата края на емитерния резистор $R_т$. Ако разгледаме входната верига на стъпалото при наличие на входен сигнал, ще установим (фиг.8.4*б*), че променливият напрежителен пад върху $R_т$ играе ролята на генератор, чието напрежение $u_{изх}$ (спрямо управляващия преход!) е противофазно на входния сигнал. Ето защо **управляващото напрежение база — емитер е разлика между подаденото на входа променливо напрежение и променливия пад на напрежение върху $R_т$ (изходното напрежение):**

$$u_{BE} = u_{вх} - u_{R_т} = u_{вх} - u_{изх}. \qquad (8.9)$$

Физически това се обяснява с факта, че **при ОК входният сигнал действува върху управляващия преход не директно, а като преминава през товара.** (Добре е това да се запомни.) При това "действието" му се намалява твърде много от противофазния пад върху товара и върху управляващия преход действува малка част от него. (Например, ако $U_{вх} = 100$ mV и $U_{изх} = 97$ mV, то $U_{BE} = 3$ mV.) Ето защо за получаване на един и същи променлив базов ток стъпалото ОК по принцип трябва да се задействува със значително по-големи напрежения отколкото стъпалото ОЕ. А оттук следва, че входното съпротивление на схемата ОК е значително по-голямо от това на схемата ОЕ.



Нека илюстрираме обяснението с един пример. За целта да изберем силициев транзистор с $\beta = 50$, като $I_{Cп} = 1$ mA, $R_т = 4$ kΩ, $I_{Bп} = \dfrac{I_{Cп}}{\beta} = 20$ μA. От входната характеристика на транзистора нека отчетем например, че за изменение на базовия ток $\Delta I_B = 10$ μA трябва да увеличим напрежението на входа на транзистора с $\Delta U_{BE} = 20$ mV. (Да се прави разлика между вход на транзистора и вход на схемата!) В резултат на това колекторният ток ще се измени с $\Delta I_C = \beta \Delta I_B = 50.10 = 500$ μA $= 0,5$ mA и това ще доведе до изменение на пада върху $R_т$ със стойност $\Delta U_{R_т} = R_т \Delta I_C = 4000.0,5.10^{-3} = 2$ V. Понеже това изменение се подава с обратна фаза на входа на схемата, за да осигурим изменение от 20 mV на входа на транзистора, нужно е на входа на схемата (според равенство 8.9) да изменим напрежението с $\Delta U_{вх} = \Delta U_{R_т} + \Delta U_{BE} = 2 + 0,020 = 2,020$ V. По такъв начин входното съпротивление на схемата за променлив ток ще бъде $R_{вх} = \dfrac{\Delta U_{вх}}{\Delta I_{вх}} = \dfrac{2,020}{10.10^{-6}} = 200$ kΩ. От този пример се вижда, че ако липсваше $R_т$, едно изменение от 20 mV на входа на схемата ще породи изменение на базовия ток 10 μA, т.е. $R_{вх} = 2$ kΩ, а при наличност на $R_т$ за същото изменение на базовия ток от 10 μA на входа на схемата трябва да подадем не 20 mV, а 2,020 V и следователно $R_{вх} = 200$ kΩ. При това този ефект е толкова по-значителен, колкото е по-голямо $R_т$.

***Входно съпротивление.*** Както беше споменато, емитерният повторител се характеризира с голямо входно съпротивление. Неговата стойност може да се изчисли по (8.2). За типовия транзистор 2T3511 ($I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V) при товарно съпротивление $R_т$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, входното динамично съпротивление $R_{вх}$ ще бъде съответно 6 kΩ, 45 kΩ, 330 kΩ и 900 kΩ. Обръщаме внимание, че при увеличаване на активното съпротивление, включено в емитера, трябва да държим сметка за постояннотоковия пад на напрежение върху него (да не се смесват активното съпротивление в емитера с товарното съпротивление по променлив ток, в което взема участие и входното съпротивление на следващото стъпало!). Това означава да избираме източник с такова напрежение, че $U_{CE}$ да не е по-малко от 1–2 V.

При увеличаване на колекторния ток на покой входното съпротивление на емитерния повторител намалява. Следователно за получаване на голямо входно съпротивление трябва да избираме

колкото е възможно по-малък колекторен ток на покой.

При сравняване на схемите ОЕ и ОК може да се докаже следната зависимост:

$$R_{\text{вх ОК}} = R_{\text{вх ОЕ}} + \beta R_{\text{т}}. \qquad (8.10)$$

Тази зависимост показва, че при равни други условия входното съпротивление на емитерния повторител е с $\beta R_{\text{т}}$ по-голямо от това на схема ОЕ.

В практиката входното съпротивление на емитерния повторител най-често има стойност 50–500 kΩ.

***Изходно съпротивление.*** Емитерният повторител има малко изходно съпротивление. Неговата стойност може да се изчисли по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{C\text{п}} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V) при генератор с вътрешно съпротивление $R_{\text{т}}$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, изходното динамично съпротивление $R_{\text{изх}}$ ще бъде съответно 33 Ω, 52 Ω, 250 Ω и 2 kΩ.

При увеличаване на колекторния ток на покой изходното съпротивление на емитерния повторител намалява.

В практиката изходното съпротивление на емитерния повторител най-често има стойност 20–200 Ω.

***Коефициент на усилване по ток.*** Емитерният повторител има значителен коефициент на усилване по ток $K_i$, който може да се намери по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{C\text{п}} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V, $\beta = 45$) при товарно съпротивление $R_{\text{т}}$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, коефициентът на усилване по ток ще бъде съответно 45, 44, 33 и 9.

При увеличаване на колекторния ток на покой динамичният коефициент на усилване по ток на емитерния повторител расте.

В практиката $K_i$ има най-често стойност 20–100.

***Коефициент на усилване по напрежение.*** Емитерният повторител има коефициент на усилване по напрежение $K_u$ по-малък от единица и неговата стойност може да се намери по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{C\text{п}} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V, $\beta = 45$) при товарно съпротивление $R_{\text{т}}$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, коефициентът на усилване по напрежение ще бъде съответно 0,77; 0,97; 0,995 и 0,999.

Получените стойности за $K_u$ са положителни, защото при емитерния повторител входното и изходното напрежение са с еднакви фази.

При увеличаване на колекторния ток на покой динамичният коефициент на усилване по напрежение на емитерния повторител се увеличава.

В практиката $K_u$ има най-често стойност 0,90–0,99.

***Коефициент на усилване по мощност.*** Емитерният повторител има средно голям коефициент на усилване по мощност $K_p$ и



неговата стойност може да се намери по (8.2). За типовия транзистор 2Т3511 ($I_{C\text{п}} = 1$ mA, $U_{CE} = 2$ V, $\beta = 45$) при товарно съпротивление $R_{\text{т}}$: 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ и 100 kΩ, коефициентът на усилване по мощност ще бъде съответно 36, 42, 33 и 9.

При увеличаване на колекторния ток на покой динамичният коефициент на усилване по мощност нараства.

В практиката $K_p$ има най-често стойност 10–100.

## 8.5. СРАВНЕНИЕ МЕЖДУ ДИНАМИЧНИТЕ ПАРАМЕТРИ ПРИ СХЕМИ ОЕ, ОБ И ОК

В табл. 8.5 са дадени ориентировъчни стойности за динамичните параметри на транзистора при трите основни схеми на включване. Виждаме, че по отношение на даден параметър всяка една от трите схеми има предимства. Както вече се спомена, схемата ОЕ се използува най-често, обаче в редица специални случаи тя отстъпва място на схемите ОБ и ОК.

**Таблица 8.5**

| Схема | $R_{\text{вх}}$ | $R_{\text{изх}}$ | $K_u$ | $K_i$ | $K_p$ | Обръщане на фазата |
|---|---|---|---|---|---|---|
| ОЕ | 500 Ω – 5 kΩ | 10 kΩ – 100 kΩ | 10–200 | 10–200 | 1000–10 000 | има |
| ОБ | 20 Ω – 500 Ω | 100 kΩ – 2 MΩ | 10–200 | 0,90–0,99 | 10–200 | няма |
| ОК | 50 kΩ – 500 kΩ | 10 Ω – 500 Ω | 0,90–0,99 | 10–200 | 10–200 | няма |

# 9

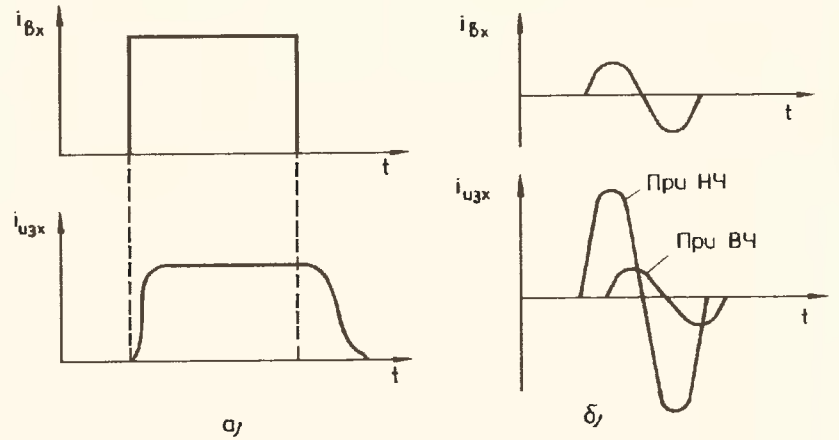
# РАБОТА НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ ПРИ ВИСОКИ ЧЕСТОТИ

## 9.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

При увеличаване на честотата усилвателните качества на всички усилвателни елементи, като транзистори, електронни лампи и други, се влошават. Но докато при електронните лампи тези явления настъпват едва при УКВ обхвата (над 30 MHz), при биполярните транзистори те стават забележими още при 20–30 kHz.

Главните причини за това са две: крайното време за преминаване на токоносителите през базата и вътрешните капацитети на преходите. Нека разгледаме тези причини по-подробно.

Токоносителите, инжектирани от емитера в базата, се устремяват едновременно към колектора, но не достигат едновременно до него, защото се движат не във вакуум, а в твърдо тяло, където има частици, които вследствие на топлинната си енергия трептят хаотично. В резултат на това инжектираните токоносители се движат в базата по различни траектории и с различни скорости.

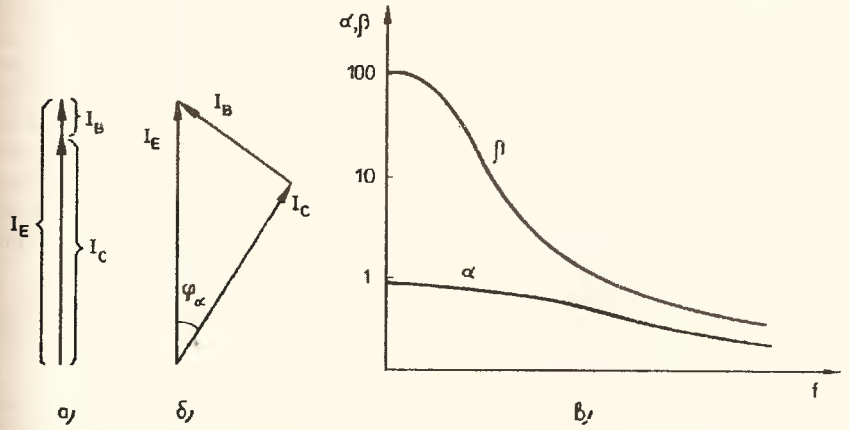



Фиг. 9.1

Следователно, ако входното напрежение е един правоъгълен импулс, изходният ток ще е видоизменен импулс с по-малко стръмен преден и заден фронт (фиг. 9.1 *а*). Ако импулсите следват един след друг с голяма честота, на изхода те ще бъдат деформирани



(размазани). По същия начин се показва, че подаденото синусоидно напрежение при висока честота създава по-малък изходен ток в сравнение с тока при ниска честота (фиг. 9.1 *б*). При това изходният ток се оказва *дефазиран* спрямо входния сигнал. Това




Фиг. 9.2

е показано на фиг. 9.2 *а*, където са изобразени векторите на трите тока в транзистора: $I_E$, $I_B$ и $I_C$. При ниски честоти инертността на транзистора е нищожна, т.е. тези три тока съвпадат по посока и според първия закон на Кирхоф емитерният ток е *аритметична сума* от колекторния и базовия ток. С увеличаване на честотата колекторният ток закъснява спрямо емитерния на някакъв ъгъл $\varphi_\alpha$ (фиг. 9.2 *б*), като законът на Кирхоф е пак в сила, но колекторният ток е *геометрична сума* от емитерния и базовия ток. При един и същи емитерен ток колекторният ток слабо намалява (т.е. коефициентът $\alpha$ намалява малко), а базовият ток значително нараства (т.е. коефициентът $\beta$ намалява много). Намаляването на коефициентите $\alpha$ и $\beta$ при нарастване на честотата е показано на фиг. 9.2. *в*.

Нека сега разгледаме ролята на двата вътрешни капацитета $C_e$ и $C_c$, които шунтират преходите в транзистора.

Обикновено емитерният преход е поляризиран в права посока и неговият капацитет има дифузен характер (вж. т. 2.4). Той се дава с познатата формула

$$C_e = \frac{q\tau}{kT} I_E = 40\ \tau I_E, \qquad (9.1)$$

защото при стайна температура величината $\frac{q}{kT} \approx 40$. Тук $\tau$ е времето на живот на токоносителите, инжектирани в базата (на

практика $\tau = 0,1 \div 1$ μs), а $I_E$ е емитерният ток в права посока. Например, ако $\tau = 0,1$ μs, а $I_E = 1$ mA, то $C_e = 4000$ pF. Въпреки че капацитетът на емитерния преход е значителен, той е шунтиран от едно нискоомно съпротивление (вж. формула 7.3), което най-често има стойност 5–30 Ω и затова при не много високи честоти този капацитет може да се пренебрегне. При високи честоти обаче капацитивното съпротивление на емитерния преход става съизмеримо с активното му съпротивление, като все по-голяма част от входния ток ще преминава през капацитивното съпротивление и тази част няма да предизвиква инжекция на токоносители. По такъв начин при увеличаване на честотата капацитетът $C_E$ влияе така, че коефициентите на усилване по ток намаляват, защото, за да получим определен ток в изхода, трябва да увеличаваме тока във входа.

Колекторният преход обикновено е поляризиран в обратна посока и неговият капацитет има бариерен характер (вж. т. 2.4). Той се дава с познатата формула

$$C_c = \frac{kS}{\sqrt{U_C}}, \qquad (9.2)$$

където $k$ е една константа; $S$ — площта на прехода; $U_C$ — колекторното напрежение.

Виждаме, че капацитетът на колекторния преход е правопропорционален на площта на прехода и обратнопропорционален на приложеното в обратна посока колекторно напрежение. Понеже мощните транзистори имат по-големи площи на преходите, при тях $C_c$ ще има по-голяма стойност. От (9.2) се вижда, че при по-големи колекторни напрежения честотните свойства на транзисторите са по-добри. На практика при нискочестотните маломощни транзистори $C_c = 20 \div 100$ pF, а при високочестотните маломощни транзистори $C_c = 1 \div 20$ pF. Виждаме, че капацитетът в колекторния преход не е голям, но той шунтира високоомно съпротивление ($r_C = 0,5 \div 2$ MΩ) и още при звукови честоти капацитивното съпротивление на прехода става съизмеримо с активното съпротивление. Например нискочестотният транзистор ГТ1352 при $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = -6$ V има: $r_e = 12$ Ω, $C_e = 4000$ pF, $r_c = 2$ MΩ, $C_c = 32$ pF. Оттук лесно може да се намери, че още при честота $f = 2500$ Hz капацитивното съпротивление в колекторния преход става равно по големина на $r_c$, а капацитивното съпротивление в емитерния преход става равно на $r_e$ чак при честота $f = 3,2$ MHz. Този пример красноречиво показва влиянието на транзисторните капацитети при високи честоти.

Освен крайното време за преминаване на токоносителите през базата и капацитетите в преходите върху работата на транзистора при високи честоти (макар и в по-малка степен) влияе и ефектът на Ерли.



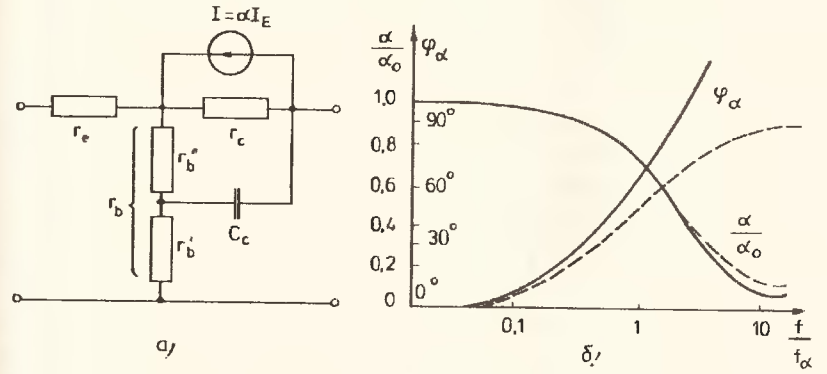
В крайна сметка всички тези причини водят до намаляване на коефициента на усилване при високи честоти. Стръмността, входното и изходното съпротивление и други също намаляват и поради дефазирането между токове и напрежения стават комплексни величини.

За да бъдат отразени тези особености, еквивалентните схеми за средни и високи честоти съдържат капацитети, а също и вериги за ОВ, с което се моделират свойствата на транзисторите при нарастване на честотата.

## 9.2. ЧЕСТОТНИ СВОЙСТВА НА ТРАНЗИСТОРА ПРИ СХЕМА ОБ

От трите основни схеми на включване схемата ОБ има най-добри честотни свойства. Поради това редица УКВ стъпала и осцилатори се правят не по схема ОЕ, а по схема ОБ.

На фиг. 9.3 *а* е показана еквивалентна схема на транзистора при включване ОБ, валидна при средно високи честоти. Тук базовото съпротивление $r_b = r_{b'} + r_{b''}$ е общ елемент за входната и изходната верига. Дифузното съпротивление $r_{b''}$ отразява намаляването на усилването вследствие ефекта на Ерли. Капацитетът в емитерния преход е пренебрегнат, а $C_c$ е свързан между $r_{b'}$ и $r_{b''}$. По такъв начин с увеличаване на честотата все по-голяма част от изходното напрежение се отделя върху съпротивлението $r_{b'}$. Понеже то е общо за входната и изходната верига, получава




Фиг. 9.3

се ООВ, която моделира намаляването на усилването при нарастване на честотата. Очевидно това намаляване ще бъде толкова по-силно, колкото са по-големи $r_{b'}$ и $C_c$. Ето защо *произведението* $r_{b'}C_c$ е важен параметър на транзистора при високи честоти и се

дава в справочниците.

Нискочестотният транзистор ГТ1352 например има $r_{b'}C_c = 1900$ ps (пикосекунди), а високочестотният транзистор SFT317 има $r_{b'}C_c = 40$ ps.

***Гранична честота*** $f_\alpha$. Вече изяснихме, че с увеличаване на честотата коефициентът $\alpha$ намалява. При схема ОБ честотните свойства на транзистора се характеризират най-добре чрез параметъра $f_\alpha$, който се нарича *гранична честота на транзистора при схема ОБ*. За гранична честота $f_\alpha$ се приема тази честота, при която коефициентът на усилване по ток $\alpha$ намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността си $\alpha_0$ при ниски честоти — например до 1 kHz. Граничната честота $f_\alpha$ е важен параметър на транзисторите и се дава в справочниците. Нискочестотният транзистор ГТ1352 например има $f_\alpha = 1{,}6$ MHz, а високочестотният транзистор П417 — $f_\alpha = 200$ MHz.

Когато е известна граничната честота $f_\alpha$, можем да намерим големината на коефициента $\alpha$ при друга честота $f$ чрез зависимостта

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\alpha}\right)^2}}. \qquad (9.3)$$

**Пример 9.1.** От справочниците намираме, че транзисторът ГТ1353 има $\alpha_0 = 0{,}986$ и $f_\alpha = 2$ MHz. Да се намери коефициентът му $\alpha$ при честота $f = 1$ MHz.

Заместваме в (9.3):

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\alpha}\right)^2}} = \frac{0{,}986}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2}} = 0{,}89.$$

На фиг. 9.3 *б* е показано намаляването на коефициента $\alpha$ при увеличаване на честотата, която се нарича понякога амплитудно-честотна характеристика на транзистора. С плътна линия е показана реалната характеристика, а с прекъсвана линия — изчислената по (9.3). Реалната характеристика сравнително добре съвпада с теоретичната, като отклонения настъпват едва при честоти, по-големи от $f_\alpha$.

Установихме (вж. фиг. 9.1 *б*), че с нарастване на честотата не само намалява усилването, но и изостава (дефазира се) изходният сигнал. Ъгълът на дефазиране между емитерния и колекторния ток при схема ОБ може да се изчисли по формулата

$$\mathrm{tg}\varphi_\alpha \approx -\frac{f}{f_\alpha}. \qquad (9.4)$$

Минусът в тази формула показва, че колекторният ток изостава спрямо емитерния, т.е. ъгълът $\varphi_\alpha$ е отрицателен. На фиг. 9.3 *б* е



показано нарастването на ъгъла $\varphi_\alpha$ по абсолютна стойност при увеличаване на честотата, като с плътна линия е дадена реалната характеристика, а с прекъсвана — изчислената по (9.4). Тук отклоненията при реалната характеристика са по-големи: при $f = f_\alpha$ и при $f \to \infty$ изчислените по формулата ъгли са съответно 45 и 90°, а при реалните транзистори се получават 57° и $\infty$.

***Максимална честота на генерациите*** $f_{\max}$. Параметърът, който най-добре характеризира усилвателните качества на транзистора, е коефициентът на усилване по мощност (вж. табл. 8.5). При увеличаване на честотата този коефициент намалява. Честотата, при която коефициентът на усилване по мощност става равен на единица, се нарича максимална честота на генерациите и се бележи с $f_{\max}$. Това наименование произлиза от факта, че това е най-високата честота, на която все още може да се осъществи автогенератор с даден транзистор, защото над тази честота транзисторът вече не е усилвателен елемент.

Максималната честота на генерациите се дава с формулата

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_\alpha}{30 r_{b'}.C_c}}. \qquad (9.5)$$

От тази формула се вижда, че транзисторът ще има толкова по-висока максимална честота на генерациите, колкото са по-големи коефициентът му на усилване по ток $\alpha_0$ и граничната честота $f_\alpha$ и колкото е по-малко произведението $r_{b'}.C_c$.

**Пример 9.2.** За каква най-висока честота можем да конструираме автогенератор с транзистора П412, който има $\alpha_0 = 0{,}99$, $f_\alpha = 50$ MHz, $r_{b'}C_c = 40$ ps.

Заместваме в (9.5):

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_\alpha}{30 r_{b'}.C_c}} = \sqrt{\frac{0{,}99.50.10^6}{30.40.10^{-12}}} = 200 \text{ MHz}.$$

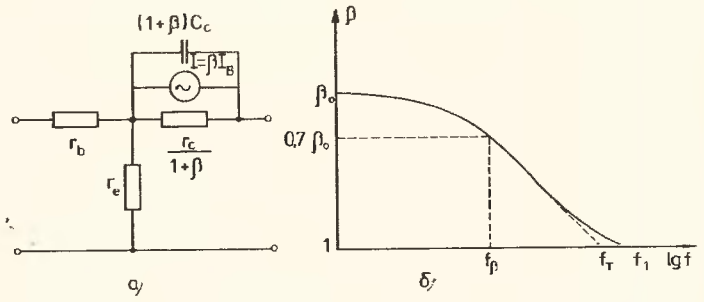
Обръщаме внимание, че тук става дума за ненатоварен автогенератор, който работи "сам за себе си", без да подава сигнал (т.е. енергия) към други стъпала.

## 9.3. ЧЕСТОТНИ СВОЙСТВА НА ТРАНЗИСТОРА ПРИ СХЕМА ОЕ

Честотните свойства на транзистора при схема ОЕ са по-лоши отколкото при схема ОБ. Доказва се, че поради дефазирането на токовете коефициентът $\beta$ започва да намалява значително по-рано при увеличаване на честотата отколкото коефициентът $\alpha$ (вж. фиг. 9.2 *в*).

При не много високи честоти за схема ОЕ може да се използува еквивалентната схема, дадена на фиг. 9.4 *а*. Ако сравним тази схема с еквивалентната схема при ОБ, ще забележим, че тук съпротивлението в колекторната верига е $1+\beta$ пъти по-малко, а шунтиращият капацитет е $1+\beta$ пъти по-голям.

***Гранична честота*** $f_\beta$. Честотата, при която коефициентът на усилване по ток $\beta$ намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността




Фиг. 9.4

си $\beta_0$ при ниски честоти — например до 1 kHz, се нарича гранична честота на транзистора при схема ОЕ и се бележи с $f_\beta$ (фиг. 9.4 *б*). За даден транзистор честотата $f_\beta$ е многократно по-ниска от честотата $f_\alpha$. Доказва се, че между тях съществува следната зависимост:

$$f_\beta = m\frac{f_\alpha}{1+\beta_0} \approx \frac{f_\alpha}{\beta_0}, \tag{9.6}$$

където величината $m$ при дрейфовите транзистори има стойност 0,83, а при дифузните — 0,63. Полученият резултат е много важен, защото показва, че **при схема ОЕ граничната честота на транзистора е около $\beta$ пъти по-ниска отколкото при схема ОБ.**

**Пример 9.3.** Да се намери граничната честота при схема ОЕ на нискочестотния транзистор ГТ1352, който има $f_\alpha = 1,6$ MHz, $\beta_0 = 50$ и $m = 0,63$.

Заместваме в (9.6):

$$f_\beta = m\frac{f_\alpha}{1+\beta_0} = 0,63\frac{1,6.10^5}{1+50} = 20 \text{ kHz}.$$

Следователно при 20 kHz коефициентът $\beta$ на транзистора ГТ1352 намалява с 30% и от 50 спада на 35. Добре е този пример да се запомни.

Когато е известна граничната честота $f_\beta$, можем да намерим стойността на коефициента $\beta$ при каква да е честота $f$ чрез формулата

$$\beta = \frac{\beta_0}{\sqrt{1+\left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}}, \tag{9.7}$$

където $\beta_0$ е стойността на коефициента на усилването при ниски честоти — например 1 kHz, който именно се дава в справочниците. На фиг. 9.4 *б* е показано намаляването на коефициента $\beta$ при увеличаване на честотата. Интересно е да се отбележи, че това намаляване е 6 dB/oct, т.е. той намалява двойно при удвояване на честотата. Например, ако при $f = 5$ MHz, $\beta = 40$, то при $f = 10$ MHz ще имаме $\beta = 20$. Очевидно при някаква честота $f_1$ коефициентът $\beta$ ще стане единица. Тази честота се измерва трудно, защото се достига асимптотично, което се вижда от фиг. 9.4 *б*. Затова в справочниците честотата $f_1$ не се дава.

***Гранична честота*** $f_т$. Това е честотата, при която коефициентът $\beta$ става равен на единица при условие, че спадането на $\beta$ става строго по закона 6 dB/oct (вж. допирателната към кривата линия на фиг. 9.4 *б*). В редица случаи обаче това спадане не е 6 dB/oct, поради което дадените по-нататък формули не са абсолютно точни. В практиката те намират широко приложение главно поради своята простота.

Честотата $f_т$ се дава най-често в справочниците и се нарича ***преходна честота (честота на преминаването, транзитна честота)***. Доказва се, че честотите $f_т$, $f_\alpha$ и $f_\beta$ са свързани чрез равенствата:

$$f_т = mf_\alpha = (1+\beta_0)f_\beta, \tag{9.8}$$

където $m$ при дрейфовите транзистори има стойност 0,83, а при дифузните — 0,63.

**Пример 9.4.** В каталозите е посочено, че високочестотният транзистор 2Т351 има $f_т = 120$ MHz и коефициент на усилване при ниски честоти $\beta_0 = 100$. Да се намерят граничните честоти $f_\alpha$ и $f_\beta$ на същия транзистор.

Понеже транзисторът е дрейфов, $m = 0,83$ и като използуваме (9.8), получаваме

$$f_\alpha = \frac{f_т}{m} = \frac{120.10^6}{0,83} = 144 \text{ MHz}; \quad f_\beta = \frac{f_т}{\beta_0+1} = \frac{120.10^6}{100+1} = 1,2 \text{ MHz}.$$

Резултатите от този пример добре илюстрират честотните предимства на схема ОБ.

При честоти, по-високи от $f_\beta$, граничната честота $f_т$ може да се изрази чрез простата зависимост

$$f_т = \beta f, \tag{9.9}$$

от която наистина се вижда, че $f_т$ е онази честота, при която $\beta$ става единица.

Тази формула е много удобна за бързо преценяване намаляването на $\beta$ при дадена висока честота.

**Пример 9.5.** В българският радиоприемник "Ехо" високочестотният транзистор, свързан с феритната антена, е SFT 319, който при ниски честоти има $\beta_0 = 100$. Да се намери с какъв коефициент на усилване работи този транзистор в обхвата на средните вълни — например при 1 MHz.

От каталога намираме, че този транзистор има $f_т = 30$ MHz. Тогава за $\beta$ при честота 1 MHz ще получим

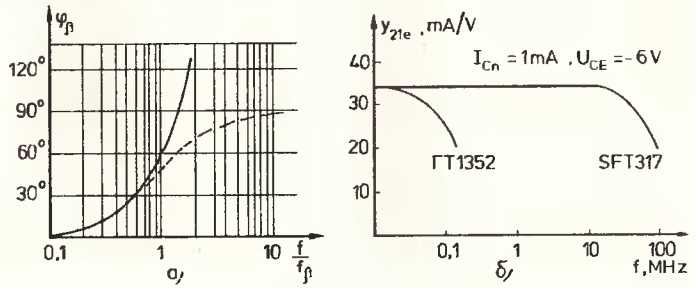
$$\beta = \frac{f_т}{f} = \frac{30.10^6}{1.10^6} = 30,$$

т.е. на средни вълни транзисторът SFT 319 работи с коефициент $\beta = 30$. Този пример е красноречив и е добре да се запомни.

С увеличаване на честотата колекторният ток при схема ОЕ изостава спрямо базовия поради крайното време за преминаване на токоносителите през базата и поради влиянието на вътрешните капацитети в транзистора. Ъгълът на дефазирането може да се намери по формулата

$$\operatorname{tg}\varphi_\beta \approx -\frac{f}{f_\beta}. \qquad (9.10)$$

Графично тази зависимост е показана на фиг. 9.5 *а* с прекъсвана линия, а с плътна линия е показано нарастването на ъгъла $\varphi_\beta$




Фиг. 9.5

при реалните транзистори. За честоти, по-високи от $f_\beta$, ъгълът на дефазирането расте линейно с честотата и може да се използува зависимостта

$$\varphi_\beta = -\frac{f}{8f_\beta}360°. \qquad (9.11)$$



***Гранична честота $f_s$.*** С увеличаване на честотата намалява и стръмността на транзистора $y_{21e}$ (вж. т. 7.5), като едновременно с това се забелязва дефазиране между изходния ток и входното напрежение. По аналогия с $f_\alpha$ и $f_\beta$ тук също се въвежда граничната честота $f_s$. Това е честотата, при която големината на стръмността намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността си при ниски честоти. Граничната честота $f_s$ може да се намери по формулата

$$f_s = (1 + \beta\frac{r_e}{r_{b'}})f_\beta \approx \frac{r_e}{r_{b'}}f_т. \qquad (9.12)$$

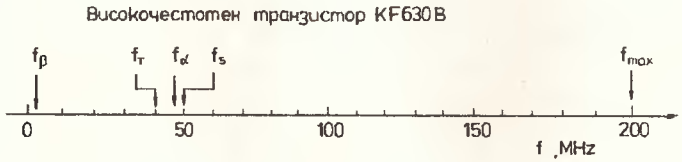
**Пример 9.6.** Да се намери граничната честота $f_s$ на транзистора КТ312, който има $f_т = 40$ MHz, $r_{b'} = 16\ \Omega$ и $r_e = 20\ \Omega$. Заместваме в (9.12):

$$f_s = \frac{r_e}{r_{b'}}f_т = \frac{20}{16}40 = 50 \text{ MHz}.$$

На фиг. 9.5 *б* е показана графично зависимостта на стръмността от честотата за транзисторите SFT 317 и ГТ1352. Виждаме, че при високочестотните транзистори стръмността се запазва постоянна в твърде широки граници.

От всичко казано дотук може да се направи заключението, че високочестотните свойства на транзисторите се характеризират с пет гранични честоти. Например за транзистора KF6308 тези честоти имат следните стойности (фиг. 9.6):

$$f_\beta = 400 \text{ kHz}; \quad f_\alpha = 48 \text{ MHz}; \quad f_{max} = 200 \text{ MHz};$$
$$f_т = 40 \text{ MHz}; \quad f_s = 50 \text{ MHz}.$$

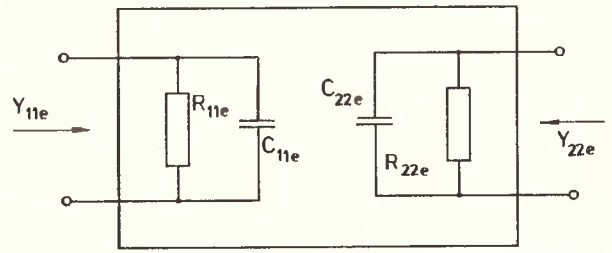



Фиг. 9.6

## 9.4. МАЛОСИГНАЛНИТЕ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР ПРИ ВИСОКИ ЧЕСТОТИ

Вече знаем, че с увеличаване на честотата явленията в транзистора се усложняват, като настъпва както намаляване на стойността на коефициентите $\alpha$ и $\beta$, така и дефазиране между входните и

изходните токове и напрежения. Както е известно, изчисляването на електрически вериги, в които токовете и напреженията са дефазирани, става с помощта на комплексни числа. Поради тази причина параметрите на транзистора при високи честоти стават




Фиг. 9.7

*комплексни числа*, които зависят както от постояннотоковия режим, така и от честотата.

Нека като пример разгледаме $y$-параметрите на транзистора при високи честоти. В този случай те представляват сума от реална активна проводимост $g_{ik} = \dfrac{1}{R_{ik}}$ и имагинерна капацитивна проводимост $j\omega C_{ik}$. Следователно можем да напишем:

$$\begin{aligned} y_{11} &= g_{11} + j\omega C_{11}, \\ y_{12} &= g_{12} + j\omega C_{12}, \\ y_{21} &= g_{21} + j\omega C_{21}, \\ y_{22} &= g_{22} + j\omega C_{22}, \end{aligned} \qquad (9.13)$$

където $j = \sqrt{-1}$, а $\omega = 2\pi f$. От тези формули се вижда, че входната и изходната проводимост се състоят от паралелно свързани активно съпротивление и капацитет, т.е. при високи честоти входът и изходът на транзистора могат да се представят чрез еквивалентната схема, дадена на фиг. 9.7. (Обръщаме внимание на факта, че това не е еквивалентна схема на транзистора, а еквивалентна схема на неговите вход и изход.) Величините $R_{11e}$, $C_{11e}$, $R_{22e}$ и $C_{22e}$ зависят както от работната точка, така и от честотата. Като пример на фиг.9.8 са дадени графиките, които показват как се изменят $R_{11e}$ и $C_{11e}$ на транзистора SFT317 от честотата.

**Пример 9.7.** Да се намери входният импеданс на транзистора SFT317 при честота $f = 1$ MHz, ако $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = -8$ V.

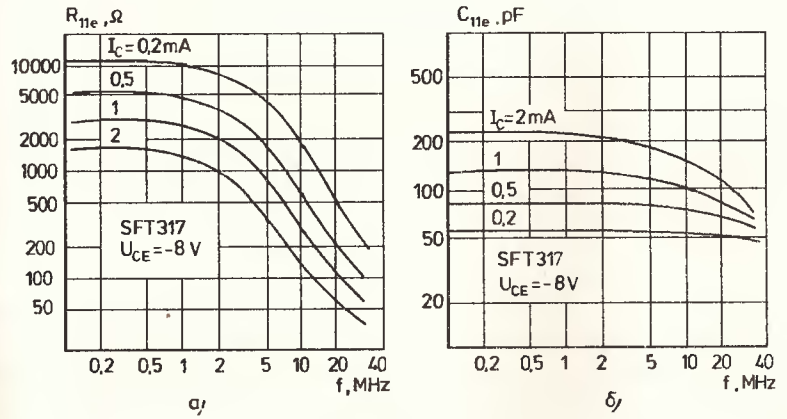
От фиг. 9.8 отчитаме, че при 1 MHz $R_{11e} = 2,5$ kΩ и $C_{11e} = 140$ pF. Следователно $g_{11e} = \dfrac{1}{R_{11e}} = \dfrac{1}{2,5.10^3} = 4.10^{-4}$ S; $C_{11e} = 140.10^{-12}$ F; $\omega = 2\pi f = 2\pi 10^6 = 6,3.10^6$. След това намираме модула на входната проводимост:

$$|y_{11e}| = \sqrt{g_{11e}^2 + (\omega C_{11e})^2} = \sqrt{(4.10^{-4})^2 + (6,3.10^6.140.10^{-2})^2} \approx 10^{-3} \text{ S}.$$



Тогава входният импеданс ще има стойност

$$|z_{вх}| = |z_{11e}| = \frac{1}{|y_{11e}|} = \frac{1}{10^{-3}} = 1000\ \Omega.$$




Фиг. 9.8

Чрез подобни изчисления се показва, че при честота $f = 18$ MHz входният импеданс на същия транзистор има стойност $|z_{вх}| = 75\ \Omega$. Като се има предвид, че входният импеданс на даден транзистор много често е товар за предното стъпало, става ясно, че при увеличаване на честотата това намаляване на входния импеданс допълнително ще допринася за намаляване на усилването.

# 10

# ШУМОВИ СВОЙСТВА НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

## 10.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Както активните електронни елементи (транзисторите и електронните лампи), така и пасивните (резисторите и др.) са източници на шум. Тук под шум се разбират слабите електрически трептения с най-различна честота.

Наличността на собствен шум трябва да се отчита особено в стъпалата, в които полезните сигнали са толкова слаби, че са съизмерими със собствения шум на стъпалото (например входни стъпала на радиоприемници, микрофонни предусилватели и т.н.). Например, ако на входа на един усилвател по някаква причина съществува шум 10 $\mu$V, най-слабият полезен сигнал, който няма да бъде заглушен от този шум, трябва да бъде поне 50–100 $\mu$V. Ясно е, че колкото собственият шум на първото стъпало на един усилвател е по-малък, толкова чувствителността на този усилвател е по-добра и толкова по-слаби сигнали ще можем да усилваме с него.

Понеже собственият шум на едно стъпало в голяма степен зависи от собствения шум на транзистора, нека се запознаем със собствените шумове на биполярния транзистор.

## 10.2. СОБСТВЕНИ ШУМОВЕ В БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

Основната причина за поява на шум в биполярния транзистор са самопроизволните изменения на токовете (т. нар. флуктуации), които се дължат на хаотичните топлинни движения на токоносителите. Понеже с нарастване на температурата тези изменения стават по-интензивни, съответно нараства и шумът.

В биполярния транзистор главна роля играят следните три вида шум: топлинен, дробов и нискочестотен.

***Топлинен шум.*** Той се поражда в активното съпротивление на базата $r_{b'}$ и ефективната стойност на шумовото напрежение може да се намери по известната формула на Найкуист:

$$U_{\text{шт}} = \sqrt{4kTr_{b'}\Delta f}; \qquad (10.1)$$

където $k$ е константата на Болцман; $T$ — абсолютната температура; $\Delta f$ — усилваната честотна лента.



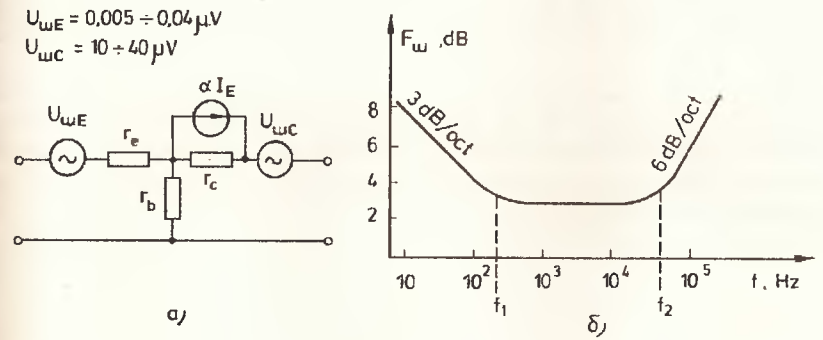
Очевидно топлинният шум е толкова по-голям, колкото са по-големи $T$, $r_{b'}$ и $\Delta f$. Ето защо за получаване на по-малък топлинен шум при равни други условия трябва да се подбират транзистори с по-малко $r_{b'}$. От (10.1) лесно може да се намери, че ако например $r_{b'} = 100\,\Omega$ и $\Delta f = 10$ kHz, при стайна температура топлинният шум на транзистора ще има напрежение $U_{\text{шт}} = 0,13\ \mu$V. Топлинният шум има равномерен честотен спектър, т.е. той е еднакво силен от най-ниските до най-високите честоти.

***Дробов шум.*** Той се дължи на факта, че при протичане на емитерния ток през управляемия преход възникват флуктуации на тока, породени от хаотичното движение на токоносителите. Наименованието му е дошло от съответния ефект при електронните лампи. За тока, породен от дробовия шум, се извежда следната зависимост:

$$I_{\text{ш}E} = \sqrt{2q(I_E + I_{CBO})\Delta f}, \qquad (10.2)$$

където $q$ е товарът на електрона. Очевидно, за да бъде по-малък този шумов ток, трябва да избираме работна точка с по-малък емитерен (съответно колекторен) ток и транзистор с по-малък обратен колекторен ток. Дробовият шум има също равномерен честотен спектър.

***Нискочестотен шум.*** Той се дължи главно на две причини. Първата причина са флуктуациите на утечните токове в областта на колекторния преход. Тези токове са по-големи при по-широк преход и затова са пропорционални на $\sqrt{U_C}$ (вж. формула (2.9)).




Фиг. 10.1

Втората причина е рекомбинацията на инжектираните токоносители в базата и затова шумът е пропорционален на $I_E$. Нискочестотният шум е значителен само в областта на звуковите честоти (под 1–2 kHz) и оттук е дошло наименованието му. При него шу-

мовият ток се дава с формулата

$$I = A\sqrt{\frac{\Delta f}{f^m}}, \qquad (10.3)$$

където $A$ е коефициент, а $m$ при различните транзистори има стойност от 0,9 до 1,5. Виждаме, че колкото е по-ниска честотата, толкова нискочестотният шум е по-интензивен.

При реалния транзистор съществуват едновременно и трите вида шум. Тази особеност може да се отрази, като в еквивалентната схема на транзистора се включват съответни шумови генератори (фиг. 10.1 *а*). Понеже $U_{шC}$ е значително по-голямо от $U_{шE}$, генераторът на $U_{шE}$ в редица еквивалентни схеми се пренебрегва.

## 10.3. ШУМОВИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

***Коефициент на шума.*** Шумовите свойства на биполярния транзистор се характеризират количествено с т.нар. *коефициент на шума* $F$. Той представлява отношението на пълната шумова мощност $P_{ш\ изх\ пълна}$ в изхода на транзистора към тази част от нея $P_{ш\ изх\ ген}$, породена от източника на сигнала, включен във входа:

$$F = \frac{P_{ш\ изх\ пълна}}{P_{ш\ изх\ ген}}. \qquad (10.4)$$

Коефициентът на шума е число без размерност. Най-често той се изразява в децибели съгласно с известното съотношение $F\ [\text{dB}] = 10 \lg F$.

**Пример 10.1.** Пълната мощност на шумовете в изхода на един транзистор е $P_{ш\ изх\ пълна} = 40$ pW (пиковата), като от нея 10 pW са породени от генератора, включен във входа, т. е. $P_{ш\ изх\ ген} = 10$ pW, а останалите 30 pW са породени от самия транзистор. Да се намери коефициентът на шума на този транзистор.

Заместваме в (10.4):

$$F = \frac{P_{ш\ изх\ пълна}}{P_{ш\ изх\ ген}} = \frac{40.10^{-12}}{10.10^{-12}} = 4 \approx 6 \text{ dB}.$$

Коефициентът на шума е важен параметър на маломощните транзистори и се дава в справочниците. Колкото той е по-малък, толкова транзисторът е по-подходящ за усилване на слаби сигнали. Идеалният нешумящ транзистор има $F = 1 = 0$ dB, а реалните транзистори имат най-често $F = 10 \div 20$ dB. При специалните малкошумящи транзистори коефициентът на шума е $F = 2 \div 10$ dB.

При даден транзистор коефициентът на шума зависи от много фактори, най-важните от които са:



а) честотата на сигнала;

б) вътрешното съпротивление $R_г$ на генератора, включен във входа;

в) работната точка ($I_{Cп}$ и $U_{CE}$);

г) съпротивленията на резисторите във веригите на отделните транзисторни електроди;

д) наличност на ООВ.

Интересно е да се отбележи, че шумовите свойства на транзистора практически не зависят от схемата на включване (ОЕ, ОБ, ОК) и затова числото $F$, което се дава в справочниците, се отнася и за трите схеми.

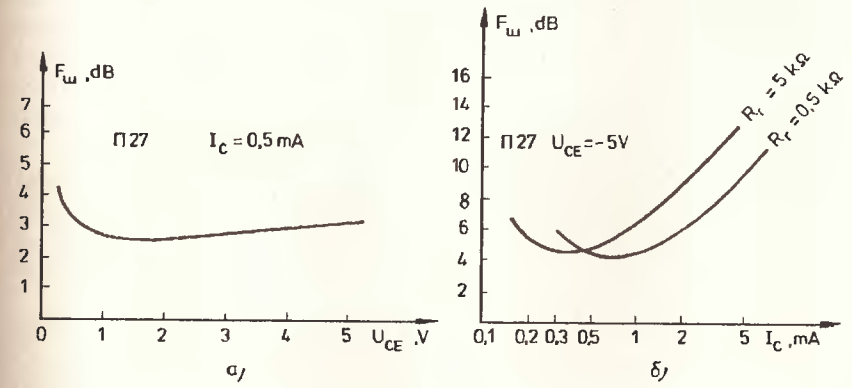
За коефициента на шума се извежда следната формула:

$$F \approx 1 + \frac{r_{b'}}{R_г} + \frac{r_e}{2R_г} + \frac{R_г}{2\beta r_e}. \qquad (10.5)$$

Понеже при увеличаване на честотата $\beta$ намалява, очевидно при по-високи честоти и $F$ ще бъде по-голямо.

На фиг. 10.1 *б* е показана типова зависимост на $F$ от честотата при дадена стойност на $R_г$. Виждаме, че между честотите $f_1$ и $f_2$ шумът е най-малък. Обикновено честотата $f_1$ се намира в интервала 400–1000 Hz, а честотата $f_2$ може да се намери по приблизителната формула

$$f_2 \approx \frac{f_\alpha}{\sqrt{\beta}}. \qquad (10.6)$$




Фиг. 10.2

За практиката е особено важно да се знае зависимостта на $F$ от работната точка. **Шумът на транзистора по принцип е по-малък при по-малки колекторни токове и по-ниски колекторни напрежения** (фиг. 10.2). Ето защо първият транзистор в усилвателите на слаби сигнали много често се избира да работи при

режим $I_{Cп} = 0,1 \div 0,5$ mA и $U_{CE} = 1 \div 2$ V. При прекомерно намаляване на тези стойности шумът нараства, защото коефициентът $\beta$ намалява (вж. формула (10.5)).

Коефициентът на шума твърде много зависи от вътрешното съпротивление на генератора, включен на входа на транзистора.

От (10.5) лесно се доказва, че оптималната стойност, която трябва да има това съпротивление, за да бъде минимален шумът, е следната:

$$R_{гopt} = r_e\sqrt{\beta\left(1 + \frac{2r_{b'}}{r_e}\right)}. \qquad (10.7)$$

Например, ако $r_{b'} = 200\ \Omega$, $r_e = 25\ \Omega$, $\beta = 100$, за оптималното съпротивление на генератора се получава $R_{гopt} = 1,1$ kΩ.

***Шумова честота*** $f_ш$. В някои справочници се дава стойността на този параметър. Това е онази честота, при която $F$ нараства два пъти в сравнение със своята минимална стойност. Честотата $f_ш$ е близка до честотата $f_2$ и може ориентировъчно да се намери по (10.6).

***Шумово съпротивление*** $R_ш$. Този параметър се използува при изчисляване на малкошумящи транзисторни стъпала въз основа на методики, аналогични на тези при лампите. В този случай се приема, че транзисторът е безшумен, а шумът се дължи на едно шумово съпротивление $R_ш$, включено на входа му (при стайна температура). Шумовото съпротивление на биполярния транзистор може да се намери по формулата

$$R_ш \approx \frac{20I_{Cп}}{|y_{21e}|^2}. \qquad (10.8)$$

Оттук лесно може да се изчисли, че ако $I_{Cп} = 1$ mA и $|y_{21e}| = 30$ mA/V, шумовото съпротивление $R_ш = 22\ \Omega$.

Шумът нараства бързо при увеличаване на температурата. Затова един от начините за повишаване на чувствителността на някои СВЧ устройства е транзисторът в първото стъпало да се подложи на *специално охлаждане*, като работи при ниски температури — например минус 20 ° C.

В заключение нека кажем, че при конструиране на малкошумящи стъпала транзисторите трябва да се подбират *индивидуално*.

Стойностите за $F$, давани в каталозите, се отнасят за определена честотна лента (например $\Delta f = 1$ kHz), определена работна точка (например $I_{Cп} = 0,5$ mA и $U_{CE} = 6$ V) и определено вътрешно съпротивление на генератора във входа (например $R_г = 500\ \Omega$).



# 11

# ГРАНИЧНИ РЕЖИМИ И ОСНОВНИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

## 11.1. ПРОБИВИ И МАКСИМАЛНО ДОПУСТИМИ НАПРЕЖЕНИЯ В БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

При проектиране на транзисторни устройства, а също и по време на експлоатацията им е особено важно да се знае до какви най-големи стойности може да нараства колекторното напрежение, без транзисторът да се повреди. Във връзка с това нека първо да разгледаме пробивите, а след това и максимално допустимите напрежения.

***Пробиви в биполярния транзистор.*** В т. 2.5 изяснихме, че в PN прехода могат да настъпят главно три вида пробиви: тунелен, лавинен и топлинен, при които обратният ток на прехода рязко нараства.

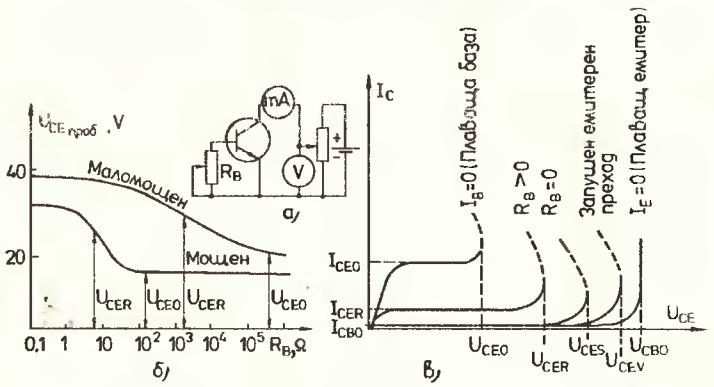
*Тунелният пробив* се получава в тесни преходи и сравнително рядко възниква в биполярните транзистори.

*Лавинният пробив* се получава, когато колекторното напрежение е значително. Именно тогава скоростта на неосновните токоносители става голяма и се поражда ударна йонизация. Така настъпва лавинно размножаване на токоносители в прехода, което води до бързо нарастване на колекторния ток. Ако при това положение температурата на прехода (или на малка част от него) не превиши максимално допустимата, лавинният пробив е обратим, т. е. той не поврежда прехода. Ако обаче тази температура надмине определени граници, възниква т. нар. *вторичен пробив*, при който лавинният пробив преминава в топлинен и тогава транзисторът се повреждa.

*Топлинен пробив* настъпва, когато температурата на прехода се повиши над допустимата. Това може да стане, когато подадената електрическа мощност е по-голяма от мощността, която се отвежда от прехода. В този случай поради високата температура определен участък от прехода се разрушава, протича голям ток, който допълнително загрява прехода и транзисторът се повреждa.

***Пробивни напрежения.*** При равни други условия както лавинният, така и топлинният пробив настъпват при толкова по-ниски напрежения, колкото е по-голям неуправляемият компонент на колекторния ток, т.е. колкото е по-голямо $R_B$.

На фиг. 11.1 *а* е показана схема, с която може да се изследва влиянието на $R_B$ върху пробивното напрежение колектор — емитер. На практика указание за настъпване на пробив е бързото нарастване на тока през уреда. На фиг. 11.1 *б* са дадени резулта-




Фиг. 11.1

тите за маломощни и мощни сплавни транзистори. Виждаме, че колкото $R_B$ е по-малко, толкова $U_{CE\text{проб}}$ е по-високо.

На фиг. 11.1 *в* са показани най-важните пробивни напрежения, характеризиращи биполярния транзистор при различните негови състояния. Виждаме, че за даден транзистор пробивното напрежение колектор — емитер е най-голямо при плаващ емитер. По аналогия с неуправляемите токове това напрежение се означава $U_{CBO}$. Твърде близко по стойност до него е пробивното напрежение $U_{CEV}$, което се отнася за случая, когато емитерният преход е поляризиран в обратна посока, т.е. когато е запушен. Поляризацията на емитерния преход в обратна посока се среща често в практиката — например в някои импулсни схеми, в някои двутактни крайни стъпала през полупериода, когато транзисторът е запушен и др.

При накъсо свързани база и емитер (т.е. $R_B = 0$) пробивното напрежение е още по-малко и се означава $U_{CES}$. Когато между базата и емитера е включено някакво активно съпротивление $R_B$, пробивното напрежение намалява още повече и се означава с $U_{CER}$. Неговата точна стойност очевидно зависи от стойността на съпротивлението $R_B$ и колкото тя е по-малка, толкова пробивното напрежение $U_{CER}$ расте и се доближава до $U_{CES}$. Описаният случай се среща особено често в практиката и затова трябва да се стремим $R_B$ да е възможно по-малко. Това обаче невинаги се удава, понеже води до намаляване и на входното съпротивление на стъпалото.



И накрая, когато базата е плаваща, пробивното напрежение се означава с $U_{CEO}$ или $U_\beta$ и е най-малко. Доказва се, че между това най-ниско пробивно напрежение $U_{CEO}$ и най-високото пробивно напрежение $U_{CBO}$ съществува следната приблизителна зависимост:

$$U_{CEO} \approx \frac{U_{CBO}}{\sqrt[n]{\beta}}, \tag{11.1}$$

където при германиевите PNP транзистори $n = 3$, а при силициевите NPN транзистори $n = 2$. Оттук се вижда, че при равни други условия транзисторите с по-голямо $\beta$ имат по-ниски пробивни напрежения в режим плаваща база.

**Пример 11.1.** Германиев PNP мощен транзистор с $\beta = 50$ има пробивно напрежение $U_{CBO} = 40$ V. Да се намери пробивното му напрежение $U_{CEO}$ в режим плаваща база.

Заместваме в (11.1):

$$U_{CEO} = \frac{40}{\sqrt[3]{50}} = \frac{40}{3,7} = 11 \text{ V}.$$

Този пример още веднъж потвърждава казаното, че режимът плаваща база (при включено напрежение колектор — емитер) е опасен за транзисторите и трябва да се избягва.

***Максимално допустими колекторни напрежения.*** Един от основните параметри на биполярните транзистори, който се дава в справочниците, е *максимално допустимото колекторно напрежение* $U_{CB\,\max}$. Това е максималното напрежение, което може да издържи (при определена температура) колекторният преход в обратна посока продължително време при отворен емитер. За осигуряване на определен запас напрежението $U_{CB\,\max}$ е обикновено с 20% по-ниско от пробивното напрежение $U_{CBO}$.

В справочниците се дава и параметърът $U_{CE\,\max}$. Това е максималното напрежение, което може да се прилага между колектора и емитера (при дадена температура), когато между базата и емитера е свързано активно съпротивление с определена стойност — например 10 Ω–1 kΩ. При даден транзистор напрежението $U_{CE\,\max}$ е обикновено по-ниско от $U_{CB\,\max}$, обаче има транзистори, при които тези две максимално допустими напрежения са равни.

## 11.2. ТОПЛИННИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР

Най-важните топлинни параметри на биполярния транзистор са максимално допустимата температура на колекторния преход и топлинното съпротивление. Както ще видим по-нататък, те се

намират в тясна връзка с максималната мощност, разсейвана от транзистора.

***Максимално допустима температура на колекторния преход*** $t_{j\,\max}$. Това е най-високата температура, до която е допустимо да се загрява колекторният преход, при което транзисторът продължава да бъде усилвателен прибор и в него не настъпват необратими промени. От физическа гледна точка тази температура е свързана със силно нарастване на собствената проводимост (вж. формула (1.15)), при което преходите губят свойствата си, а също така и с възникването на условия за топлинен или лавинен пробив. За различните транзистори точната стойност на $t_{j\,\max}$ обикновено се дава в справочниците, като при силициеви транзистори тази температура е 150–200 °C, а при германиеви тя е 70–100 °C. Тези данни още веднъж показват предимствата на силициевите транзистори пред германиевите.

***Топлинно съпротивление на транзистора*** $R_{th}$. За да изясним този параметър, нека разгледаме как става загряването на един транзистор. Ако приложеното напрежение е $U_{CE}$, а протичащият ток е $I_C$, мощността, която се подава към транзистора в режим на покой, е $P_C = U_{CE}I_C$. Тази мощност изцяло се превръща в топлина и загрява колекторния преход, който от своя страна предава топлината на околния въздух. Известно време след включването на транзистора настъпва топлинно равновесие (установен режим), при което преходът се е загрял до определена температура. Тази температура повече не нараства, като подаваната електрическа мощност е точно равна на разсейваната (излъчваната) в околното пространство топлинна мощност. Нека си зададем въпроса: при неизменни $U_{CE}$ и $I_C$ от какво зависи температурата, до която ще се загрее колекторният преход?

Ако температурата на околния въздух е относително ниска и са създадени условия за топлоотнемане (например чрез увеличаване площта на корпуса и чрез интензивно движение на околния въздух), температурата, до която ще се загрее преходът, няма да бъде много висока. Ако обаче околният въздух има висока температура и условията за топлоотнемане са лоши, температурата на прехода може да стане твърде висока дори ако подаваната към транзистора електрическа мощност е относително малка.

Следователно температурата, до която ще се загрее колекторният преход, зависи от подаваната електрическа мощност, от температурата на околния въздух и от условията на отнемане (разсейване) на топлината от прехода към околния въздух. В количествено отношение това отнемане (разсейване) на топлината се характеризира с т. нар. *топлинно съпротивление* на транзистора, което се означава с $R_{th}$. Физически то изразява "съпротивлението", което топлинният поток изпитва при своето "движение" от



колекторния преход през корпуса към околния въздух.

Топлинното съпротивление показва с колко градуса ще се повиши температурата на колекторния преход (при стайна температура и установен режим), когато към транзистора се подава един ват електрическа мощност. То се изразява с формулата

$$R_{th} = \frac{t_j - t_{\text{ок}}}{P_C}, \tag{11.2}$$

където $t_j$ е температурата на прехода, $t_{\text{ок}}$ (или $t_a$) е температурата на околния въздух (най често 25 °C), а $P_C$ е електрическата мощност, подавана към транзистора (или все едно разсейвана от транзистора). От формулата следва, че топлинното съпротивление се измерва с единицата градус на ват. Колкото топлинното съпротивление е по-малко, толкова топлинните качества на транзистора са по-добри, т.е. той се загрява по-малко от единица мощност.

Като се вземе под внимание механичната структура на транзистора, се вижда, че топлината от загретия преход "преминава" по различни "пътища", за да достигне до околния въздух. Ето защо топлинното съпротивление на транзистора като цяло има сложен характер и се състои от отделни съставки.

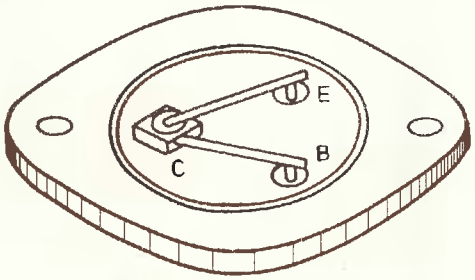
*Топлинно съпротивление без радиатор.* Този случай се отнася обикновено за маломощните транзистори, а също и за мощните, работещи в облекчен режим (т.е. без радиатор). Тук топлината на колекторния преход преминава първо през корпуса, а след това — от корпуса към околния въздух. Следователно в този случай топлинното съпротивление се състои от две съставки, свързани последователно: съпротивление преход — корпус $R_{\text{пк}}$ и съпротивление корпус — въздух $R_{\text{кв}}$, като можем да напишем

$$R_{th} = R_{\text{пк}} + R_{\text{кв}}. \tag{11.3}$$

Топлинното съпротивление преход — корпус ($R_{\text{пк}}$ или $R_{thjc}$) зависи от конструкцията на транзистора. То е важен параметър най-вече за мощните транзистори и се дава в справочниците. Например мощният транзистор AD 303 има $R_{\text{пк}} = 1{,}5$ °C/W, а при маломощния транзистор ГТ1353 то е $R_{\text{пк}} = 50$ °C/W. Малката стойност на $R_{\text{пк}}$ при мощните транзистори се постига благодарение на това, че кристалът (съответно колекторът) е запоен направо върху медна плочка (вж. фиг. 4.3 *б*), която при закрепване на транзистора прилепва към радиатор. В други конструкции колекторът е запоен направо върху металния корпус (фиг. 11.2), като в някои случаи вътрешното пространство се запълва със силиконова паста, която улеснява топлоотдаването от прехода към корпуса (намалява $R_{\text{пк}}$).

Топлинното съпротивление корпус — въздух $R_{\text{кв}}$, зависи от площта на корпуса, а също от характера и цвета на неговата

повърхност. Обикновено при всеки транзистор това съпротивление е много по-голямо от съпротивлението преход — корпус, т.е. $R_{кв} \gg R_{пк}$. Например маломощният транзистор ГТ1323 има $R_{кв} = 250$ °C/W, а мощният транзистор AD 303 (без радиатор!) има $R_{кв} = 33$ °C/W. Следователно при липса на радиатор както при маломощните, така и при мощните транзистори определяща роля има топлинното съпротивление корпус — въздух. Ето защо една от задачите при конструиране на електронна апаратура (особено при мощните транзистори) е намаляване на топлинното съпротивление корпус — въздух.



Фиг. 11.2

*Топлинно съпротивление при наличност на радиатор.* Мощните транзистори (а в някои случаи и маломощните) работят винаги с радиатор. Ролята на радиатора е да намали топлинното съпротивление между корпуса и околния въздух. В този случай топлината от колекторния преход, след като премине в корпуса, се предава към въздуха по два "канала". Първият канал, през който преминава основната част от топлината, е корпус — радиатор (с топлинно съпротивление $R_{кр}$) и радиатор — въздух (с топлинно съпротивление $R_{рв}$). Вторият канал, през който преминава малка част от топлината, е корпус — въздух (с топлинно съпротивление $R_{кв}$). Ако пренебрегнем последната съставка, за топлинното съпротивление на транзисторите с радиатор можем да напишем

$$R_{th} = R_{пк} = R_{кр} + R_{рв}. \qquad (11.4)$$

От тази формула следва важният извод, че при употреба на радиатор задачата се свежда до намаляване на топлинното съпротивление корпус — радиатор и радиатор — въздух. На практика и трите събираеми са от един и същи порядък, като стремежът е последните две съставки да са възможно по-малки (вж. т. 11.5).

## 11.3. МАКСИМАЛНА МОЩНОСТ, РАЗСЕЙВАНА ОТ КОЛЕКТОРА

Максималната мощност, разсейвана от колектора, е основен параметър на биполярните транзистори. Този параметър представлява онази електрическа мощност, подавана към транзистора в



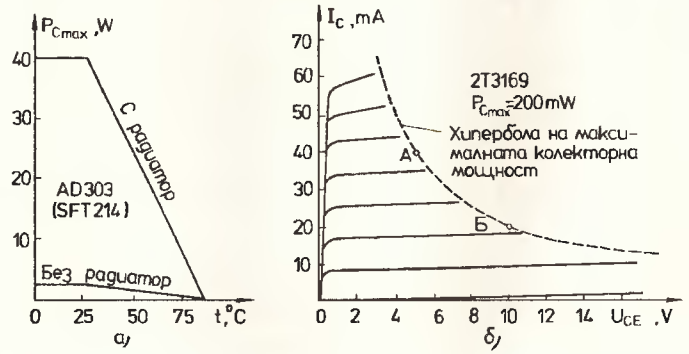
установен режим (или разсейвана от него в околното пространство), при която колекторният преход се загрява до максимално допустимата температура $t_{j\,max}$. Следователно

$$P_{C\,max} = \frac{t_{j\,max} - t_{ок}}{R_{th}}. \qquad (11.5)$$

Оттук следва, че максималната мощност, разсейвана от колектора, зависи както от температурата на околната среда, така и от топлинното съпротивление на транзистора. Очевидно при дадена околна температура тази мощност е толкова по-голяма, колкото е по-малко топлинното съпротивление. Именно поради това съществува стремежът топлинното съпротивление (особено при мощните транзистори) да е възможно по-малко.

Когато в справочниците се дава $P_{C\,max}$ на даден транзистор, тя се отнася обикновено за стайна температура $t_{ок} = 25$ °C, като при маломощните транзистори $R_{th}$ се определя по (11.3), а при мощните — по (11.4). Последното означава, че **при мощните транзистори $P_{C\,max}$ се отнася за случаите, когато транзисторът е закрепен за подходящ радиатор, препоръчван от завода производител.**

На фиг. 11.3 *а* е показано как $P_{C\,max}$ на мощния транзистор AD 303 зависи от температурата на околния въздух. Виждаме, че при стайна температура и при подходящ радиатор този транзистор има $P_{C\,max} = 40$ W, като с повишаване температурата на околния въздух тя намалява. Например при околна температура 35 °C мощността $P_{C\,max}$ вече не е 40 W, а е намаляла на 32 W. Това е особено важно за практиката и трябва да се запомни.



Фиг. 11.3

**Пример 11.2.** В справочниците е посочено, че транзисторът ГТ4131 при стайна температура има $P_{C\,max} = 550$ mW. Да се намери максималната мощност, разсейвана от колектора, при температура 35 °C.

От каталозите намираме, че този транзистор има $t_{j\,\max} = 85$ °C и $R_{th} = 110$ °C/W. Като заместим в (11.5), получаваме

$$P_{C\,\max} = \frac{t_{j\,\max} - t_{\text{ок}}}{R_{th}} = \frac{85 - 35}{110} = 0,45 \text{ W} = 450 \text{ mW}.$$

Начинаещите любители на електрониката често смесват следните две величини: $P_{C\,\max}$ — максималната мощност, която може да разсее колекторът, и $P_C$ — мощността, подавана на колектора. Първата величина е параметър на транзистора и зависи от неговата конструкция (и от температурата на околната среда) и обикновено се дава в справочниците. Втората величина $P_C = U_{CE}I_C$ е електрическата мощност, която подаваме към транзистора и тя зависи от това, какво е колекторното напрежение и колко голям е колекторният ток. Очевидно за правилната работа на транзистора величината $P_C$ трябва винаги да бъде по-малка (или най-много равна) на $P_{C\,\max}$. Следователно при една добре оразмерена схема трябва да е изпълнено условието

$$P_C = U_{CE}I_C \le P_{C\,\max}. \qquad (11.6)$$

В противен случай транзисторът ще се загрява над допустимата температура и може да се повреди.

При графо-аналитично изчисляване на транзисторни стъпала максималната мощност, разсейвана от колектора, често се нанася върху изходните статични характеристики, като нейният "образ" представлява хипербола (фиг. 11.3 *б*). Това е така, понеже произведението на координатите на коя да е точка от хиперболата е равно на $P_{C\,\max} = U_{CE}I_C$. Например за точка $A$ ще имаме: $U_{CE} = 5$ V, $I_C = 40$ mA, $P_{C\,\max} = 5.0,04 = 0,2$ W. Аналогично се получава и за точката $Б$: $U_{CE} = 10$ V, $I_C = 20$ mA, $P_{C\,\max} = 10.0,02 = 0,2$ W. Оттук следва практическото правило: за да не се прегрява транзисторът, постоянното напрежение $U_{CE}$ и постоянният ток $I_C$ трябва да имат стойности в областта, ограничена отгоре от хиперболата на максималната колекторна мощност.

## 11.4. МАКСИМАЛНО ДОПУСТИМ КОЛЕКТОРЕН ТОК

Максимално допустимият колекторен ток е един от основните параметри на биполярния транзистор. Неговата стойност за всеки конкретен транзистор е особено важна както при проектиране, така и при експлоатация на електронните апаратури. Обикновено в справочниците се дават две стойности за максималния колекторен ток, съответстващи на установен и импулсен режим на работа.

***Максимално допустим колекторен ток в установен режим*** $I_{C\,\max}$. Това е най-големият колекторен ток, който може да



протича през транзистора продължително време, без да настъпят повреди. За всеки транзистор стойността на $I_{C\,\max}$ се определя от завода производител въз основа на следните съображения: а) намаляване на коефициента $\beta$ до определено ниво; б) появяване на т. нар. токов пробив, който възниква в областта на колектора при големи токове; в) загряване на прехода (или на отделни области от него) и на съединителните проводници, запоени към кристала.

В някои случаи (например в стабилизираните токоизправители) биполярните транзистори работят в такъв режим, при който колекторният им ток е равен на $I_{C\,\max}$. При това положение, за да не се прегрее транзисторът, колекторното напрежение трябва да е сравнително малко и да отговаря на условието

$$U_{CE} \le \frac{P_{C\,\max}}{I_{C\,\max}}. \qquad (11.7)$$

**Пример 11.3.** Транзисторът ГТ7214 има $I_{C\,\max} = 3$ A, като при околна температура 35 °C максималната му мощност, разсейвана от колектора, е $P_{C\,\max} = 32$ W (при употреба на подходящ радиатор). Колко най-голямо може да бъде колекторното му напрежение, когато колекторният му ток е $I_C = I_{C\,\max} = 3$ A?

Заместваме в (11.7)

$$U_{CE} \le \frac{P_{C\,\max}}{I_{C\,\max}} = \frac{32}{3} = 10,6 \text{ V}.$$

***Максимално допустим колекторен ток в импулсен режим*** $I^*_{C\,\max}$ ***(или*** $I_{CM\,\max}$***)***. Този ток се определя от завода производител също така въз основа на няколко фактора като определено ниво на намаляване на коефициента $\beta$, загряване на колекторния преход до максимално допустимата температура $t_{j\,\max}$, загряване на съединителните проводници, запоени към кристалите, възникване на вторичен пробив в прехода и др. Нека напомним, че при определяне на максимално допустимия колекторен ток в импулсен режим основно значение имат продължителността на импулсите и времето на тяхното повторение. Ето защо в някои справочници едновременно с $I^*_{C\,\max}$ се дават данни и за импулсите. По принцип при даден транзистор величината $I^*_{C\,\max}$ е значително по-голяма от $I_{C\,\max}$ (особено при импулсните транзистори). Например маломощният транзистор МП21 има $I_{C\,\max} = 0,3$ A, като при краткотрайни импулси (продължителност на импулса $t_и = 5$ ns, коефициент на запълване $\delta = 10^{-3}$) същият транзистор има $I^*_{C\,\max} = 2$ A.

## 11.5. ОХЛАЖДАЩИ РАДИАТОРИ

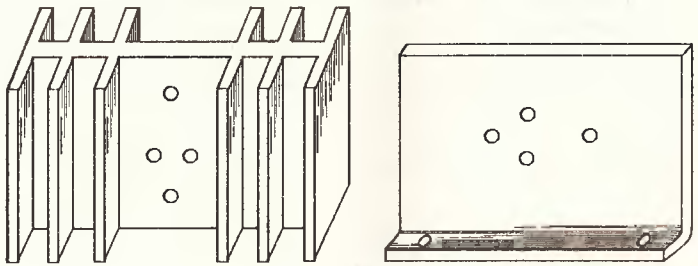
Както вече се изясни, в оптимален режим мощните транзистори работят винаги с охлаждащи радиатори. Закрепването на тран-

зистора към радиатора става посредством винтове, като допиращите се плоскости трябва да бъдат добре шлифовани и притиснати. Това е абсолютно необходимо с цел да се осигури добър топлинен контакт, съответно малка стойност на топлинното съпротивление $R_{кр}$ (вж. формула (11.4)). За намаляване на това съпротивление понякога между транзистора и радиатора се поставя силиконова паста (такава може да се вземе от повреден мощен транзистор, като внимателно отворим корпуса му). Разгледаният начин за директно закрепване на мощните транзистори към охлаждащите радиатори осигурява много добро топлоотвеждане (например $R_{кр} = 0,05 \div 0,1$ °C/W), но трябва да се помни, че радиаторът е свързан електрически с корпуса и има напрежението на колектора. Ето защо при монтаж радиаторът трябва да се изолира по подходящ начин от шасито на апаратурата.

В някои случаи (например от гледна точка за сигурност) се налага охлаждащият радиатор да не е под напрежение. В този случай между транзистора и радиатора се поставя тънка (напр. 10–50 $\mu$m) слюдена или хостафанова пластинка, чрез която транзисторът се изолира електрически от радиатора, като закрепващите винтове също сё изолират от радиатора чрез подходящи втулки. Като недостатък на този монтаж може да се посочи фактът, че "по пътя" на топлината се включва и топлинното съпротивление на пластинката, което трудно може да се намали под 0,5 °C/W.

Нека сега разгледаме самите охлаждащи радиатори. Те се изработват обикновено от алуминий и могат да имат най-различна конструкция. (Данни за българските радиатори вж. в сп. "Радио, телевизия, електроника", бр. 2, 1978 г.).

На фиг. 11.4 са показани два от най-разпространените радиатори — ребрест и плосък.



Фиг. 11.4

Основен параметър на всеки охлаждащ радиатор е неговото *топлинно съпротивление* $R_{рв}$, което характеризира способността му да отдава топлината към околния въздух. Колкото топлинното съпротивление на радиатора е по-малко, толкова той е по-добър.



Например един голям ребрест фабричен радиатор може да има топлинно съпротивление примерно $R_{рв} = 0,5 \div 1,5$ °C/W. Нека добавим, че идеалният радиатор трябва да има топлинно съпротивление нула.

Топлинното съпротивление на всеки радиатор е обратнопропорционално на неговата площ, т.е. добрият радиатор трябва да има голяма площ. Именно затова ребрестите радиатори са по-добри от плоските, понеже при равни други условия заемат и по-малък обем. Изчисляването на топлинното съпротивление на охлаждащите радиатори в общия случай е свързано с някои трудности, още повече че в установен режим температурата на различните участъци от радиатора е различна. Точните изчисления се усложняват и от допълнителни фактори, като например разположение на радиатора, характер и цвят на повърхността му, състояние на околния въздух (свободна или принудителна конвекция) и т.н.

В радиолюбителски условия твърде често се използуват плоски радиатори, изработени от алуминиева ламарина с дебелина 3–4 mm. При директно закрепване на транзистора необходимата сумарна (и от двете страни на плочата) площ $S$, cm$^2$, може да бъде определена от приблизителната формула

$$S = \frac{1400 P_C}{0,9 t_{j\,max} - t_{ок\,max} - R_{пк} P_C}. \qquad (11.8)$$

В този израз $P_C$ е електрическата мощност, подавана към транзистора (или все едно разсейвана от транзистора), $t_{j\,max}$ — максималната температура на колекторния преход, $t_{ок\,max}$ — максималната температура на околния въздух, $R_{пк}$ (или $R_{thjc}$) — топлинното съпротивление преход — корпус на транзистора. Формулата е в сила за случая, когато радиаторът е монтиран вертикално. Ако между транзистора и радиатора е поставена изолационна пластинка, във формулата вместо $R_{пк}$ трябва да се замести $R_{пк} + 0,5$.

**Пример 11.4.** Да се изчисли необходимата площ, която трябва да има плосък охлаждащ радиатор от алуминиева ламарина с дебелина 3 mm, ако $t_{j\,max} = 80$ °C, $t_{ок\,max} = 35$ °C, $R_{пк} = 1,5$ °C/W, $P_C = 5$ W, при условие, че транзисторът е закрепен директно върху радиатора.

Заместваме в (11.8)

$$S = \frac{1400 P_C}{0,9 t_{j\,max} - t_{ок\,max} - R_{пк} P_C} = \frac{1400.5}{0,9.80 - 35 - 1,5.5} = 200 \text{ cm}^2.$$

Понеже това е площта от двете страни, радиаторът може да представлява например квадрат с размери 100 × 100 mm или правоъгълник с размери примерно 85 × 155 mm. Той трябва да се монтира вертикално, като се изолира електрически от шасито.

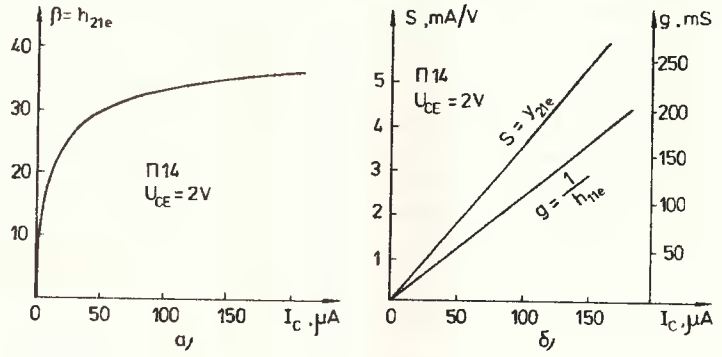
## 11.6. РАБОТА НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР В МИКРОРЕЖИМ

Биполярният транзистор работи в *микрорежим*, когато колекторният ток е по-малък примерно от 0,3–0,1 mA. Свойствата на транзисторите при работа в микрорежим са важни например при съставните транзистори, а също и при редица интегрални схеми, където голямата плътност на елементите поражда проблема за разсейване на отделената топлина.

Най-важната особеност при работа в микрорежим е силното намаляване на коефициента $\beta$ (фиг. 11.5 *а*). Това се обяснява с увеличаване на относителната роля на повърхностната рекомбинация, на неуправляемите и утечните токове и др. Нека отбележим, че при различните транзистори рязкото намаляване на коефициента $\beta$ става при различни колекторни токове и е най-често при 10 до 50 $\mu$A.

Друга особеност при работа в микрорежим е намаляването на стръмността $S$ (фиг. 11.5 *б*), като това намаляване зависи линейно от тока на покой. Като се има предвид, че при стръмност, по-малка от 1–2 mA/V, усилването на транзистора вече не е ефективно, може да се покаже, че при усилвателни стъпала колекторният ток на покой не бива да е по-малък примерно от 10–50 $\mu$A.

При работа в микрорежим значително нараства входното съпротивление на транзистора (т.е. намалява входната активна проводимост — вж. фиг. 11.5 *б*), като при това нараства относителната роля на неуправляемите токове. Ето защо при работа в микрорежим са подходящи предимно силициеви транзистори.




Фиг. 11.5

Трябва да се изтъкне, че при работа в микрорежим освен разсейваната мощност намаляват и собствените шумове на транзистора, а също така се забелязва по-слабо влияние на колекторното напрежение върху някои основни параметри.



## 11.7. РАБОТА НА БИПОЛЯРНИЯ ТРАНЗИСТОР В ЛАВИНЕН РЕЖИМ

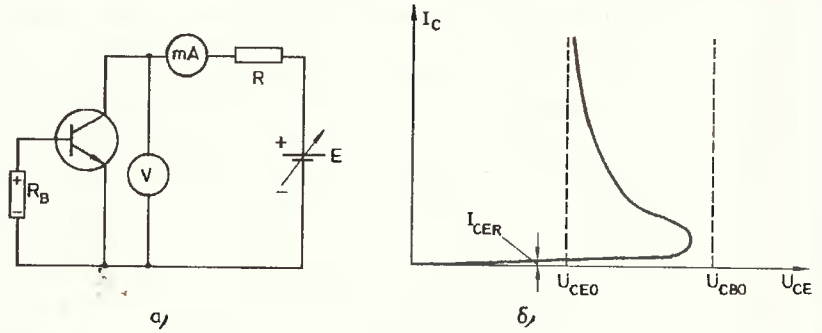
Лавинният режим на работа на биполярния транзистор намира приложение главно в импулсната техника. За да работи транзисторът в такъв режим, колекторното му напрежение трябва да бъде близко до пробивното с оглед в колекторния преход, който е включен в обратна посока, да може да възникне лавинен пробив (вж. т.2.5). При този пробив в изходните характеристики се оформя участък с отрицателно динамично съпротивление. Като се използува този участък, могат да бъдат конструирани различни импулсни устройства — релаксационни генератори, тригери, амплитудни дискриминатори, логически схеми и др. Обръщаме внимание, че при всички тези схеми транзисторът работи в *импулсен* режим. Това означава, че състоянията на лавинен пробив са относително краткатрайни и се редуват от състояния, при които транзисторът е запушен. Поради това и поради наличността на ограничаващи резистори в колекторната верига в лавинен режим транзисторът не се прегрява и не се поврежда.

По принцип всеки биполярен транзистор може да работи в лавинен режим. Но като се имат предвид някои специфични изисквания (бързодействия, напрежения, токове), са разработени т. нар. *лавинни транзистори* (например ГТ338А÷ В), които могат да осигурят значителен импулсен ток и в които пробивите настъпват при не много големи напрежения.

Както вече се спомена, главна особеност на лавинния режим е наличността на отрицателно динамично съпротивление в изходните характеристики на биполярния транзистор. За да обясним това явление, нека свържем транзистора според фиг. 11.6 *а* и изследваме зависимостта на колекторния ток от приложеното напрежение. (Стойността на $R_B$ трябва да бъде 1–10 kΩ, а резисторът $R$ е ограничаващ.)

При неголеми колекторни напрежения токът във веригата ще има стойност $I_{CER}$, като напомняме (вж. фиг. 4.17), че този ток по принцип е малък. При малки колекторни токове съпротивлението на емитерния преход е много по-голямо от $R_B$, така че практически целият колекторен ток преминава през $R_B$, т.е. състоянието на транзистора е близко до режим плаващ емитер. При това положение, ако увеличаваме колекторното напрежение, лавинен пробив ще се появи при напрежение, близко до $U_{CBO}$ (фиг. 11.6 *б*), като колекторният ток ще започне да нараства. С увеличаване на колекторния ток обаче нараства и напрежителният пад върху $R_B$, който поляризира емитерния преход в права посока, т.е. съпротивлението на прехода започва да намалява. Така при достатъчно голям ток съпротивлението на емитерния преход става много

по-малко от $R_B$, като състоянието на транзистора е близко вече до режим плаваща база. Но, както знаем, в режим плаваща база пробивът настъпва при значително по-малки напрежения. По такъв начин при малка стойност на тока колекторното напрежение отначало е близко до $U_{CBO}$, а след това при нарастване на тока




Фиг. 11.6

то намалява и става близко до $U_{CEO}$ (фиг. 11.6 *б*). Или все едно: при увеличаване на тока напрежението на лавинния пробив намалява. Именно това характеризира самия участък с *отрицателно* динамично съпротивление.

Ако последователно на резистора $R_B$ включим източник с определено напрежение, явленията ще протекат по същия начин, т.е. получената характеристика ще бъде аналогична на тази, показана на фиг. 11.6 *б*, но ще бъде отместена спрямо нея. Така се получава семейство изходни характеристики, всяка една отнасяща се за определено преднапрежение на базата. Това "управление" на волтамперните характеристики открива допълнителни възможности и се използува в някои импулсни схеми. Във връзка с това нека добавим, че участък с отрицателно съпротивление притежават не само изходните, но и входните характеристики на биполярния транзистор. (Вж. подробностите в сп. "Радио", 1974 г. , бр.5.)

В заключение нека кажем, че лавинният режим на работа осигурява голямо бързодействие на превключващите схеми. Така например при употреба на лавинни транзистори могат да се формират импулси с време на нарастване под 1 ns (наносекунда), което трудно може да се постигне в обикновен режим. Други предимства на лавинния режим са твърде широкият работен обхват на напрежения и токове, повишената устойчивост на облъчване, повишената температурна стабилност и др. Като недостатък на лавинния режим на работа може да се посочи големият толеранс на пробивните напрежения при транзисторите от един и същи тип, което налага индивидуален подбор.



## 11.8. ОСНОВНИ ПАРАМЕТРИ НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

Биполярният транзистор е усилвателен прибор с големи функционални възможности. Това се дължи на факта, че съществуват два основни вида транзистори (NPN и PNP), които могат да работят при две включвания (нормално и инверсно), при три основни схеми (ОЕ, ОБ, ОК) и в четири режима (активен, насищане, отсечка, лавинен). От своя страна тези 24 работни състояния на транзистора се характеризират с редица параметри, чийто общ брой надхвърля числото 300. Като се вземе под внимание, че повечето от тези параметри зависят от режима, температурата и честотата, става ясно, че усвояването на транзисторните параметри и използуването им в практиката представлява определена трудност за всеки, който се занимава с радиоелектроника.

Като изхождаме от това, по-долу се прави преглед на най-важните транзисторни параметри с кратка характеристика на техните особености.

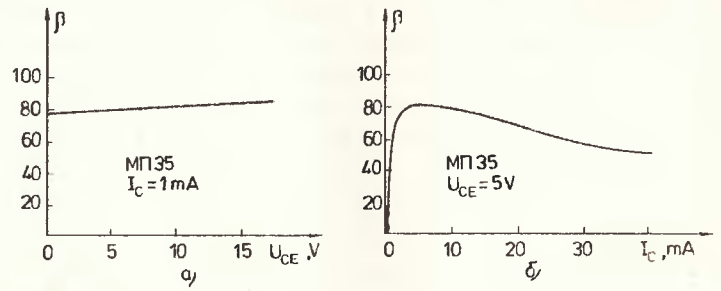
**1. Коефициент на усилване по ток** $\beta$. Това е диференциалният коефициент на усилване по ток при схема ОЕ. Той характеризира усилването на малки сигнали от транзистора при определена работна точка, като $\beta = h_{21e}$. Стойността на $\beta$ зависи от конструкцията на транзистора, като при по-тясна база неговата стойност е по-голяма. Дебелината на базата е един от сложните технологични въпроси в микроелектрониката. Това поражда и споменатите вече производствени толеранси, които са особено силно изразени при коефициента $\beta$ на транзисторите от един и същи тип (вж. фиг. 5.12 *б*). При съвременните транзистори $\beta$ има стойност от 10 до 500 и повече.

Коефициентът $\beta$ беше дефиниран в т. 4.6, като там се предполагаше, че при даден транзистор той е константа, т. е. зависимостта на $I_C$ и $I_B$ е права линия. Това допускане е приемливо само при първоначално запознаване с транзисторите и при ориентировъчни изчисления. Когато е необходима по-голяма точност, трябва да се вземе под внимание, че коефициентът $\beta$ зависи от работната точка, т. е. от колекторното напрежение и колекторния ток.

Както е показано на фиг. 11.7 *а*, при увеличаване на колекторното напрежение коефициентът $\beta$ слабо расте. Причината за това е, че при по-големи колекторни напрежения базата се стеснява (ефект на Ерли), при него рекомбинацията намалява.

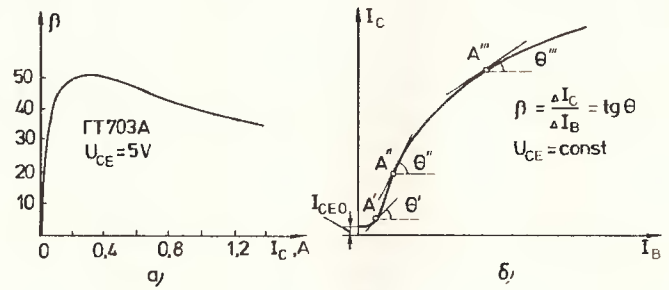
По-значителна е зависимостта на коефициента $\beta$ от колекторния ток и това е показано на фиг. 11.7 *б*. Опитите показват, че при маломощните транзистори коефициентът $\beta$ има тъп максимум примерно между 1 и 10 mA. При по-малки токове (вж. фиг. 11.5 *а*) коефициентът $\beta$ чувствително намалява. Това се дължи на отно-

сително по-голямото влияние на повърхностната рекомбинация и на обратните токове. При значителни колекторни токове коефициентът $\beta$, макар и слабо, също намалява. Причината за това е нарастването на обемната рекомбинация и намаляването на коефициента на дифузията вследствие на увеличената концентрация на токоносителите. Нека добавим, че при мощните транзистори явленията са аналогични с тази разлика, че максимумът на $\beta$ е при колекторен ток примерно 0,1–0,5 A (фиг. 11.8 *а*).




Фиг. 11.7

Когато се взема под внимание фактът, че коефициентът $\beta$ зависи от колекторния ток, характеристиката на правото предаване по ток (вж. например фиг. 5.10 *а*) няма да е права линия и истинската ѝ форма е показана на фиг. 11.8 *б*. Понеже по дефиниция $\beta = \dfrac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$, в различните точки от тази графика стойността на $\beta$ ще бъде равна на ъгловия коефициент $\mathrm{tg}\theta$ на допирателната. По такъв начин от фиг. 11.8 *б* се вижда, че при малки колекторни токове $\beta$ е малко (в точката $A'$ $\beta = \mathrm{tg}\theta'$), след това е максимално (в точката $A''$ $\beta = \mathrm{tg}\theta''$), след което постепенно намалява (в точката $A'''$ $\beta = \mathrm{tg}\theta'''$). При това положение при малки сигнали можем да



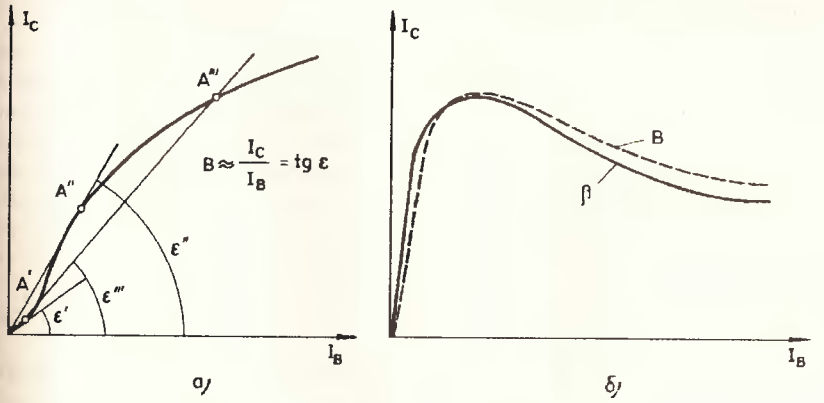

Фиг. 11.8



считаме, че работната точка се движи не по кривата, а по допирателната, прекарана в работната точка, т. е. $\beta$ може да се приеме за константа. Именно тази стойност се дава в справочниците, като обезателно се посочва и работната точка.

Дотук разгледахме явленията при фиксирана работна точка и малки сигнали. В редица устройства обаче (например в импулсната техника) се работи с големи сигнали. В този случай работната точка описва значителни участъци от характеристиката на правото предаване по ток, като коефициентът $\beta$ в различните точки има различна стойност. Ако се вземе под внимание това непрекъснато изменение на коефициента $\beta$, получените формули ще бъдат твърде сложни и неудобни за практиката. Поради тази причина се въвежда параметърът *интегрален (статичен) коефициент на усилване по ток* $B = h_{21E}$ при схема ОЕ, който се дефинира чрез (4.12). При не твърде малки колекторни токове (по-точно при $I_B \gg I_{CBO}$, или което е все едно при $I_C \gg I_{CEO}$) интегралният коефициент $B$ в дадена работна точка от графиката е равен на ъгловия коефициент на правата, съединяваща началото на координатната система и работната точка (вж. формула (4.13)).

Това е показано на фиг. 11.9 *а*, като при сравнително малки колекторни токове коефициентът $B$ е малък (в точка $A'$ $B = \mathrm{tg}\varepsilon'$), след това е максимален (в точка $A''$ $B = \mathrm{tg}\varepsilon''$), след което постепенно намалява (в точка $A'''$ $B = \mathrm{tg}\varepsilon'''$). От това следва, че интегралният коефициент $B$ зависи от колекторния ток по аналогичен начин както $\beta$, като в дадена работна точка двата коефициента $B$ и $\beta$ в общия случай не са еднакви. При един конкретен транзистор това е показано на фиг. 11.9 *б*. Виждаме, че преди максимума $B < \beta$, при самия максимум $B = \beta$, а надясно от него $B > \beta$. Прак-




Фиг. 11.9

тиката показва, че при даден транзистор в една и съща работна точка разликата между $B$ и $\beta$ рядко надвишава 10–20%. Затова, ако $I_B \gg I_{CBO}$, при ориентировъчни изчисления може да се приеме, че $B \approx \beta$.

В заключение нека кажем, че коефициентът $\beta$ зависи от температурата и честотата. При увеличаване на температурата той слабо нараства и това е показано на фиг. 6.16. При увеличаване на честотата коефициентът $\beta$ намалява по големина и става комплексно число (вж. фиг. 9.4).

**2. Коефициент на усилване по ток $\alpha$.** Това е един от важните параметри на транзистора и както знаем (вж. т. 4.7), се нарича диференциален коефициент на усилване по ток при схема ОБ. При съвременните биполярни транзистори той има стойност най-често от 0,900 до 0,999 и колкото е по-близък до единица, толкова транзисторът усилва повече. Коефициентът $\alpha$ зависи от конструкцията на транзистора (вж. формула (4.17)) и на практика можем да считаме, че почти не зависи от токовете и напреженията в транзистора. При звукови честоти той е реално число, а при по-високи честоти намалява по големина и става комплексно число (вж. формула (9.3)). Коефициентите $\alpha$ и $\beta$ са свързани помежду си чрез формула (4.16).

**3. Обратен колекторен ток $I_{CBO}$.** Това е обратният ток през колекторния преход при плаващ (несвързан) емитер. При маломощните силициеви транзистори той има стойност 1–50 nA, а при мощните — от 0,1 до 10 $\mu$A. Съответно при маломощните германиеви транзистори неговата стойност е 1–30 $\mu$A, а при мощните — от 50 до 500 $\mu$A. Колкото този ток е по-малък, толкова транзисторът е температурно по-стабилен. Това е така, понеже този ток силно зависи от температурата (средно на всеки 10 °C удвоява стойността си) и освен това при някои схеми част от него минава през управляващия преход на транзистора и многократно се усилва. В справочниците неговата стойност обикновено се дава при стайна температура. Трябва да помним обаче, че по време на работа колекторният ток загрява транзисторите и обратният колекторен ток е по-голям. В заключение нека добавим, че при равни други условия обратният ток на силициевите транзистори е средно 100–1000 пъти по-малък от този на германиевите и това е важно предимство.

**4. Максимално допустимо напрежение колектор — база $U_{CB\,max}$.** Това е най-голямото допустимо напрежение между колектора и базата в обратна посока, което може да издържи колекторният преход продължително време при плаващ емитер, без да настъпи пробив. Зависи главно от конструкцията на транзистора, посочва се от завода производител и е примерно с 20% по-ниско от напрежението, при което настъпва пробив. При високочестотните маломощни транзистори това напрежение е най-често в границите $U_{CB\,max} = 15 \div 50$ V. При импулсните, високоволтовите и някои мощни транзистори това напрежение е 50–500 V. (Вж. подробности за пробивните напрежения в т.11.1.)



**5. Максимално допустимо напрежение колектор — емитер $U_{CE\,max}$.** Това е най-голямото допустимо напрежение между колектора и емитера, когато между базата и емитера е включено активно съпротивление с определена стойност (напр. 1–10 kΩ). При даден транзистор напрежението $U_{CE\,max}$ е обикновено по-ниско от $U_{CB\,max}$. От справочниците обаче се вижда, че има транзистори, при които тези две напрежения са еднакви.

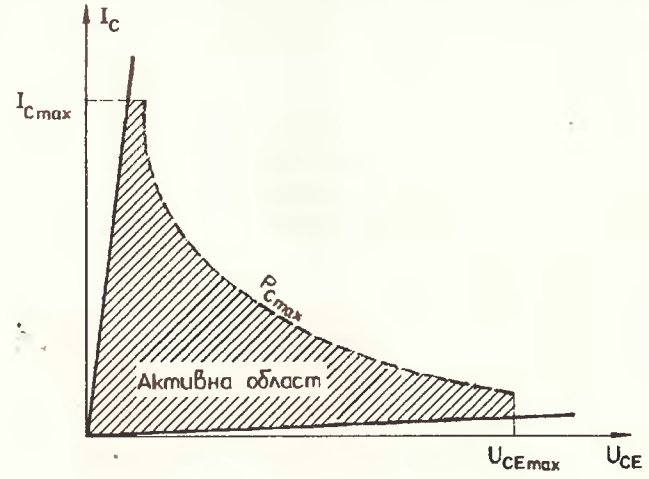
**6. Максимално допустима колекторна мощност $P_{C\,max}$.** Това е най-голямата електрическа мощност, подавана към транзистора (или все едно разсейвана от него), при което в установен режим преходът се загрява до максимално допустимата температура. В каталозите $P_{C\,max}$ се дава най-често при околна температура на въздуха 25 °C, като за мощните транзистори тя се отнася и при употреба на подходящ радиатор, препоръчван от завода производител. Понеже охлаждането зависи от околната температура на въздуха, при повишаването ѝ максимално допустимата колекторна мощност намалява (вж. формула (11.5)). Например транзисторът 2T3168 при околна температура 25 °C има $P_{C\,max} = 200$ mW, а при околна температура 40 °C той има $P_{C\,max} = 150$ mW. Това е твърде важно за практиката и трябва да се запомни, особено когато искаме от даден транзистор да извлечем максималната мощност. Поради изброените причини мощните транзистори винаги се монтират върху охлаждащи радиатори (вж. т. 11.5). Например мощният транзистор ГТ7214 без радиатор има $P_{C\,max} = 2$ W, а с подходящ радиатор $P_{C\,max} = 45$ W.

**7. Максимално допустим колекторен ток $I_{C\,max}$.** Това е най-големият колекторен ток, който може да протича през транзистора продължително време (т. е. в установен режим), при условие че подадената електрическа мощност не превишава максимално допустимата. Например в справочника е посочено, че транзисторът КТ369 има $I_{C\,max} = 250$ mA. Понеже този транзистор има $P_{C\,max} = 0,2$ W, когато през него протича ток 250 mA, приложеното колекторно напрежение трябва да отговаря на условието

$$U_{CE} \leq \frac{P_{C\,max}}{I_{C\,max}} = \frac{0,2}{0,250} = 0,8 \text{ V}.$$

Този пример е добре да се запомни, защото много любители на електрониката считат, че $I_{C\,max}$ е най-големият ток през транзистора при какво да е колекторно напрежение. Този пропуск в знанията често се "заплаща" с повреждане на транзистори. Във връзка с това препоръчваме следното правило при избора на работна точка: **колекторното напрежение $U_{CE}$ на транзистора**

**може да има каквато желаем стойност в границите от 0 до $U_{CE\,max}$, колекторният ток на покой $I_{Cп}$ може да има каквато желаем стойност от 0 до $I_{C\,max}$, обаче произведението на двете избрани от нас стойности в никакъв случай не бива да е**




Фиг. 11.10

**по-голямо от $P_{C\,max}$ на същия транзистор.** Това важно правило е илюстрирано на фиг. 11.10 и в случая гласи: в усилвателен режим при схема ОЕ избраната работна точка може да се намира само в защрихована област. Тази област се нарича още *област на усилването (активна област)* на биполярния транзистор. Става ясно, че когато е зададено колекторното напрежение, допустимият колекторен ток определя стойността на $P_{C\,max}$. Нека покажем това с един пример.

**Пример 11.5.** Даден е транзистор 2Т3671, който има $P_{C\,max} = 150$ mW. Какъв е допустимият колекторен ток на транзистора при колекторно напрежение $U_{CE} = 6$ V?

Очевидно за допустимия колекторен ток при дадено $U_{CE}$ ще имаме

$$I_C = \frac{P_{C\,max}}{U_{CE}} = \frac{0,150}{6} = 0,025 \text{ A} = 25 \text{ mA}.$$

Аналогично се намира, че при колекторно напрежение 9 V допустимият колекторен ток е 16 mA, а при колекторно напрежение 3 V той е 50 mA.

**8. Максимално допустим колекторен ток $I^*_{C\,max}$ (или $I_{C\,M\,max}$).** Това е най-големият колекторен ток, който е допустимо да протича през транзистора за кратко време, т. е. в импулсен режим. Неговата стойност се дава в справочниците, като понякога се посочват и параметрите на импулсите. Параметърът $I^*_{C\,max}$ е основен за импулсните транзистори, които се характеризират с това,



че за кратко време през тях може да протича значителен ток. По принцип при даден транзистор величината $I^*_{C\,max}$ е значително по-голяма от $I_{C\,max}$. При маломощните импулсни транзистори най-често $I^*_{C\,max} = 0,1 \div 1,0$ A, при мощните достига до няколко ампера.

**9. Капацитет на колекторния преход $C_C$ ($C_k$).** Това е капацитетът, измерен между изводите на колектора и базата при отворена верига на емитера и при дадена честота, когато към прехода е приложено определено напрежение в обратна посока. Както знаем (вж. формула (2.16)), в общия случай този капацитет зависи от колекторното напрежение, като при по-високо напрежение той е по-малък. Високочестотните и импулсните транзистори имат изобщо по-малък капацитет на колекторния преход от нискочестотните. Например високочестотният транзистор SFT 317 при $U_{CE} = -6$ V и $I_C = 1$ mA има $C_C = 2,5$ pF, а нискочестотният транзистор ГТ1323 при същата работна точка има $C_C = 32$ pF.

**10. Капацитет на емитерния преход $C_E$ ($C_e$).** Това е капацитетът, измерен между изводите на емитера и базата при отворена колекторна верига, като към прехода е приложено определено напрежение в права посока от порядъка на части от волта. Понеже това е дифузен капацитет (вж. формула (2.17)), той е толкова по-голям, колкото е по-голям токът в права посока през прехода. На практика маломощните транзистори имат най-често $C_E = 100 \div 300$ pF.

**11. Максимална честота на генерациите $f_{max}$.** Вече знаем, че при увеличаване на честотата усилвателните свойства на биполярния транзистор се влошават. Параметърът $f_{max}$ е онази честота, при която коефициентът на усилване по мощност на транзистора става равен на единица (вж. глава IX). При нискочестотните транзистори $f_{max}$ има стойност най-често от 0,1 до 3 MHz, докато при високочестотните тя е от порядъка на десетки и стотици мегахерци.

**12. Гранична честота на коефициента на усилване по ток $f_\alpha$.** Това е честотата, при която коефициентът $\alpha$ намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността си при ниски честоти. Например нискочестотният транзистор ГТ104 има $f_\alpha = 2$ MHz, докато високочестотният транзистор 2Т3605 има $f_\alpha = 300$ MHz (вж. т. 9.2).

**13. Гранична честота на коефициента на усилване по ток $f_\beta$.** Това е честотата, при която коефициентът $\beta$ намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността си при ниски честоти. За даден транзистор честотата $f_\beta$ е около $\beta$ пъти по-ниска от честотата $f_\alpha$ (вж. фиг. 9.6).

**14. Транзитна (преходна) честота $f_т$.** Това е онази честота, при която коефициентът на усилване по то $\beta$ става равен на единица. Например транзисторът Т354 има $f_т = 68$ MHz, а тран-

зисторът 2Т6602 има $f_т = 300$ MHz (вж. формула (9.8)).

**15. Гранична честота $f_s$.** Това е честотата, при която големината (модулът) на стръмността на транзистора намалява с 30% (3 dB) спрямо стойността си при ниска честота (вж. формула (9.12)). Практически тази честота е близка до честотата $f_\alpha$.

**16. Гранична честота $f_ш$.** Това е честотата, при която коефициентът на шума $F$ нараства два пъти в сравнение със своята минимална стойност (вж. т. 10.3).

**17. Разпределено омическо съпротивление на базата $r_{b'}$ (или $r_{bb'}$).** Това е активното съпротивление на базата на транзистора. (Напомняме, че базата е около 100 пъти по високоомна от емитера и колектора.) Това съпротивление е нежелано, но ако не е високоомна базата, не може да се осъществи инжекция на токоносители от емитера в базата. Това съпротивление поражда както излишни загуби, така и ООВ, чийто ефект нараства с честотата (вж. 9.3 *а*). Големината на $r_{b'}$ зависи от конструкцията на транзистора (вж. формула (7.1)), не зависи от тока и от напрежението и колкото стойността му е по-малка, толкова транзисторът е по-добър. Това е така, понеже $r_{b'}$ пряко влияе върху граничните честоти на транзистора (вж. формула (9.5)), а също и върху собствения му шум (вж. формула (10.1)). При съвременните маломощни високочестотни транзистори най-често $r_{b'} = 20 \div 100\ \Omega$, а при нискочестотните достига до 500 Ω.

**18. Времеконстанта на колекторната верига $r_{b'}C_c$.** Този параметър характеризира работата на транзистора при високи честоти. Тук $r_{b'}$ е разпределено съпротивление на базата, а $C_c$ е капацитетът на колекторния преход. Колкото времеконстантата $r_{b'}C_c$ е по-малка, толкова транзисторът има по-добри честотни свойства. Нискочестотният транзистор ГТ1353 например има $r_{b'}C_c = 2400$ ps (пикосекунди), а високочестотният транзистор П410 има $r_{b'}C_c = 300$ ps.

**19. Неуправляеми токове в биполярния транзистор.** Тези токове са относително малки и практически не се влияят от приложеното напрежение. Те обаче са важни, понеже от тях в значителна степен зависят пробивните напрежения и температурната стабилност на транзистора. Неуправляемите токове в транзистора (фиг. 11.11) са следните:

*а. Обратен колекторен ток $I_{CBO}$.* този ток е разгледан отделно под номер 3.

*б. Остатъчен колекторен ток $I_{CEO}$.* Това е токът колектор — емитер при плаваща база. Неговата стойност е около $\beta$ пъти по-голяма от стойността на $I_{CBO}$ (вж. формула (4.8)).

*в. Начален колекторен ток $I_{CES}$.* Това е токът колектор — емитер при накъсо свързани база и емитер. Неговата стойност е приблизително равна на $I_{CBO}$ (вж. формула (4.9)).

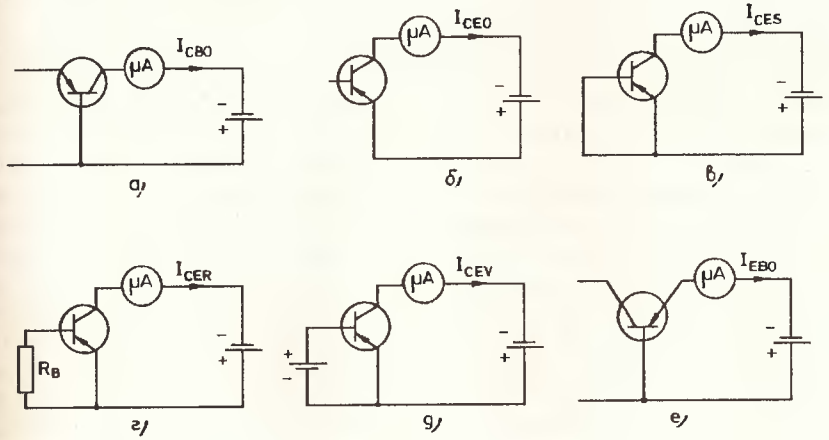


*г. Обратен колекторен ток $I_{CER}$.* Това е токът колектор — емитер, когато между базата и емитера е включено определено активно съпротивление $R_B$ (вж. фиг. 4.17).

*д. Обратен ток $I_{CEV}$.* Това е токът колектор — емитер, когато управляващият преход е запушен, т. е. когато между базата и емитера действува в обратна посока определено напрежение (това се случва в импулсните схеми). Обратният ток $I_{CEV}$ по принцип е по-малък от $I_{CBO}$.

*е. Обратен емитерен ток $I_{EBO}$.* Това е обратният ток на емитерния преход при отворена колекторна верига. Този параметър е важен за импулсната техника, при инверсно свързване на транзистора и др. Понеже площта на емитерния преход е по-малка от тази на колекторния (вж. фиг. 4.2), при даден транзистор токът $I_{EBO}$ е по-малък от $I_{CBO}$.

Практическото измерване на тези токове може да стане според схемите на фиг. 11.11, като колекторният източник може да има напрежение 4,5 или 6 V. Добре е при измерването във веригата да се включи ограничаващ резистор за предпазване на микроамперметъра при евентуален пробив. Стойността на този резистор може да бъде 5–10 kΩ и очевидно той няма да влияе върху резултатите от измерването, понеже измерваната верига е много по-високоомна.




Фиг. 11.11

**20. Импулсни параметри на биполярните транзистори.** Работата на биполярния транзистор в импулсен режим се разглежда в част II на тази книга, като тук само за систематичност ще се споменат основните импулсни параметри:

*а. Максимален колекторен ток в импулсен режим $I^*_{C\max}$* (или $I_{CM\max}$). Този ток е разгледан отделно под номер 8.

*б. Напрежение на насищане (остатъчно напрежение)* $U_{CE\,\mathrm{sat}}$ (или $U_{CE\,\mathrm{нас}}$). Това е напрежението между колектора и емитера на наситения транзистор, т. е. когато транзисторът е напълно отпушен (вж. фиг. 5.7). Този параметър се дава в справочниците, като обикновено се посочва за какъв колекторен ток се отнася. Колкото напрежението на насищане е по-малко, толкова ключовите свойства на транзистора са по-добри. Съвременните импулсни транзистори имат най-често $U_{CE\,\mathrm{sat}} = 0,1 \div 0,8$ V.

*в. Съпротивление на насищане* $R_{CE\,\mathrm{sat}}$ (или $r_{\mathrm{нас}}$). Това е съпротивлението между изводите на колектора и емитера в режим на насищане. При практически изчисления $R_{CE\,\mathrm{sat}}$ съответствува на линията, в която се сливат отделните изходни характеристики (вж. фиг. 5.7 *б*). При по-голяма точност се взема под внимание, че изходните характеристики са разположени ветрилообразно, т. е. с нарастване на базовия ток съпротивлението $R_{CE\,\mathrm{sat}}$ съвсем слабо намалява. Колкото съпротивлението на насищане е по-малко, толкова импулсните свойства на транзистора са по-добри. При съвременните маломощни импулсни транзистори най-често $R_{CE\,\mathrm{sat}} = 1 \div 30\ \Omega$.

*г. Напрежение на насищане база — емитер* $U_{BE\,\mathrm{sat}}$ *(или* $U_{BE\,\mathrm{нас}}$*).* Това е импулсното напрежение, което трябва да се приложи в права посока към управляващия преход, за да може (независимо от съществуващите толеранси) транзисторът от даден тип със сигурност да се насити. Този параметър се дава в справочниците, като обикновено се посочва и коефициентът на насищане, който се осигурява, или пък съответният колекторен ток. При съвременните импулсни транзистори най-често $U_{BE\,\mathrm{sat}} = 1 \div 3$ V.

*д. Максимално допустимо обратно напрежение емитер — база* $U_{EB\,\max}$. Това е най-голямото напрежение, което е допустимо да се прилага към управляващия преход в обратна посока с оглед по-пълно запушване на транзистора. При съвременните транзистори най-често $U_{EB\,\max} = 3 \div 5$ V.

*е. Време за разсейване* $t_s$ (или $t_{\mathrm{разс}}$). Това е времето от момента, когато на базата на наситения транзистор се подаде запушващ импулс, до момента, когато колекторният ток намалее до определено ниво — например 90% от максималната си стойност. В отпушено състояние базата на транзистора е наситена с неосновни токоносители. Затова при подаване на запушващ входен импулс е необходимо известно време $t_s$ за разсейване на тези токоносители и чак след това колекторният ток започва да намалява. Времето на разсейване определя бързодействието на транзистора и колкото е по-малко, толкова е по-добре. Съвременните импулсни транзистори имат най-често $t_s = 10$ ns $\div 1\ \mu$s.

*ж. Време на включване* $t_{\mathrm{on}}$ ($t_{\mathrm{вкл}}$). Това е времето от момента, когато на базата на запушения транзистор се подаде отпушващ импулс, до момента, когато колекторният ток достигне определено ниво — например 90% от максималната си стойност. При даден транзистор времето за включване е обикновено значително по-малко от времето за разсейване.

*з. Време за изключване* $t_{\mathrm{off}}$ ($t_{\mathrm{изкл}}$). Това е времето от момента, когато на базата на отпушения транзистор се подаде запушващ импулс, до момента, когато колекторният ток достигне определено ниво — например 10% от максималната си стойност. При даден транзистор времето за изключване е по-голямо от времето за разсейване. Следователно включването на транзистора става по-бързо от изключването му.

*и. Интегрален (статичен) коефициент на усилване* $B$ (или $h_{21E}$). Този параметър беше разгледан отделно под № 1.

**21. Топлинни параметри на биполярния транзистор.** Най-важните топлинни параметри на биполярния транзистор са максимално допустимата температура на колекторния преход и топлинното съпротивление (вж. т. 11.2).

*а. Максимално допустима температура на колекторния преход* $t_{j\,\max}$. Това е най-високата температура, до която е допустимо да се загрява колекторният преход, при което транзисторът продължава да бъде усилвателен прибор и не настъпват необратими изменения в него. Този параметър се посочва в справочниците за всеки тип транзистор. При силициевите транзистори $t_{j\,\max}$ обикновено има стойност 150–200 °C, а при германиевите тя е 70–100 °C.

*б. Топлинно съпротивление на транзистора* $R_{th}$. Това съпротивление изразява с колко градуса ще се повиши температурата на колекторния преход, когато към транзистора се подава (или все едно когато транзисторът разсейва) един ват електрическа мощност. Топлинното съпротивление се измерва с единицата "градус на ват" и колкото е по-малко, толкова е по-добре. При маломощните транзистори, които обикновено работят без радиатор, топлинното съпротивление, което се дава в справочниците, е равно на сумата от съпротивленията преход — корпус и корпус — въздух (вж. формула (11.3)). При тях топлинното съпротивление има най-често стойност 200–600 °C/W. Мощните транзистори обикновено работят с радиатор и при тях топлинното съпротивление, което се дава в справочниците, е съпротивлението преход — корпус. При тях това съпротивление най-често има стойност 1–5 °C/W.

**22. Коефициент на шума** $F$. Той характеризира шумовите свойства на транзистора и представлява отношението на пълната мощност на шумовете на изхода на транзистора към мощността само на онези шумове, които са създадени от източника на сигнали, включен на входа. Коефициентът на шума се измерва в де-

цибели и зависи от честотата (вж. фиг. 10.1 *б*). При маломощните транзистори шумът е най-слаб за честоти между 1 и 4 kHz. При ниски и високи честоти шумът нараства. При малки колекторни токове и ниски колекторни напрежения шумовете са по-малки. Тази особеност често се използува при избиране режима на първия транзистор в усилватели и приемници. Освен това нивото на шумовете зависи от съгласуването между източника на сигнали и самия транзистор. Даден транзистор е толкова по-малкошумящ, колкото $r_{b'}$ и $I_{CBO}$ са по-малки и $\beta$ е по-голям. Шумовете нарастват при повишаване на температурата. При конструиране на малкошумящи стъпала се препоръчва индивидуален подбор на транзисторите.



# 12

# ПРАКТИЧЕСКИ УКАЗАНИЯ ЗА РАБОТА С БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ

## 12.1. ПРОВЕРКА НА ГОДНОСТТА НА БИПОЛЯРНИТЕ ТРАНЗИСТОРИ С ОММЕТЪР

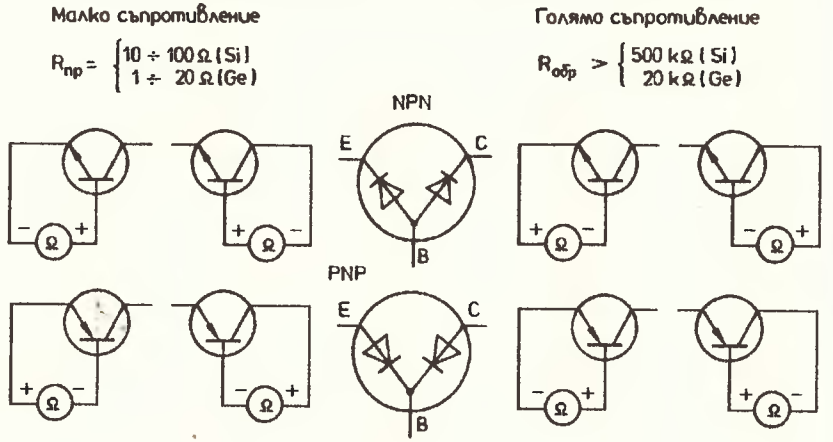
Подобно на диодите годността на биполярните транзистори се проверява най-лесно с омметър. Веднага искаме да подчертаем, че трябва да сме съвсем наясно с *полярността на омметъра* (вж. т. 3.25)! Тук само ще повторим, че за положителна клема на омметъра приемаме тази, от която токът "излиза" от измерителния уред. Във фигурите със знака "+" ще означаваме именно тази клема. Ще отбележим също, че понеже преходите на транзистора представляват нелинейни съпротивления (вж. т. 3.2), получените резултати за стойностите на съпротивленията им, особено в права посока, ще зависят и от самия омметър (захранваща батерия, схема и др.). Или казано по друг начин, ако измерваме съпротивлението на прехода в права посока на даден транзистор с два различни омметъра, могат да се получат значителни разлики в показанията им (вж. фиг. 3.41).

**Биполярният транзистор е годен за работа тогава, когато и двата му прехода са изправни (т. е. имат еднопосочна проводимост) и между емитера и колектора няма късо съединение.** При проверката с омметър транзисторът може да се разглежда като два насрещно свързани диода. В права посока съпротивлението на тези диоди трябва да е малко — например 10–100 Ω при силициеви и 1– 20 Ω при германиеви транзистори, а в обратна посока — голямо — например над 500 kΩ при силициеви и над 20 kΩ при германиеви транзистори (фиг. 12.1).

При измерване на съпротивлението на веригата емитер — колектор има някои особености, които трябва да изясним. В този случай твърде често се греши, като се разсъждава така: във веригата емитер — колектор (или колектор — емитер) винаги единият диод е включен в обратна посока и ако транзисторът е в ред, измереното съпротивление трябва да е голямо. И понеже при германиевите мощни транзистори съпротивлението емитер — колектор на практика не е голямо, пораждат се погрешни съмнения, че транзисторът е дефектен. (Тук и нататък редуването емитер — колектор и колектор — емитер съответствува на посоката на тока вътре в транзистора.)

Представянето на транзистора като съвкупност от два насрещно

свързани диода е допустимо **само когато се измерват преходите поотделно** (фиг. 12.1). В случая, когато измерваме съпротивлението емитер — колектор (при NPN транзистори колектор — емитер), токът на омметъра минава и през двата прехода, кои-




Фиг. 12.1

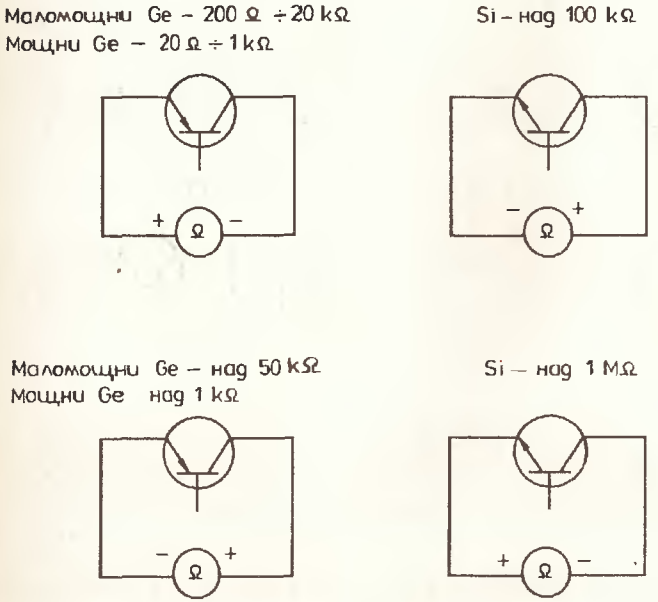
то поради малката широчина на базата си взаимодействуват, т. е. тук имаме случая "плаваща база". Това свързване е особено важно и беше разгледано в т. 4.6. Тук само ще припомним, че всеки ток, преминал през управляващия преход, се усилва $\beta$ пъти и този усилен ток е именно колекторният ток. Но щом токът нараства $\beta$ пъти, очевидно съпротивлението е намаляло $\beta$ пъти. Ето защо съпротивлението емитер — колектор (при NPN транзистори колектор — емитер) е *много по-малко* от съпротивлението на преход, поляризиран в обратна посока. Това съпротивление е толкова по-малко, колкото е по-голям остатъчният ток на транзистора $I_{CEO} = (\beta + 1)I_{CBO}$, т. е. колкото са по-големи $\beta$ и $I_{CBO}$. Понеже при германиевите транзистори обратният ток $I_{CBO}$ може да бъде значителен, съпротивлението емитер — колектор може да бъде малко. Например при маломощни германиеви PNP транзистори съпротивлението емитер — колектор може да има стойност от 200 Ω до 20 kΩ, а при някои мощни транзистори (например AD304 то е от 20 Ω до 1000 Ω (фиг. 12.2).

Съпротивлението колектор — емитер при германиевите PNP транзистори е сравнително по-голямо отколкото съпротивлението емитер — колектор. Това е така, защото, въпреки че базата е пак плаваща, транзисторът се намира в инверсно включване (вж. т. 4.10) и както $\beta$, така и $I_{EBO}$ са по-малки. При маломощни германиеви PNP транзистори съпротивлението колектор — емитер е



над 50 kΩ, а при мощни германиеви PNP транзистори — над 1 kΩ (фиг. 12.2).

При силициеви NPN транзистори съпротивлението на веригата колектор — емитер е над 100 kΩ, а съпротивлението на веригата емитер — колектор е над 1 MΩ (фиг. 12.2). Тези съпротивления са големи, защото обратният колекторен ток е малък.




Фиг. 12.2

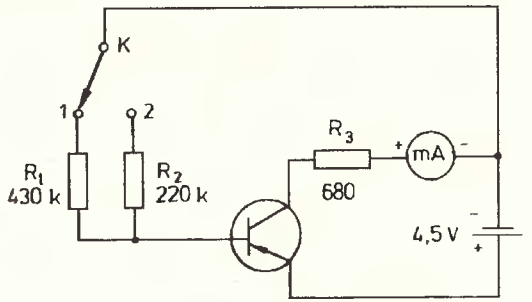
Описаната проверка на годността на биполярните транзистори с омметър е обикновено напълно достатъчна за практиката. Когато обаче е нужно прецизно изследване на годността на транзистора, това се извършва с помощта на характериограф или специален измерител на транзистори.

## 12.2. ОПРЕДЕЛЯНЕ НА КОЕФИЦИЕНТА $\beta$ С МИЛИАМПЕРМЕТЪР

Коефициентът $\beta$ може лесно да се намери, като се използува схемата, показана на фиг. 12.3. Резисторът $R_3$ е ограничаващ и предпазва уреда, в случай че измерваният транзистор е дефектен. Ако $I_1$ е измереният колекторен ток при положение *1* на ключа, а $I_2$ е измереният колекторен ток при положение *2*, коефициентът $\beta$ се определя по формулата

$$\beta = 100(I_2 - I_1), \qquad (12.1)$$

като токовете са в милиампери. (При NPN транзистор полярността на батерията и на уреда трябва да бъде обратна.) Обръщаме внимание, че тази формула е в сила само при посоченото напрежение на батерията.




Фиг. 12.3

**Пример 12.1.** При един транзистор, включен по схемата от фиг. 12.3, се получава $I_1 = 1,2$ mA и $I_2 = 2,1$ mA. Какъв е коефициентът му на усилване по ток?

Заместваме в (12.1): $\beta = 100(2,1 - 1,2) = 90$.

## 12.3. ОПРЕДЕЛЯНЕ НА ИЗВОДИТЕ НА НЕИЗВЕСТЕН ТРАНЗИСТОР

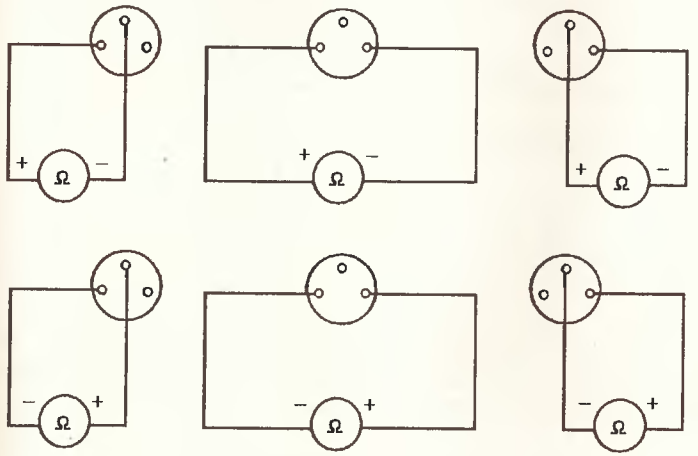
Понякога в практиката може да се случи да разполагаме с транзистор, за който не знаем от кой вид и тип е (например с изтрито или неясно означение). В общия случай употребата на такъв транзистор е рискована и не се препоръчва. В някои случаи обаче (за радиолюбителски цели и др.) такъв транзистор може да бъде използуван, но първо трябва да знаем неговите изводи и чак след това да започнем опитите с него.

Ако транзисторът е германиев, неговите изводи могат да се определят с обикновен омметър с обхват до 1 MΩ. Ако транзисторът е силициев, необходим ни е омметър с обхват поне 50 MΩ. Преди да започнем определянето на изводите, трябва да сме наясно с полярността на омметъра (вж. т. 3.25)!

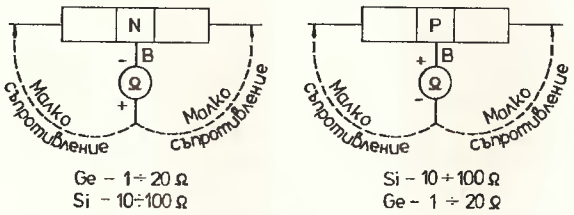
Очевидно при самото измерване са възможни всичко 6 комбинации на включване на два извода към уреда (фиг. 12.4), но ние непременно трябва да намерим комбинацията, показана на фиг. 12.5. Ще я различим по това, че омметърът е включен в права посока и



към двата прехода и затова в този случай двете съпротивления са малки (1–20 Ω при германиеви и 10–100 Ω при силициеви транзистори) и *почти равни помежду си*. Когато попаднем на тази комбинация, ние вече със сигурност знаем две неща: а) извода на базата (това е изводът, спрямо който сме установили двете малки съпротивления на преходите) и б) типа на транзистора (NPN, когато при тази комбинация към базата е положителната клема на омметъра, или PNP, когато при тази комбинация към базата е отрицателната клема на омметъра). Ако изобщо не попаднем на подобна комбинация, транзисторът е повреден.



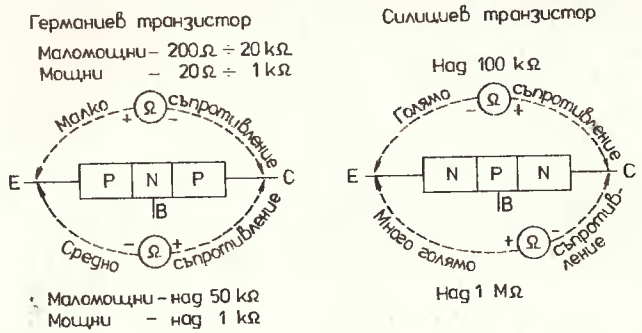

Фиг. 12.4




Фиг. 12.5

Сега остава да определим кой от двата останали извода е емитер и кой колектор. Това става според фиг. 12.6, където транзисторът е в режим на "плаваща база". При германиеви PNP транзистори съпротивлението емитер — колектор е 10–100 пъти по-малко от съпротивлението колектор — емитер. При силициеви NPN транзистори съпротивлението колектор — емитер

е 10-100 пъти по-малко от съпротивлението емитер — колектор (вж. фиг. 12.6). Обръщаме внимание, че ако разполагаме само с обикновен омметър (с обхват до 1 MΩ), определянето на емитера и колектора при силициеви транзистори е почти невъзможно,




Фиг. 12.6

тъй като съпротивленията и в двете посоки са толкова големи, че омметърът не се отклонява. Ето защо в такъв случай е нужен омметър с обхват поне 50 MΩ.

След като вече знаем трите извода на неизвестния транзистор, можем по познатите начини да определим неговите основни параметри, като $\beta$, $I_{CBO}$ (вж. фиг. 4.9) и др.

## 12.4. ЗАМЯНА НА ТРАНЗИСТОРИ

Идеалната замяна на транзистори е тази, при която новият има същите параметри както повреденият. Но дори новият транзистор да е еднотипен със стария, поради производствени толеранси могат да съществуват различия в техните параметри. Ето защо при замяна на транзистори се препоръчва следното:

**1.** Когато даден транзистор е повреден и установим това със сигурност (вж. фиг. 12.1), преди да пристъпим към замяната му с нов, **нужно е да изясним дали това е единствената повреда или тя е резултат от друга неизправност.**

**2.** Повреденият транзистор по принцип се заменя с нов транзистор от същия тип. Преди влагането му в схемата **новият транзистор задължително трябва да бъде проверен,** като неговият коефициент на усилване $\beta$, а при германиеви транзистори и обратният му колекторен ток $I_{CBO}$ трябва да се различават от тези параметри на стария транзистор най-много с 10%. Това изискване особено строго трябва да се спазва, когато в схемата транзисторите са свързани директно (т. е. без разделителни кондензатори).



**3.** При липса на нов транзистор от същия тип трябва да се търси подходящ еквивалент.

При търсенето на подходящ еквивалент сравняването на новия със стария транзистор става по следните параметри, които трябва да бъдат приблизително еднакви с тези на стария транзистор:

**а)** максимална мощност, разсейвана от колектора $P_{C\,max}$;

**б)** гранични честоти $f_\alpha$, $f_\beta$ и $f_T$;

**в)** коефициент на усилване $\beta = h_{21e}$;

**г)** обратен колекторен ток $I_{CBO}$ (това е особено важно при германиевите транзистори);

**д)** коефициент на шума $F$ (важен е за входните транзистори в радиоприемници и усилватели);

**е)** максимално колекторно напрежение $U_{CB\,max}$ (важно е за крайните транзистори и регулиращите транзистори в стабилизаторите);

**ж)** разположение на изводите (важно е за крайните транзистори, които са монтирани на радиатор).

**4.** При замяна на мощни транзистори особено трябва да се внимава при тяхното монтиране върху радиаторите с оглед да се осигури минимално топлинно съпротивление, т. е. добро охлаждане.

**5.** По принцип германиев транзистор се заменя с германиев и силициев — със силициев. Ако специалистът има опит, може да замени германиев транзистор с равностоен силициев. В такъв случай е необходимо да се провери колекторният ток на покой и да се замени горният резистор в делителя на базата с по-нискоомен (силициевият транзистор се отпушва при около 0,5 V, а германиевият — при около 0,2 V).

**6.** По принцип нискочестотният транзистор може да се замени с високочестотен при условие, че останалите параметри (особено $P_{C\,max}$, $I_{C\,max}$ и $U_{CB\,max}$) са еднакви. Обратната замяна обаче не е възможна.

## 12.5. ПРАВИЛА ЗА МОНТИРАНЕ НА БИПОЛЯРНИ ТРАНЗИСТОРИ

При монтиране на биполярни транзистори трябва да се спазват следните правила:

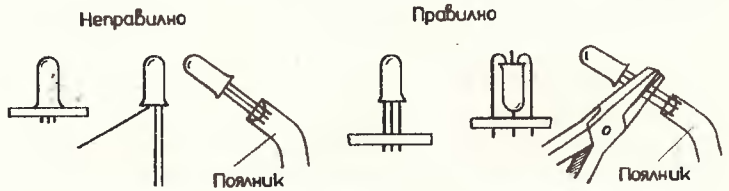
**1.** Не е желателно изводите на транзисторите да се подрязват късо (фиг. 12.7), защото в този случай запояването ще се извърши близо до корпуса, а това може да доведе до нарушаване на параметрите на транзистора вследствие прегряване на преходите.

**2.** Когато се налага прегъване на изводите, това трябва да става на разстояние поне 5–8 mm от корпуса, като се използват пинцети или подходящи клещи (фиг. 12.7).

**3.** Препоръчва се върху изводите на транзистора да се надяват шлаухи с различен цвят. Това улеснява тяхното разпознаване и ги предпазва от късо съединение.

**4.** Запояването на транзисторите трябва да става бързо — за 2–3 секунди. Желателно е поялникът да има изострена човка и мощността му да не е над 60 W.

**5.** По време на запояването, ако е възможно, изводът откъм страната на корпуса да се държи здраво с пинцети или плоски клещи за топлоотнемане (фиг. 12.7). В някои случаи е по-удобно целият транзистор да се държи с памуче, намокрено с вода. Работата се улеснява, ако изводите са калайдисани предварително.




Фиг. 12.7

**6.** При отпояване на дефектен транзистор от печатна платка отворите обикновено се запълват с калай. Преди да монтираме новия транзистор, с поялника разтопяваме калая и преди още да се е втвърдил, с тънко шило (или дървена клечка) оформяме отворите за новия транзистор.

**7.** При монтирането на мощни транзистори трябва да се осигури добър топлинен контакт с радиатора. Това се постига чрез плътно притискане на транзистора към радиатора чрез подходящи винтове.

**8.** В някои случаи мощният транзистор е електрически изолиран от радиатора посредством тънка слюдена или хостафанова пластинка. При демонтиране тази пластинка в никакъв случай не бива да се повреждда. Ако все пак тя е негодна за повторна употреба, за изолация може да се използува тънък слой епоксидна смола, в която сме поставили берилиев окис.



# 13

# ПОЛЕВИ ТРАНЗИСТОРИ С PN ПРЕХОД

## 13.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Разгледаните дотук транзистори се характеризират с това, че се управляват с ток, т.е. чрез инжекция на токоносители от емитера в базата. Ето защо входното им съпротивление по принцип не може да бъде много голямо. Освен това работният им ток се обуславя от два вида токоносители (електрони и дупки) и затова те се наричат *биполярни* транзистори.

Напоследък все по-широко приложение започнаха да намират *полевите* транзистори. Те се управляват от напрежение, което създава с полупроводника електрическо поле (т.е. използува се *полевият ефект* и по такъв начин се изменя съпротивлението на елемента.

Интересно е да се отбележи, че полевият ефект е открит още в 1925 г. от Лилиенфелд, за което той в 1930 г. получава патент. Обаче поради ограничените възможности на технологията първите опити за използуването на този ефект са направени 20 години по-късно. В 1952 г. Шокли (създателят на теорията на биполярния транзистор) публикува теорията на полевия транзистор с PN преход, а на следващата година Дейси и Рос изготвят и експериментират първите 6 германиеви полеви транзистора. Основните недостатъци на тези образци са малката стръмност (0,15 mA/V) и относително големият собствен шум (30–60 dB). Тези несполуки забавят за известно време изследванията, още повече, че по това време вече е разработен биполярният транзистор, чиито предимства "засенчват" полевите транзистори. В 1959 г. успешните опити на Атала за пасивиране на повърхността на силиция чрез окисляване възвръщат интереса към полевите транзистори и на следващата година Канг и Атала предлагат MOS структурата. В 1963 г. Хофщайн и Хайман разработват и изследват първите MOS транзистори, като показват редица техни предимства.

Понастоящем се произвеждат най-различни видове полеви транзистори с много добри параметри както във вид на дискретни елементи, така и в интегрални схеми. Тъй като работният ток на полевите транзистори се дължи на един вид токоносители (или само електрони, или само дупки), те се наричат още *униполярни транзистори или унитрони.* В литературата за тях се среща още наименованието *канални транзистори.*

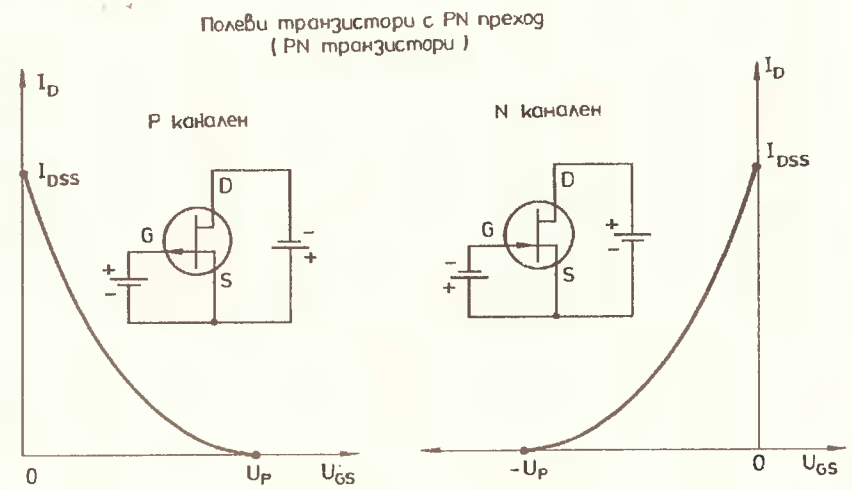
## 13.2. ВИДОВЕ ПОЛЕВИ ТРАНЗИСТОРИ И ТЕХНИТЕ ОСОБЕНОСТИ

Съществуват различни конструкции полеви транзистори, но засега най-широко разпространение са получили главно два вида:

а) полеви транзистори с PN преход (наричат се още PN транзистори;

б) полеви транзистори с изолиран управляващ електрод (наричат се още MOS, МДП или МОП транзистори).

В тази глава ще разгледаме PN транзисторите, които биват два вида: с P канал и с N канал. На фиг. 13.1 са дадени техните характеристики на правото предаване, означенията им и полярността на захранване на електродите. Посоката на стрелката в означението съответствува на правата посока на PN прехода във входната верига.




Фиг. 13.1

Най-важните особености на полевите транзистори (PN и MOS) са следните:

**1.** Голямо входно съпротивление за постоянен ток — от порядъка на $10^8$–$10^{16}$ Ω. Входното съпротивление за променлив ток се определя от вътрешните капацитети на елемента и от честотата на сигнала.

**2.** Сравнително ниско ниво на собствените шумове, което при високоомен генератор и честота 1 kHz може да има стойност 0,5 dB.

**3.** Притежават термостабилна точка, което позволява конструирането на стъпала с висока температурна стабилност. Могат да работят в широк температурен интервал — например от −200 °C до +200 °C.

**4.** Устойчиви са към въздействие на различни видове облъчване.

**5.** В пентоден режим характеристиката на правото им предаване е квадратична, което е особено важно при усилвателни и преобразувателни стъпала.

**6.** Поради малкия ток във входа полевите транзистори могат да бъдат управлявани с нищожна мощност.

**7.** Полевите транзистори могат да бъдат използувани като управляеми съпротивления.

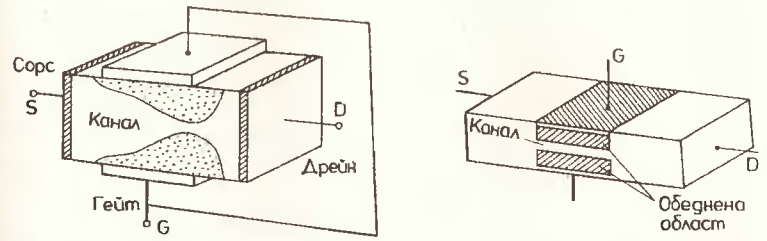
**8.** Могат да се изработват по познатите технологии, като MOS транзисторите са особено удобни за интегрални схеми.

Тези особености на полевите транзистори са главната причина за широкото им използуване в различните изчислителни, импулсни, измерватели и усилвателни нискочестотни и високочестотни схеми.

Сега за направа на полеви транзистори (PN и MOS) се използува изключително силиций. Както знаем, той има сравнително високо пробивно напрежение, нищожни обратни токове в преходите, работоспособност до 200 °C, а също така поради лесното получаване на отличния изолатор $SiO_2$ се създават удобства при планарно-епитаксиалната технология.

## 13.3. УСТРОЙСТВО И ДЕЙСТВИЕ НА ПОЛЕВИТЕ ТРАНЗИСТОРИ С PN ПРЕХОД

Полевият транзистор с PN преход (PN транзисторът) представлява полупроводников кристал с определена проводимост, в който




Фиг. 13.2

е оформен *канал*. В двата края на канала чрез омически контакти са свързани електродите *дрейн* (сток, анод) и *сорс* (исток, катод). Между третия електрод, наречен *гейт* (затвор, управляващ електрод), и канала е образуван PN преход (фиг. 13.2), към който

нормално се подават такива напрежения, че да бъде поляризиран винаги в обратна посока. В зависимост от вида на полупроводника различаваме PN транзистори с P и N канал. Те имат един и същи принцип на работа, но се различават по постояннотоковия си режим, което е показано на фиг. 13.1. Понеже преходът е поляризиран в обратна посока, във веригата на гейта протича обратният ток на прехода $I_{GSS}$. Тъй като при силициеви преходи този ток е много малък ($I_{GSS} = 1 \div 10$ nA), входното съпротивление на транзистора за постоянен ток е много голямо — от 100 до 1000 MΩ.

Съществуват PN транзистори с едностранно и с двустранно разположение на гейта, а в някои конструкции той има многоканална (гребенчата) структура или обхваща канала във вид на пръстен. Областта на гейта се прави по-нискоомна от тази на канала, поради което **преходът е несиметричен и почти изцяло разположен в канала.** Както вече знаем (вж. фиг. 2.1), областта на всеки PN преход, поляризиран в обратна посока, е бедна на токоносители. Ако към прехода прилагаме различни напрежения в обратна посока, ще се изменя широчината на обедняната зона (вж. формула 2.9), съответно сечението на канала, а това ще води до съответното изменение на съпротивлението между дрейна и сорса.

Ако полупроводниковият канал има дължина $l$, сечение $S$ и специфично съпротивление $\rho$, за съпротивлението между дрейна и сорса можем да напишем

$$R_{DS} = \frac{\rho l}{S} = \frac{l}{\sigma S} = \frac{l}{qn\mu S}. \qquad (13.1)$$

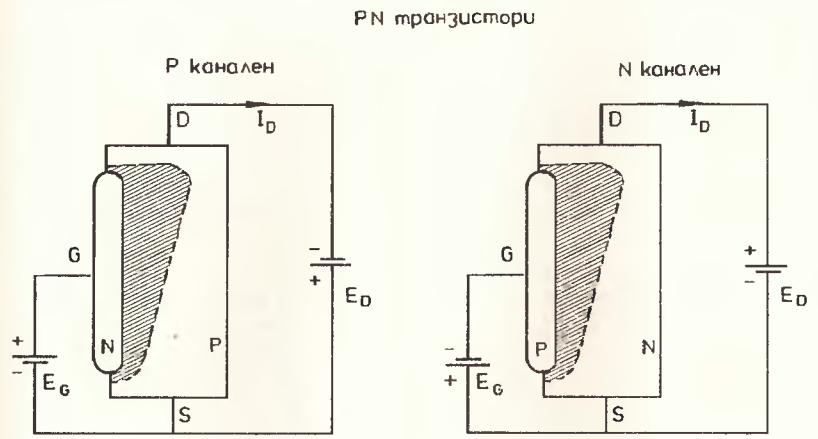
Оттук се вижда, че по принцип съпротивлението на канала може да се изменя, ако се изменят или размерите му $l$ и $S$, или концентрацията на токоносителите $n$. Принципът на действие на PN транзисторите е такъв, че подаденото на входа напрежение изменя сечението $S$ на канала, а оттам и съпротивлението между дрейна и сорса, което води до изменение на големината на дрейновия ток. Обръщаме внимание, че когато каналът е от N полупроводник, токоносителите са само електрони (както при металите), а когато каналът е от P полупроводник, токоносителите са само дупки.

От конструкцията на PN транзистора следва, че дрейнът и сорсът са по принцип обратими, като нормалните и инверсни параметри се различават малко помежду си. Все пак при работа с PN транзистори се препоръчва да се спазват местата на дрейна и сорса така, както са дадени в справочниците, защото в някои случаи корпусът е свързан със сорса и произволната размяна би довела до нежелани галванични и паразитни капацитети. По дефиниция сорс е този електрод, от който токоносителите (дупки в



P канала и електрони в N канала) започват да се движат навътре в елемента.

От принципа на действие на PN транзистора следва, че ако продължаваме да увеличаваме обратното напрежение между гейта и




Фиг. 13.3

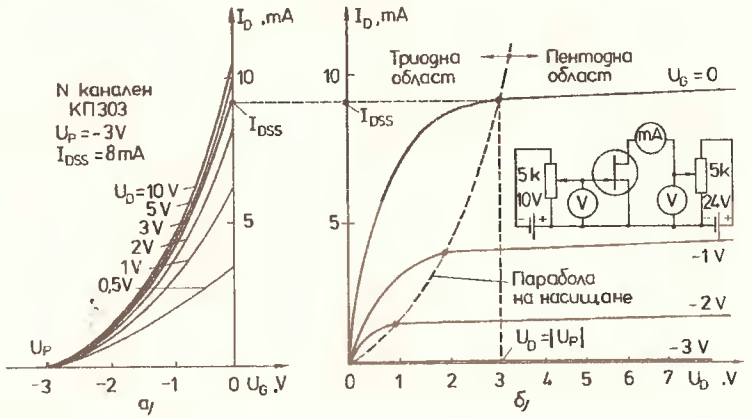
сорса, обедняната област ще се разшири толкова, че ще запуши канала (фиг. 13.3). Това напрежение на гейта се нарича *прагово напрежение* (напрежение на запушване или напрежение на отсечката), бележи се с $U_p$ и е **основен параметър на полевите транзистори**, който се дава в справочниците. Праговото напрежение не зависи от електрическия режим на транзистора, а се определя само от неговата конструкция. При съвременните маломощни транзистори праговото напрежение има стойност най-често от 0,5 до 10 V, като при P каналните транзистори то е положително, а при N каналните — отрицателно (фиг. 13.1). При мощните PN транзистори $U_p = 10 \div 50$ V.

При реалните PN транзистори дължината на канала е малка (от 1 до 50 $\mu$m). Неговата форма е сложна и затова полевите транзистори са нелинейни елементи.

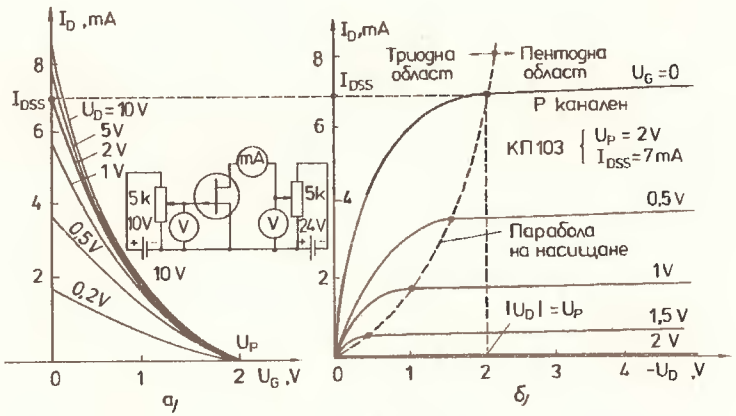
## 13.4. СТАТИЧНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

На фиг. 13.4*а* са показани семейство гейтови характеристики (наричани още характеристики на правото предаване, решетъчни характеристики) на конкретен полеви транзистор с PN преход и N канал от типа КП303, с прагово напрежение $U_p = -3$ V. Виждаме, че всички тези характеристики излизат от една и съща точка $U_p$ и

не са успоредни помежду си. Понеже транзисторът е N канален, тези характеристики са дадени само за отрицателни напрежения на гейта, тъй като при положителни напрежения преходът се поляризира в права посока и входното съпротивление става малко.




Фиг. 13.4




Фиг. 13.5

(При P канален транзистор на гейта се подават само положителни напрежения — вж. фиг. 13.5).

От фиг. 13.4*а* се вижда, че при дрейнови напрежения, по-малки по абсолютна стойност от праговото, т.е. при $|U_D| < |U_p|$, характеристиките значително се различават помежду си и не са толкова извити. При дрейнови напрежения, равни по абсолютна стойност и по-големи от праговото, т.е. при $|U_D| \geq |U_p|$, гейтовите характеристики почти се сливат в една крива линия, която се нарича *характеристика на правото предаване на полевия транзистор в пентоден режим*. При $|U_D| = |U_p|$ характеристиката пресича ординатата в точка $I_{DSS}$, която представлява дрейновият ток при нулево напрежение на гейта, т.е. когато гейтът е свързан накъсо със сорса. Величината $I_{DSS}$ се нарича *максимален дрейнов ток* и е един от основните параметри на PN транзисторите, който се дава в справочниците. Нека отбележим, че този параметър не зависи от електрическия режим на транзистора, а се определя от неговата конструкция. От фиг. 13.4*а* например може да се отчете, че разглежданият полеви транзистор КП303 има $U_p = -3$ V и $I_{DSS} = 8$ mA. При съвременните маломощни PN транзистори параметърът $I_{DSS}$ най-често има стойност 1–40 mA, а при мощните достига до 1 A и повече.

Характеристиката на правото предаване на PN транзистора в пентоден режим се изразява аналитично с приблизителната формула

$$I_D = I_{DSS}\left(1 - \frac{U_G}{U_p}\right)^2. \qquad (13.2)$$

И наистина, когато $U_G = U_p$, $I_D = 0$, а когато $U_G = 0$, $I_D = I_{DSS}$. От (13.2) следва, че в пентоден режим зависимостта на $I_D$ от $U_G$ е *квадратична* , т.е. характеристиката е част от парабола. Тази формула е в сила както при транзистори с P канал, така и с N канал.

Нека сега разгледаме изходните характеристики на PN транзистора. На фиг. 13.4*б* са показани семейство изходни (дрейнови) характеристики на същия N канален полеви транзистор. Те излизат от началото на координатната система ветрилообразно. В изходните характеристики различаваме две области: *триодна* област и *пентодна* област (област на насищане), които (фиг. 13.4*б*) са разделени с прекъсвана крива, наречена *парабола на насищането*. В триодната област дрейновият ток зависи силно както от напрежението на гейта, така и от напрежението на дрейна и характеристиките са възходящи. В пентодната област характеристиките са почти хоризонтални и може да се приеме с приближение, че дрейновият ток зависи главно от напрежението на гейта.

Дрейновото напрежение на насищане е свързано с напрежението на гейта с простата зависимост

$$U_{D\text{н}} = U_G - U_p, \qquad (13.3)$$

като от физически съображения е ясно, че трябва да имаме $|U_G| < |U_p|$. Това равенство характеризира параболата на насищане, защото дава абсцисите на точките, в които тя се пресича от изходните характеристики. Тук величините трябва да се вземат със

съответните знаци, за да бъде в сила формулата при PN транзистори както с P, така с N канал.

Доказва се, че в триодната област семействата гейтови и дрейнови характеристики могат да бъдат представени аналитично само с едно уравнение, а именно

$$I_D = I_{DSS}\left(\frac{2U_GU_D}{U_p^2} - \frac{2U_D}{U_p} - \frac{U_D^2}{U_p^2}\right). \qquad (13.4)$$

Напомняме, че в този израз $U_G$ и $U_p$ трябва да се заместват със своите знаци, за да е валиден както за P, така и за N канални транзистори. Ако приемем $U_G = \text{const}$, (13.4) изразява семейството изходни характеристики на транзистора, а ако приемем $U_D = \text{const}$, изразява сравнително точно семейството характеристики на правото предаване. Ако в (13.4) заместим $U_D$ с $U_{D\text{н}}$, определено от (13.3), ще получим известната зависимост (13.2).

## 13.5. НИСКОЧЕСТОТНИ МАЛОСИГНАЛНИ ПАРАМЕТРИ НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Вече знаем, че входното съпротивление на PN транзистора за постоянен ток е много високо — 100 MΩ и повече. Затова при работа на ниски честоти както постоянният входен ток, така и променливият входен ток, обусловен от капацитетите на транзистора, се пренебрегват. Ето защо при ниски честоти полевият транзистор (за разлика от биполярния, чийто базов ток никога не се пренебрегва) се характеризира не с четири, а с три величини: входно напрежение, изходно напрежение и изходен ток. При ниски честоти се работи със следните три малосигнални параметъра: вътрешно (изходно) съпротивление $R_i$, стръмност $S$ и статичен коефициент на усилване по напрежение $\mu$, които се отнасят само за променливите съставки.

***Вътрешно (изходно) съпротивление.*** То се дефинира с равенството

$$R_i = \frac{\Delta U_D}{\Delta I_D} \text{ при } U_G = \text{const}. \qquad (13.5)$$

Геометрически то е свързано с наклона на изходните характеристики на транзистора и очевидно зависи от работната точка. В пентоден режим то може да се намери по формулата

$$R_i = \frac{R_{i0}}{\left(1 - \frac{U_G}{U_p}\right)^2}\sqrt{1 + \frac{U_{D\text{п}}^2}{\eta |U_p|}}, \qquad (13.6)$$

където $R_{i0}$ е изходното съпротивление на транзистора в точка с координати $U_G = 0$ и $U_D = |U_p|$ и лесно може да се измери. Величината $R_{i0}$ е параметър на PN транзисторите и би трябвало



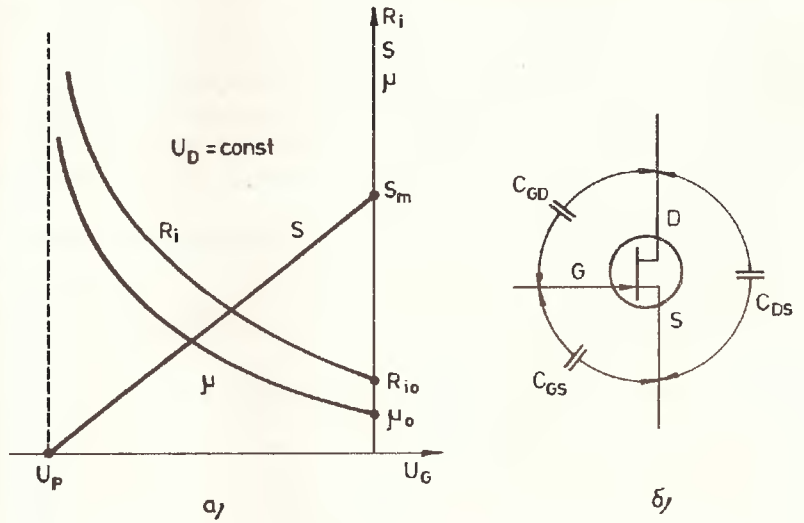
да се дава в справочниците. При съвременните PN транзистори $R_{i0} = 5 \div 50$ kΩ. $\eta$ е един коефициент със стойност 8–12, който зависи от конструкцията на транзистора, а $U_{D\text{п}}$ е напрежението на дрейна, измервано надясно от параболата на насищането, т.е. $U_{D\text{п}} = U_D - U_{D\text{н}} = U_D - U_G + U_p$. Формула (13.6) дава изходното диференциално съпротивление на PN транзистора в пентоден режим като функция на работната точка $U_G$ и $U_D$, при условие че $|U_G| < |U_p|$.

**Пример 13.1.** Да се намери изходното съпротивление на PN транзистора КП303 в пентодната област при работна точка $U_G = -2$ V и $U_D = 6$ V, ако $U_p = -3$ V, $R_{i0} = 10$ kΩ и $\eta = 8$.

Първо намираме величината $U_{D\text{п}}$, а именно: $U_{D\text{п}} = U_D - U_G + U_p = 6 + 2 - 3 = 5$ V. След това заместваме в (13.6)

$$R_i = \frac{10.10^3}{\left(1 - \frac{-2}{-3}\right)^2}\sqrt{1 + \frac{5^2}{8.3}} = 130 \text{ kΩ}.$$

На фиг. 13.6*а* е показана зависимостта на изходното съпротивление $R_i$ от преднапрежението $U_G$ в пентоден режим. При съвре-




Фиг. 13.6

менните PN транзистори параметърът $R_i$ се изменя най-често от 20 до 200 kΩ.

***Стръмност.*** Означава се с $S$ или $y_{fs}$. Това е стръмността на

гейтовата характеристика и се дефинира с равенството

$$S = \frac{\Delta I_D}{\Delta U_G} \text{ при } U_D = \text{const.} \qquad (13.7)$$

Понеже гейтовата характеристика не е права линия, стръмността в различните точки е различна. В пентоден режим стръмността може да се намери по приблизителната формула

$$S = |y_{fs}| = -\frac{2I_{DSS}}{U_p}\left(1 - \frac{U_G}{U_p}\right), \qquad (13.8)$$

като и тук величината $U_p$ трябва да се вземе със своя знак. От тази формула следва, че стръмността на PN транзистора в пентоден режим зависи линейно от преднапрежението $U_G$. Тя получава своята *максимална стойност* $S_m$ при нулево напрежение на гейта, т.е. за големината на максималната стръмност $S_m$ ще имаме

$$S_m = \frac{2I_{DSS}}{|U_p|}. \qquad (13.9)$$

Величината $S_m$ е един от основните параметри на PN транзистора. Съвременните PN транзистори имат максимална стръмност $S_m = 1 \div 15$ mA/V. На фиг. 13.6*а* е показана зависимостта на стръмността в пентоден режим от преднапрежението $U_G$. Обръщаме внимание, че при N каналните транзистори стръмността е положителна, а при P каналните тя е отрицателна (вж. фиг. 13.1). Формула (13.9) свързва трите основни параметъра на полевия транзистор с PN преход и дава възможност да намерим единия, ако са известни другите два.

Като се използуват (13.2) и (13.9), стръмността може да се представи и по следния начин:

$$S = S_m\left(1 - \frac{U_G}{U_p}\right) = S_m\sqrt{\frac{I_D}{I_{DSS}}} = \frac{2I_{DSS}}{|U_p|}\sqrt{\frac{I_D}{I_{DSS}}}. \qquad (13.10)$$

***Статичен коефициент на усилването по напрежение.*** По определение статичният коефициент на усилване на PN транзистора е

$$\mu = \frac{\Delta U_D}{\Delta U_G} \quad \text{при} \quad I_D = \text{const.} \qquad (13.11)$$

Коефициентът $\mu$ е число без размерност. Физически той показва колко пъти измененията на гейтовото напрежение влияят по-силно върху дрейновия ток отколкото измененията на дрейновото напрежение. В дадена работна точка коефициентът $\mu$ е свързан с останалите два параметъра чрез известното равенство

$$\mu = SR_i. \qquad (13.12)$$



В пентоден режим за коефициента $\mu$ се получава зависимостта

$$\mu = \frac{S_m R_{i0}}{1 - \dfrac{U_G}{U_p}}\sqrt{1 + \frac{U_{D\text{п}}^2}{\eta |U_p|}}, \qquad (13.13)$$

като величините $U_{D\text{п}}$ и $\eta$ бяха изяснени при формула (13.6). При $U_G = 0$ и $|U_D| = U_p$ статичният коефициент на усилване очевидно ще има стойност

$$\mu_0 = S_m R_{i0}. \qquad (13.14)$$

Величината $\mu_0$ представлява параметър на PN транзистора и е фактически минималната стойност на статичния коефициент на усилване. При съвременните PN транзистори $\mu_0 = 10 \div 100$.

От (13.13) следва, че статичният коефициент $\mu$ зависи от работната точка, като е толкова по-голям, колкото е по-малък $I_D$ и по-голямо $U_D$. На фиг. 13.6*а* е показана зависимостта на $\mu$ от преднапрежението на транзистора, като на практика най-често $\mu = 50 \div 500$.

Освен трите основни параметъра на PN транзистора, зависимостта между които е дадена с (13.9), често се използува и параметърът $R_0$, който представлява *активното съпротивление на отворения (нестеснения) канал* на транзистора. За него се извежда следната проста зависимост:

$$R_0 = \frac{|U_p|}{2I_{DSS}} = \frac{1}{S_m}. \qquad (13.15)$$

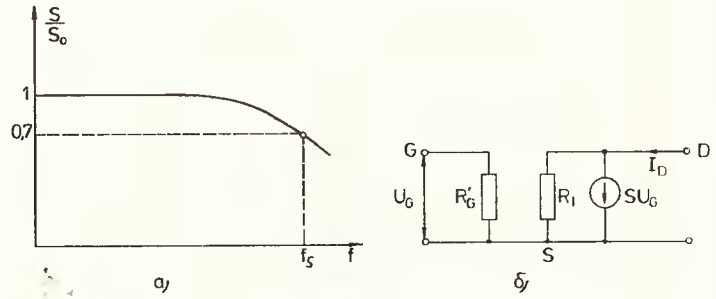
Очевидно това е съпротивлението между електродите дрейн и сорс (при плаващ гейт) и практически може да бъде измерено с омметър (вж. т. 13.16). При съвременните маломощни PN транзистори $R_0 = 50 \div 1000\ \Omega$, а при мощните то може да е и по-малко. Между другото нека отбележим, че (13.15) позволява да се определи $S_m$ само с омметър.

В общия случай съпротивлението на канала се бележи с $R_k$ и очевидно е по-голямо от $R_0$, като зависи от управляващото напрежение гейт-сорс.

## 13.6. ЧЕСТОТНИ СВОЙСТВА НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Въпреки че при PN транзистора няма нито инжекция, нито натрупване на токоносители, с увеличаване на честотата неговото усилване намалява, понеже намалява стръмността му. Причината за това са главно вътрешните му капацитети. Капацитетът

гейт-канал има сложен характер, понеже е разпределен капацитет и за опростяване на анализа се приема, че в полевия транзистор има три вътрешни капацитета $C_{GD}$, $C_{GS}$ и $C_{DS}$ (фиг. 13.6*б*), чиято стойност при съвременните маломощни PN транзистори е най-често в границите от 0,1 до 5 pF.




Фиг. 13.7

При увеличаване на честотата стръмността на PN транзистора намалява (фиг. 13.7*а*), като при това става комплексно число поради дефазирането между входното напрежение и изходния ток. За количествена оценка на намаляването на големината (т.е. модула) на стръмността се въвежда параметърът *гранична честота* $f_s$ на PN транзистора. Това е честотата, при която големината на стръмността намалява с 30% (3 dB) спрямо своята стойност $S_0$ при ниска честота — например до 1 kHz. Въз основа на това за големината на стръмността можем да напишем

$$S = |y_{fs}| = \frac{S_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_s}\right)^2}}. \qquad (13.16)$$

Граничната честота на съвременните маломощни PN транзистори е най-често от 100 до 1000 MHz, като тя зависи от времеконстантата на $RC$-веригата гейт-канал. Тази времеконстанта е приблизително равна на $R_k(C_{GS} + C_{GD})$. Понеже минималното съпротивление на канала е $R_0$, минималната стойност на времеконстантата ще бъде $\tau \approx R_0(C_{GS} + C_{GD})$ и оттук за граничната честота на PN транзистора можем да напишем

$$f_s \approx \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi R_0(C_{GS} + C_{GD})} = \frac{|S_m|}{2\pi(C_{GS} + C_{GD})}. \qquad (13.17)$$

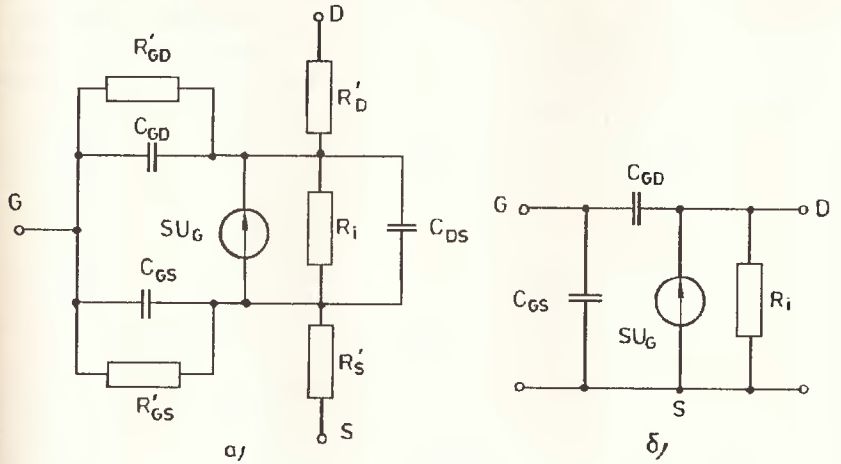
Виждаме, че даден полеви транзистор има толкова по-висока гранична честота, колкото е по-голяма максималната му стръмност и колкото са по-малки вътрешните му капацитети.



## 13.7. ЕКВИВАЛЕНТНИ СХЕМИ НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Активното съпротивление на обратно поляризирания силициев преход гейт-канал е $R_G = 100 \div 1000$ MΩ, а капацитетите $C_{GD}$ и $C_{GS}$ имат най-често стойност 1–5 pF. Като се вземат предвид тези стойности, чрез прости изчисления може да се покаже, че още при честоти 50–100 Hz капацитивният входен ток става съизмерим с активния. Затова еквивалентната схема на PN транзистор, показана на фиг. 13.7*б*, е валидна за честоти, не по-високи от 5–100 Hz. Усилвателните свойства на транзистора са отразени чрез зависимия генератор на ток $SU_G$. При съвсем ниски честоти входното съпротивление на полевия транзистор е високоомно и практически чисто активно. Когато се говори, че полевите транзистори имат голямо входно съпротивление, се има предвид именно този случай.

При увеличаване на честотата капацитивното входно съпротивление става по-малко от активното и затова активното съпротивление обикновено се пренебрегва. Съпротивлението на кондензатор от 1 pF при честота 10 kHz е 16 MΩ, а при честота 1 MHz — 160 kΩ. Влиянието на вътрешните капацитети (особено във входната високоомна верига) при високи честоти не може да се пренебрегва. В съответствие с това на фиг. 13.8*а* е показана еквивалентна схема на полеви транзистор при не много високи честоти. Тук $R'_{GD}$ и $R'_{GS}$ са високоомни съпротивления, отразяващи обратно поляризирания преход, а $R'_D$ и $R'_S$ са неуправляеми съпротивления в областта на дрейна и сорса.



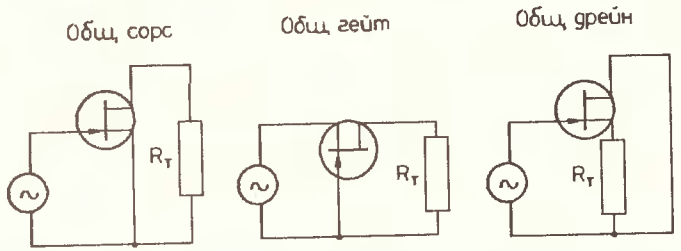

Фиг. 13.8

На фиг. 13.8*б* е показана опростена П-образна еквивалента схема на PN транзистора, която може да се използува за инженерни изчисления до няколко десетки мегахерци. От тази схема следва, че входното съпротивление на PN транзистора още в обхвата на звуковите честоти има капацитивен характер и с нарастване на честотата намалява. Оттук следва, че **при високи честоти входният ток не може да се пренебрегва** и работата на PN транзистора се характеризира не с три, а с четири величини: входно напрежение, входен ток, изходно напрежение и изходен ток, като, разбира се, това са променливите съставки при осигурен постоянотоков режим. Споменатите четири величини не могат да имат произволни стойности и връзката между тях се дава в известната теория на четириполюсниците. В зависимост от това, кои величини ще приемем за независими и кои за зависими, и тук както при биполярния транзистор са възможни няколко системи малосигнални четириполюсни параметри — $z$, $h$, $y$ и т.н., които в общия случай са комплексни числа.

## 13.8. ТРИ ОСНОВНИ СХЕМИ НА СВЪРЗВАНЕ НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Полевият транзистор може да бъде свързан като усилвателен елемент също по три основни схеми: общ сорс (ОС), общ гейт (ОГ) и общ дрейн (ОД). Тези три схеми са показани на фиг. 13.9. Трябва веднага да подчертаем, че **и при трите схеми управляващият участък е гейт — сорс, а управляваният ток протича между дрейна и сорса.**

От трите основни схеми на свързване схемата ОС намира най-голямо приложение в практиката, тъй като има сравнително го-




Фиг. 13.9

лям коефициент на усилване по напрежение и относително голямо входно съпротивление.

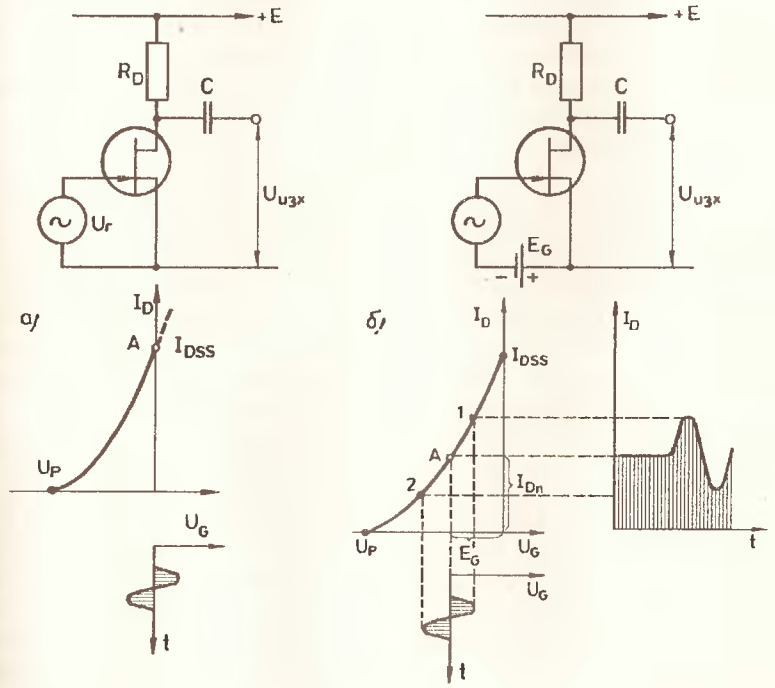
Схемата ОД се нарича още сорсов повторител. Тя не усилва по напрежение, но има голямо входно съпротивление.



Схемата ОГ има малко входно съпротивление и много добри честотни свойства.

## 13.9. РАБОТНА ТОЧКА НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

На фиг. 13.10*а* е показан N канален полеви транзистор, свързан по схема ОС. Захранващото напрежение $E$ и резисторът $R_D$ са подбрани така, че транзисторът да работи в пентоден режим. Нека подчертаем, че в практическите схеми PN транзисторите работят най-често в пентоден режим, тъй като тогава гейтовата характеристика има максимална стръмност (вж. фиг. 13.4*а*), изходното съпротивление е голямо и усилването по напрежение е най-голямо. Условието да се намира транзисторът в пентоден режим може да се напише така:




Фиг. 13.10

$$U_{DS} = E - I_{Dп}R_D \geq |U_p| - |U_G| + 1, \qquad (13.18)$$

като това неравенство осигурява 1 V запас на дрейновото напрежение.

При схемата от фиг. 13.10*а* между гейта и сорса в режим на покой не действува никакво напрежение, т.е. преднапрежението на транзистора е нула и следователно дрейновият ток на покой е максимален и равен на $I_{DSS}$. Тук работната точка $A$ се намира в участък с максимална стръмност, обаче при подаване на входни сигнали със значителна амплитуда входното съпротивление на стъпалото няма да е голямо, защото през положителния полупериод преходът гейт — сорс ще се отпушва и ще протича входен ток. Този недостатък може да се избегне, ако в режим на покой между гейта и сорса действува някакво преднапрежение, като при N каналните транзистори гейтът трябва да бъде по-отрицателен спрямо сорса, а при P каналните — по-положителен.

При схемата, дадена на фиг. 13.10*б*, преднапрежението се осигурява от източника $E_G$ и именно неговото напрежение определя положението на работната точка $A$ в режим на покой, при което през транзистора протича дрейнов ток на покой $I_{Dп}$. Както при биполярните транзистори, така и тук определянето на големината на $E_G$ (при фиксирано $U_{DS}$) се нарича *избор на работната точка* на полевия транзистор.

Правилният избор на работната точка е основен въпрос при работа с полеви транзистори, тъй като от него зависят стойностите на редица важни параметри, като стръмност, коефициент на усилване, изходно съпротивление, изкривявания и др.

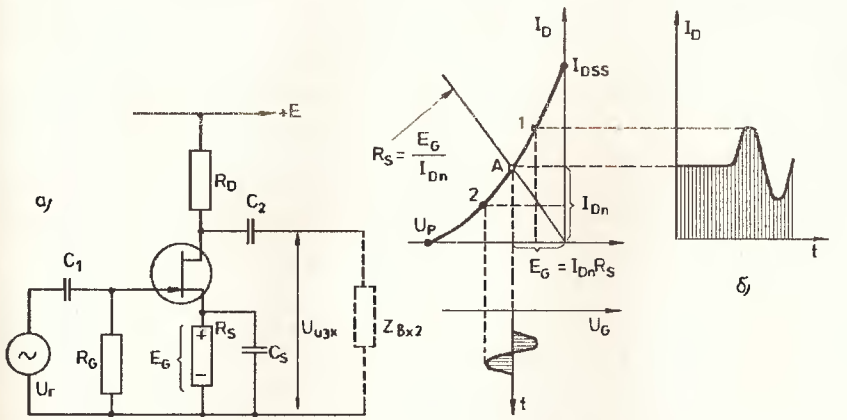
При подаване на входен синусоиден сигнал (фиг. 13.10*б*) работната точка започва да се движи от положение *1* до положение *2*, като нейните ординати описват измененията на дрейновия ток. Очевидно при тази схема PN транзисторът се намира в усилвателен режим клас А, който се нарича още *линеен усилвателен режим*. Главният недостатък на тази схема е необходимостта от два източника, което за практиката не е удобно.

На фиг. 13.11*а* е показана една от най-разпространените практически схеми, която се нарича още *схема с автоматично преднапрежение*. При нея във веригата на сорса е включен резисторът $R_S$, а гейтът е свързан към шаси с резистора $R_G$. При обикновените схеми стойността на $R_S$ е най-често от 100 Ω до 10 kΩ, докато $R_G$ има стойност 0,5–1,0 MΩ. Именно при такава стойност на $R_G$ малкият обратен ток на прехода образува нищожен пад на напрежение върху него. Този пад е стотици пъти по-малък от пада върху $R_S$ и следователно може да се пренебрегне. Например, ако $I_G = 10$ nA и $R_G = 1$ MΩ, падът върху $R_G$ ще има стойност 0,01 V. Ето защо, ако $R_G$ не е по-голямо от 2–3 MΩ, преднапрежението при схемата от фиг. 13.11*а* практически се обуславя само от пада на напрежение, който се образува върху $R_S$ при протичане на дрейновия ток на покой:

$$|E_G| = I_{Dп} R_S. \qquad (13.19)$$



В резултат на това потенциалът на сорса се оказва "повдигнат" спрямо шаси, т.е. сорсът е по-положителен (при P каналните транзистори сорсът е по-отрицателен) спрямо шаси с величината $|E_G|$. При това потенциалът на гейта практически е равен на




Фиг. 13.11

потенциала на шасито, тъй като падът на напрежение върху $R_G$ може да се пренебрегне. В някои специални случаи се налага резисторът $R_G$ да бъде високоомен — например 50 MΩ. Тогава постояннотоковият пад на напрежение върху него не може да се пренебрегне, защото е значителен. В такъв случай преднапрежението на транзистора се дава с формулата

$$|E_G| = I_{Dп} R_s - I_{GSS} R_G. \qquad (13.20)$$

При схемата, дадена на фиг. 13.11*а*, резисторът $R_S$ не само създава необходимо преднапрежение, но има и *температурно стабилизираща роля*, тъй като чрез него се осъществява *отрицателна обратна връзка по постоянен ток*. И наистина, ако по някаква причина дрейновият ток на покой $I_{Dп}$ има тенденция да нараства, падът на напрежение върху $R_S$ се увеличава и работната точка $A$ автоматично се мести наляво по характеристиката (вж. фиг. 13.11*б*), т.е. възниква противоположна тенденция за намаляване на дрейновия ток на покой. Аналогични са явленията при намаляване на дрейновия ток на покой.

Както при биполярните транзистори, така и тук стабилизиращият ефект е толкова по-значителен, колкото е по-голямо съпротивлението на $R_S$. Повишаването на $R_S$ обаче води до преместване на работната точка, с което се изменя както дрейновият ток на покой, така и стръмността. Затова тази схема не може да осигури едновременно голяма стойност за $R_S$ и значителна стойност за $I_{Dп}$ и това е неин недостатък.

В практиката токът на покой $I_{D\text{п}}$ се избира от конструктора въз основа на редица съображения, като са известни основните параметри $U_p$ и $I_{DSS}$ на транзистора. В такъв случай съпротивлението на резистора $R_S$ може да се намери по формулата

$$R_S = \frac{|U_p|}{I_{D\text{п}}}\left(1 - \sqrt{\frac{I_{D\text{п}}}{I_{DSS}}}\right). \qquad (13.21)$$

На фиг. 13.11*б* е изобразена правата, съответстваща на съпротивлението $R_S$, като тя минава през началото на координатната система и работната точка $A$.

**Пример 13.2.** Да се определи стойността на съпротивлението на $R_S$, ако желаем дрейновият ток на покой да бъде $I_{D\text{п}} = 1$ mA. Употребеният транзистор е от типа КП303 и има $U_p = -3$ V и $I_{DSS} = 9$ mA.

Заместваме в (13.21):

$$R_S = \frac{3}{1.10^{-3}}\left(1 - \sqrt{\frac{1.10^{-3}}{9.10^{-3}}}\right) = 2\ \text{k}\Omega.$$

В някои случаи се поставя обратната задача, а именно: какъв ще бъде дрейновият ток на покой, ако е известна стойността на $R_S$? В такъв случай ползуваме следната формула:

$$I_{D\text{п}} = \frac{2I_{DSS}}{1 + \dfrac{2R_S I_{DSS}}{|U_p|} + \sqrt{1 + \dfrac{4R_S I_{DSS}}{|U_p|}}}. \qquad (13.22)$$

На фиг. 13.11*а* сорсовият резистор е шунтиран с кондензатора $C_S$ с цел да се премахне отрицателната обратна връзка за *променливата съставка* на сорсовия ток, което би довело до намаляване на коефициента на усилване. Ако стъпалото е обикновен усилвател на ниска честота, стойността на $C_S$ може да бъде намерена по формулата

$$C_S = \frac{10}{2\pi f_{\text{н}} R_S}, \qquad (13.23)$$

където $f_{\text{н}}$ е най-ниската усилвана честота. От тази зависимост лесно се намира например, че ако $f_{\text{н}} = 50$ Hz и $R_S = 2$ kΩ, $C_S = 15\ \mu$F.

В случаите, когато е нужно стъпало с по-висока температурна стабилност, може да се използува схемата, дадена на фиг. 13.12*а*. Тук в гейтовата верига е включен делител $R_1 - R_2$, през който протича определен ток $I_d$. При тази схема преднапрежението на транзистора е разлика между падовете на напрежение върху резисторите $R_S$ и $R_2$:

$$|E_G| = U_{R_S} - U_{R_2}. \qquad (13.24)$$

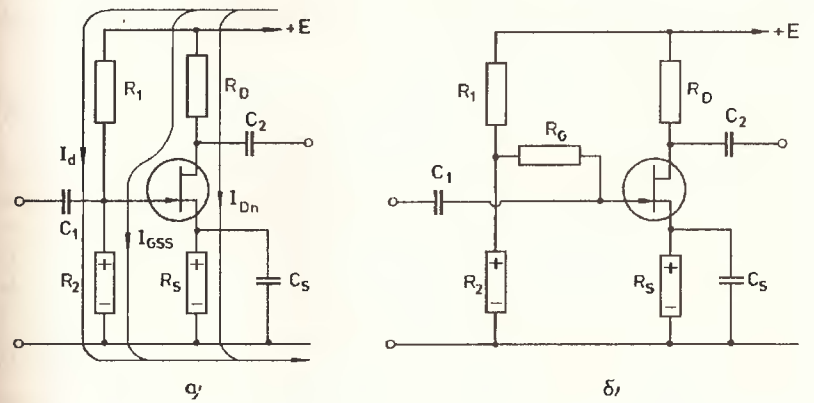


Ето защо в този случай резисторът $R_S$ може да има значителна стойност — например 3–10 kΩ и въпреки това работната точка да се намира в участък с голяма стръмност — например $|E_G| = 1$ V. Напомняме, че при N канален транзистор гейтът трябва да е по-отрицателен спрямо сорса, а при P канален той трябва да е положителен. И в единия, и в другия случай обаче падът на напрежение върху $R_S$ трябва да е по-голям по абсолютна стойност от пада върху $R_2$, тъй като в противен случай преходът гейт-сорс ще бъде отпушен.

За да има стъпалото високоомен вход, делителят $R_1 - R_2$ трябва да бъде също високоомен, а това означава, че токът $I_d$ трябва да бъде твърде малък. В този случай обратният ток на прехода, който протича през $R_2$, не бива да се пренебрегва и за преднапрежението на транзистора (фиг. 13.12*а*) може да е напише

$$U_{GS} = U_{R_S} - U_{R_2} = I_{D\text{п}} R_S - (I_d + I_{GSS})R_2. \qquad (13.25)$$

На фиг. 13.12*б* е показана друга схема за осигуряване на преднапрежение на PN транзистор. Тя се характеризира с това, че резисторът $R_G$ е високоомен, а делителят $R_1 - R_2$ може да бъде нискоомен. Схемата има добра температурна стабилност поради две причини. Първо, има отрицателна обратна връзка по постоянен ток през $R_S$ и второ — токът през делителя може да се направи значителен. Очевидно за правилната работа на тран-




*а*) *б*)

Фиг. 13.12

зистора падът на напрежение върху $R_S$ трябва да бъде по-голям от пада върху $R_2$. При тази схема входното съпротивление за постоянен ток и при ниски честоти се определя от стойността на $R_G$.

## 13.10. ДИНАМИЧНИ ПАРАМЕТРИ НА СХЕМАТА ОС

Динамичните параметри, които ще разгледаме в тази точка, се отнасят за не много високи честоти, при които можем да използуваме транзисторните параметри $\mu$, $R_i$ и $S$.

***Входно съпротивление*** $R_{вх}$. Това е входното съпротивление на схемата за променлив ток. Както беше изяснено, то има капацитивен характер и за неговата големина можем да напишем

$$R_{вх} \approx X_C = \frac{1}{\omega C_{вх}} = \frac{1}{\omega[C_{GS} + (1 + K_u)C_{GD}]}, \qquad (13.26)$$

където $K_u$ е коефициентът на усилване по напрежение на стъпалото, а $\omega$ е кръговата честота на усилвания сигнал.

***Изходно съпротивление*** $R_{изх}$. Това е изходното съпротивление на схемата за променлив ток. При ниски честоти капацитетът $C_{DS}$ може да се пренебрегне и изходното съпротивление може да се намери по формулата

$$R_{изх} = \frac{R_i R_D}{R_i + R_D}. \qquad (13.27)$$

При работа в пентоден режим $R_i = 50 \div 200$ kΩ и ако товарният резистор $R_D$ не надвишава 8–10 kΩ, можем да напишем

$$R_{изх} \approx R_D. \qquad (13.28)$$

***Коефициент на усилване по напрежение*** $K_u$. За този коефициент се извежда формулата

$$K_u = -S\frac{R_{изх} R_{вх2}}{R_{изх} + R_{вх2}}, \qquad (13.29)$$

където $S$ е стръмността на транзистора в избраната работна точка, а $R_{вх2}$ е входното съпротивление за променлив ток на следващото стъпало. Минусът означава, че схемата ОС дефазира сигнала на 180°.

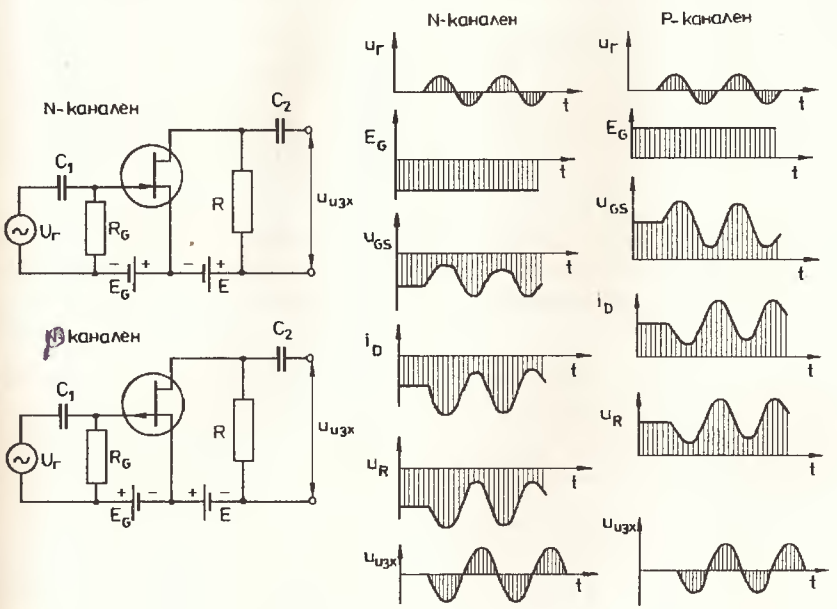
В случая, когато $R_D$ е значително по-малко от $R_i$ и от $R_{вх2}$, (13.29) се опростява и получава вида

$$K_u \approx -SR_D. \qquad (13.30)$$

Очевидно, за да получим голямо усилване по напрежение, трябва да изберем работната точка в участък с голяма стръмност (т.е. дрейновият ток на покой $I_{Dп}$ трябва да бъде значителен) и резисторът $R_D$ трябва да има голяма стойност. Тези изисквания обаче водят до увеличаване на захранващото напрежение, което не е изгодно. Например, ако имаме транзистор с параметри $U_p = -3$ V и $I_{DSS} = 9$ mA при $E = 12$ V, $R_S = 2$ kΩ, $I_{Dп} = 1$ mA и $R_D = 6{,}5$ kΩ, за коефициента на усилване по напрежение се получава $K_u = 13$.



Теорията и практиката показват, че при еднакви захранващи напрежения (например $E = 12$ V) и еднакви токове на покой (например 1mA) съвременните PN транзистори имат средно около 15–20 пъти по-малък коефициент на усилване по напрежение отколкото биполярните. Това е един сериозен аргумент в полза на биполярните транзистори, чието голямо усилване по напрежение се дължи най-вече на *значителната им стръмност* (вж. формула 7.9).




Фиг. 13.13

Както се спомена, при ниски честоти входният ток на полевите транзистори е извънредно малък и може да се пренебрегне. Поради това останалите динамични параметри — коефициент на усилване по ток $K_i$ и коефициент на усилване по мощност $K_p$, се използуват рядко в практиката. Добре е обаче да се знае, че коефициентът на усилване на ток на PN транзистора при ниски честоти е много голям — около $10^5$, а коефициентът на усилване по мощност е още по-голям — около $10^6$, и в това отношение полевите транзистори превъзхождат много биполярните. Ето защо **основното предимство на полевите транзистори се състои във възможността те да бъдат управлявани с нищожна мощност.**

На фиг. 13.13 са показани напреженията и токовете в PN транзистора (с N и P канал) по време на работа при свързване в схема ОС. Токовете са приети за положителни, когато протичат по по-

сока на часовниковата стрелка, а потенциалът на сорса е приет за нулев. От графиките се убеждаваме, че **схемата ОС наистина дефазира входния сигнал на 180°**, т.е изходният сигнал е противофазен на входния. На взискателния читател препоръчваме добре да "разшифрова" явленията, показани на фиг. 13.13.

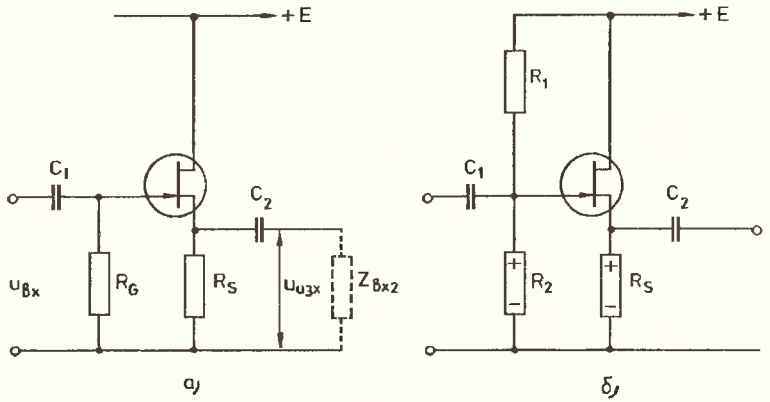
## 13.11. ОСОБЕНОСТИ НА СХЕМАТА ОД

Схемата ОД се нарича още *сорсов повторител*, тъй като при нея няма обръщане на фазата, т.е. изходният сигнал "повтаря" входния. Най-често срещаният вариант на схемата ОД е показан на фиг. 13.14*а*, където дрейнът е свързан направо към източника, а във веригата на сорса е включен резисторът $R_S$, който не е шунтиран с кондензатор.

Както при емитерния повторител (вж. т. 8.4), така и тук управляващото напрежение действува в участъка гейт-сорс, като представлява разликата между подаденото на входа променливо напрежение $u_{вх}$ и променливия пад на напрежение $u_{R_S}$ върху $R_S$, т.е.

$$U_{GS} = u_{вх} - u_{R_S} = u_{вх} - u_{изх}. \qquad (13.31)$$

Например, ако на входа подадем променливо напрежение $U_{вх} = 1$ V, между гейта и сорса ще действува напрежение $U_{GS} = 0,1$ V, а изходното напрежение ще бъде $U_{изх} = 0,9$ V. Причината за това е резисторът $R_S$, който е общ както за входната, така и за изходната верига и чрез който се осъществява 100% отрицателна обратна връзка (вж. т. 8.4). Ето защо сорсовият повторител не усилва по напрежение, т.е. $K_u < 1$. Обаче **неговото най-важно**



Фиг. 13.14



**достойнство е голямото му входно съпротивление и малкото му изходно съпротивление.** С оглед на това резисторът $R_G$ (фиг. 13.14*а*) се избира най-често 1–20 MΩ, а резисторът $R_S$ — от 100 Ω до 10 kΩ. Нека напомним, че $R_S$ определя работната точка на транзистора, стабилизира температурно схемата и освен това влияе върху изходното ѝ съпротивление. Като недостатък на схемата може да се посочи това, че при увеличаване на стойността на $R_S$ работната точка се мести в участък с по-малка стръмност.

На фиг. 13.14*б* е дадена друга схема на сорсов повторител. Тук в гейтовата верига е включен високоомен делител $R_1$-$R_2$ и предварителното напрежение се изчислява по (13.24).

При активно товарно съпротивление входното съпротивление на сорсовия повторител има капацитивен характер и големината му може да се намери по формулата

$$R_{вх} \approx \frac{1}{\omega C_{вх}} = \frac{1}{\omega[C_{GD} + (1 - K_u)C_{GC}]}, \qquad (13.32)$$

където $K_u$ е коефициентът на усилване по напрежение, който е по-малък от единица. Обръщаме внимание, че входното съпротивление е честотно зависимо. Например, ако $K_u = 0,8$, $C_{GS} = C_{GD} = 2$ pF, очевидно $C_{вх} = 2,4$ pF и при честота $f = 10$ kHz капацитивното съпротивление ще има големина $X_C = 7$ MΩ, а при честота $f = 100$ kHz то ще намалее на 700 kΩ.

Когато $R_S$ не надвишава 10 kΩ, за изходното съпротивление на схемата ОД може да се ползува формулата

$$R_{изх} = \frac{R_S}{1 + SR_S}, \qquad (13.33)$$

където $S$ е стръмността в избраната работна точка.

Коефициентът на усилване по напрежение (когато $R_S < 10$ kΩ) може да се намери по формулата

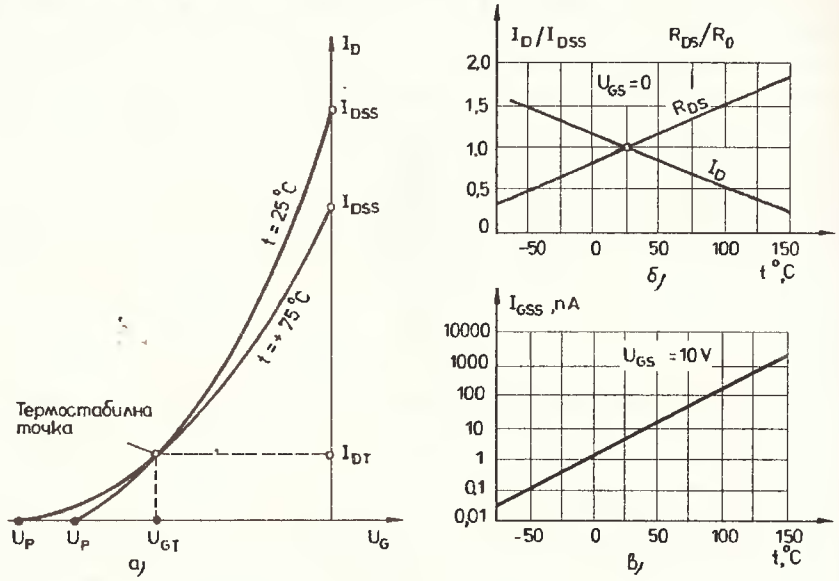
$$K_u = \frac{SR_S}{1 + SR_S}. \qquad (13.34)$$

Например, ако $R_S = 2$ kΩ и $S = 2$ mA/V, от тази формула лесно се намира, че $K_u = 0,8$.

## 13.12. ВЛИЯНИЕ НА ТЕМПЕРАТУРАТА ВЪРХУ PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Интересна особеност на полевите транзистори е това, че те притежават *термостабилна точка*. Това се вижда на фиг. 13.15*а*, където е показана характеристиката на правото предаване на един полеви транзистор в пентоден режим при две различни температури. Очевидно при подходящ избор на работната точка дрейновият ток практически няма да се влияе от температурата. Причината за наличност на термостабилна точка е това, че температурата

влияе едновременно както върху сечението на канала, така и върху подвижността на токоносителите в него, като тези две влияния са противоположни и именно в термостабилната точка взаимно се компенсират. И наистина при увеличаване на температурата




Фиг. 13.15

намалява контактната потенциална разлика $\varphi_0$ (вж. формули 1.15 и 2.1), намалява широчината на обедняната зона, а това води до увеличаване на сечението на канала и съответно до нарастване на дрейновия ток. В същото време при увеличаване на температурата намалява подвижността на токоносителите в канала, което води до намаляване на дрейновия ток. Доказва се, че абсцисата на термостабилната точка може да се намери по формулите:

$$\begin{aligned} &\text{— при P канал} \quad U_{GT} = U_p - 0,56; \\ &\text{— при N канал} \quad |U_{GT}| = |U_p| - 0,86. \end{aligned} \tag{13.35}$$

Ако работната точка се избере така, че $|U_G| < |U_{GT}|$, дрейновият ток ще има отрицателен $TKI_D$, а ако $|U_p| > |U_G| > |U_{GT}|$, дрейновият ток ще има положителен $TKI_D$. Тази особеност открива интересни възможности за конструиране на стъпала с много добра температурна стабилност с полеви и биполярни транзистори.

Нека отбележим, че PN транзисторите с прагово напрежение, по-малко от 0,56 V за P каналните и 0,86 V за N каналните, не притежават термостабилна точка.



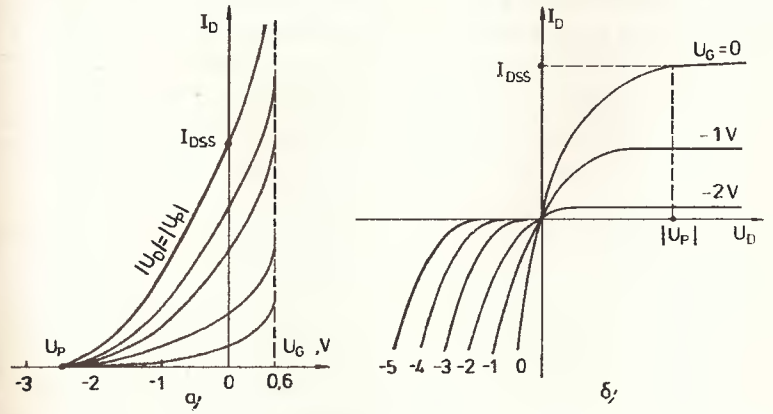
На фиг. 13.15*б* са показани относителните изменения на дрейновия ток и на съпротивлението на канала при изменение на температурата за даден конкретен полеви транзистор с параметри $U_p = -2$ V и $I_{DSS} = 6$ mA.

Както вече се спомена, температурата влияе твърде силно на обратния ток $I_{GSS}$ на прехода. Нарастването на този ток при един конкретен полеви транзистор е показано на фиг. 13.15*в*. Виждаме, че при температури, по-високи от 50–60 °C, този ток става относително голям и не бива да се пренебрегва. Това е особено важно при схемите с високоомен делител в гейта, ако те работят при повишена околна температура.

Полевите транзистори с PN преход запазват работоспособността си в много широк температурен интервал от: -200 °C до +150÷200 °C, и в това отношение те нямат съперник. Нещо повече — при ниски температури някои техни параметри (например стръмността) се подобряват.

## 13.13. PN ТРАНЗИСТОРЪТ КАТО УПРАВЛЯЕМО СЪПРОТИВЛЕНИЕ

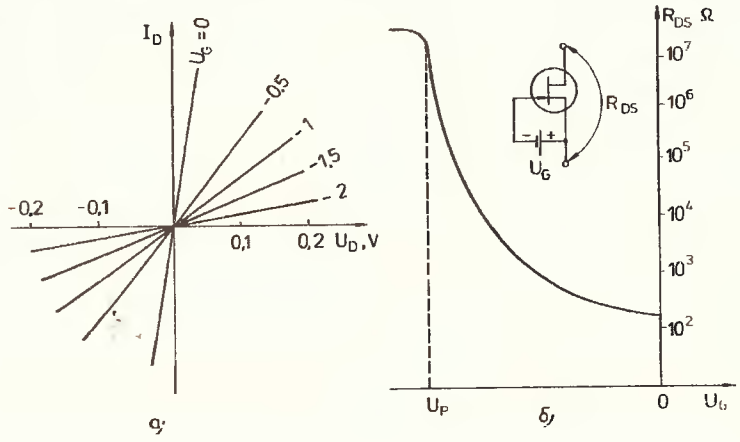
Едно от интересните свойства, присъщо само на полевите транзистори, е възможността те да бъдат използувани като управляеми съпротивления. Заради това си свойство те намират широко приложение в автоматиката, регулиращите схеми, импулсната техника и др.




Фиг. 13.16

Преди да обясним това свойство, нека разгледаме фиг. 13.16*а*, където са показани семейство гейтови характеристики на един N канален PN транзистор не само за отрицателни, но и за неголеми

положителни напрежения на гейта. Виждаме, че отпушването на прехода става при около 0,5–0,6 V, като голямото входно съпротивление се запазва до около 0,4 V и това позволява да се усилват слаби сигнали при нулево преднапрежение на транзистора.




Фиг. 13.17

На фиг. 13.16*б* са показани изходните статични характеристики на един конкретен PN транзистор не само в I, но и в III квадрант. Техният ход около началото на координатната система в по-едър мащаб е показан на фиг. 13.17*а*, откъдето се вижда, че при **малки променливи напрежения участъкът дрейн-сорс може да се използува като управляемо съпротивление.** (В този случай не е необходимо захранващо колекторно напрежение.). Това е така, защото при различни напрежения гейт-сорс характеристиките имат различен наклон, т.е. съпротивлението дрейн-сорс е различно и зависи от $U_G$. Тази зависимост се дава с приблизителната формула:

$$R_{DS} = \frac{R_0}{1 - \dfrac{U_G}{U_p}} = \frac{|U_p|}{2I_{DSS}\left(1 - \dfrac{U_G}{U_p}\right)}, \qquad (13.36)$$

където $R_0$ е съпротивлението на отворения канал. Тази зависимост е показана на фиг. 13.17*б*, откъдето ясно се вижда, че когато управляващото напрежение $U_G$ се изменя от 0 до $U_p$, съпротивлението дрейн-сорс се променя в границите от $R_0$ до една твърде голяма стойност, зависеща от утечните токове и други причини.

Обръщаме внимание, че (13.36) може да се използува само при неголеми променливи напрежения между дрейна и сорса, чиито амплитуди се подчиняват на условието $|U_{DS}| < 0,1|U_p|$. В противен случай регулируемото съпротивление ще проявява нелинейните си свойства (вж. фиг. 13.16*б*). От това следва, че като регулируеми съпротивления трябва да се използуват транзистори със значително прагово напрежение $U_p$.



## 13.14. ШУМОВИ СВОЙСТВА НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

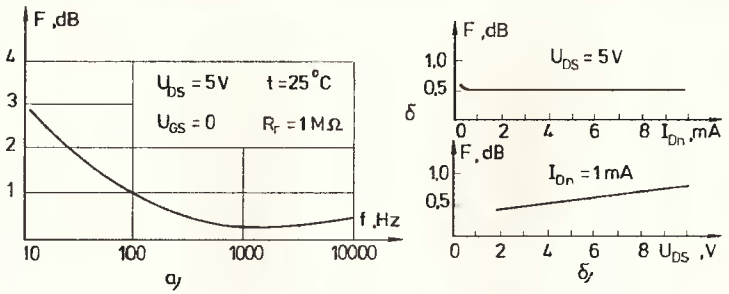
По принцип PN транзисторите имат по-добри шумови качества от биполярните транзистори. Поради това те твърде често се използуват в първите стъпала на радиоприемниците и усилвателите.

Главните съставки на шума в PN транзисторите са топлинните шумове в канала, дробовите шумове на обратния ток на прехода и нискочестотните шумове, породени от флуктуациите на токоносителите в прехода.

Шумовите свойства на PN транзистора се характеризират количествено с коефициента на шума $F$. Той представлява отношението на пълната шумова мощност $P_{\text{шизхп}}$ в изхода на транзистора към тази част от нея $P_{\text{шизхг}}$, породена от източника на сигнал, включен във входа:

$$F = \frac{P_{\text{шизхп}}}{P_{\text{шизхг}}}. \qquad (13.37)$$

Коефициентът на шума е число без размерност и е важен параметър на полевите транзистори. Най-често той се изразява в децибели за съотношението $F$ [dB] = 10 lg $F$. Колкото той е по-малък, толкова шумовите качества на транзистора са по-добри.




Фиг. 13.18

Коефициентът на шума зависи от честотата, от вътрешното съпротивление на генератора на сигнали, от работната точка и от индивидуалните качества на транзистора. Както се вижда от каталозите, съвременните PN транзистори имат $F = 0,5 \div 3$ dB.

На фиг. 13.18*а* е показана зависимостта на $F$ от честотата при $R_r = 1$ MΩ. Виждаме, че при честоти под 100 Hz $F$ нараства поради това, че нискочестотните шумове нарастват. На фиг. 13.18*б*

и *в* е дадена зависимостта на $F$ от работната точка на транзистора. Виждаме, че шумът практически не зависи от тока на покой, обаче силно нараства при увеличаване на дрейновото напрежение. Нека добавим, че в участъци с по-голяма стръмност шумът по принцип е по-малък.

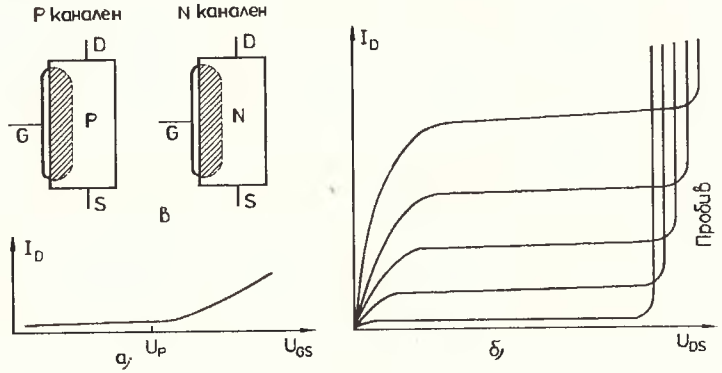
## 13.15. ОСНОВНИ ПАРАМЕТРИ НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ

Нека направим преглед на основните параметри на PN транзистора, които се дават в справочниците.

1. $U_p$ — *прагово напрежение или напрежение на отсечката.* Това е напрежението гейт-сорс, при което транзисторът се запушва и дрейновият му ток клони към нула. Както вече се спомена, при P каналните транзистори праговото напрежение е положително, а при N каналните — отрицателно. Практическото измерване на $U_p$ е трудно, защото поради наличност на утечни токове и други причини дрейновият ток не става нула дори при значителни стойности на гейтовото напрежение (фиг. 13.19*а*). Ето защо за прагово напрежение се приема онова напрежение на гейта, при което дрейновият ток получава стойност 0,01 $I_{DSS}$.

2. $I_{DSS}$ — *максимален дрейнов ток.* Това е дрейновият ток при нулево напрежение на гейта и при $|U_D| = |U_p|$.

3. $S_m$ — *максимална стръмност.* Това е стръмността на транзистора при нулево напрежение на гейта и $|U_D| = |U_p|$. При P каналните транзистори тя е отрицателна, а при N каналните — положителна.




Фиг. 13.19

4. $R_0$ — *съпротивление на отворения канал.* Това е съпротивлението между дрейна и сорса при нулеви напрежения на електродите.



5. $I_{GSS}$ — *обратен гейтов ток.* Това е обратният ток на PN прехода. Дава се обикновено при $t = 25$ °C и характеризира входното съпротивление на транзистора за постоянен ток.

6. $U_{DG\max}$ — *максимално допустимо напрежение дрейн-гейт.* Очевидно това е най-голямото обратно напрежение, което може да издържи преходът, без да се повреди. При надвишаване на това напрежение в PN транзистора настъпва пробив (фиг. 13.19*б*). При това пробивът не е между дрейна и сорса, а между дрейна и гейта.

7. $P_{\max}$ — *максимално допустима мощност, разсейвана от транзистора.* Това е най-голямата мощност, която транзисторът може да разсее във вид на топлина, при което той се загрява до определена максимално допустима температура. Стойността на $P_{\max}$ обикновено се дава при $t = 25$ °C. Маломощните PN транзистори имат най-често $P_{\max} - 200 \div 300$ mW, а при средномощните тя е 0,5–1 W. Съществуват и мощни PN транзистори. Например транзисторът CP650 е N канален с параметри $U_p = -10$ V, $I_{DSS} = 300$ mA, $U_{DG\max} = 25$ V и при използуване на радиатор има $P_{\max} = 8$ W. Подобни параметри имат и мощните PN транзистори CP602, CP603, CP651 и др.

8. $C_{вх}$ — *входен капацитет.* $C_{вх} = C_{GS} + C_{GD}$.

9. $C_{пр}$ — *проходен капацитет.* $C_{пр} = C_{GD}$.

10. $C_{изх}$ — *изходен капацитет.* $C_{изх} = C_{DS} + C_{GD}$.

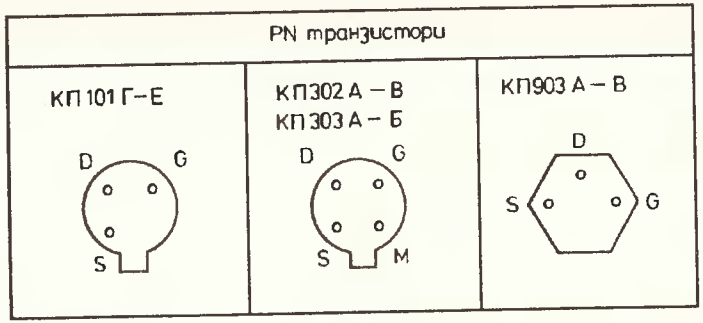
11. $F$ — *коефициент на шума.*

В табл. 13.1 са дадени по-важните параметри на някои PN транзистори. Заслужават внимание мощните PN транзистори от типа КП903А-В, които имат максимална мощност на разсейване $P_{D\max} = 6$ W.

**Таблица 13.1**

| Транзистор | Канал | $U_p$, V | $I_{DSS}$, mA | $S_m$, mA/V | $U_{DG\max}$, V | $P_{D\max}$, W |
|---|---|---|---|---|---|---|
| КП101Г | P | 5 | 0,1–2,0 | 0,15 | -10 | 0,05 |
| КП101Д | P | 10 | 0,3–5,0 | 0,3 | -10 | 0,05 |
| КП101Е | P | 10 | 0,3–5,0 | 0,3 | -10 | 0,05 |
| КП302А | N | -5 | 3–24 | 5 | 20 | 0,3 |
| КП302Б | N | -7 | 18–43 | 7 | 20 | 0,3 |
| КП302В | N | -10 | 33 | 10 | 20 | 0,3 |
| КП303А | N | -4 | 0,5–5,0 | 1–4,0 | 6 | 0,2 |
| КП303Б | N | -8 | 3–20 | 3,5–6,5 | 6 | 0,2 |
| КП903А | N | -6 | 700 | 85 | 20 | 6 |
| КП903Б | N | -7 | 700 | 50 | 20 | 6 |
| КП903В | N | -6 | 700 | 60 | 20 | 6 |

На фиг. 13.20 са посочени означенията на изводите на споменатите PN транзистори.




Фиг. 13.20

## 13.16. ПРОВЕРКА НА ГОДНОСТТА НА PN ТРАНЗИСТОРИТЕ С ОММЕТЪР

Най-лесно годността на PN транзисторите може да бъде проверена с омметър. Като се изхожда от конструкцията му (фиг. 13.19*в*), годният транзистор трябва да има следните свойства:

**1.** Съпротивлението на прехода в права посока (при P канални транзистори това е дрейн-гейт и сорс-гейт, а при N канални — гейт-дрейн и гейт-сорс) трябва да бъде малко (10–100 Ω).

**2.** Съпротивлението на прехода в обратна посока (при P канални транзистори това е гейт-дрейн и гейт-сорс, а при N канални – дрейн-гейт и сорс-гейт) трябва да бъде много голямо – над 500 kΩ. При измерване на това съпротивление с обикновен омметър стрелката най-често не се отклонява, т.е. показва безкрайно голямо съпротивление.

**3.** Съпротивлението на отворения канал $R_0$ (т.е. дрейн-сорс и сорс-дрейн) и при двата вида транзистори трябва да бъде от 50 до 1000 Ω (вж. формула 13.15).

Използването на PN транзистор от неизвестен вид (т.е. означението на корпуса му е заличено) е рисковано и не се препоръчва. За радиолюбителски цели обаче той може да се използва, но първо трябва да бъдат определени изводите му. Това става, като се изхожда от конструкцията му (фиг. 13.19*в*). Основното е да се намерят изводите в двата края на канала. Искаме да подчертаем, че поради симетрията на тези транзистори не е възможно да се определи кой извод е дрейн и кой е сорс. По-нататък определянето на типа на канала е елементарно, но трябва да сме наясно с *полярността на омметъра* (вж. т. 3.25). Някои видове транзистори имат четири извода (например КП303 и др.), като единият от тях е свързан с корпуса и това лесно се установява с омметъра.



# 14
# MOS ТРАНЗИСТОРИ

## 14.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Наименованието на MOS транзисторите е свързано със самата конструкция на елемента и идва от първите букви на думите Metal – Oxide – Semiconductor, т.е. метал – окис – полупроводник.

За този елемент се срещат още следните наименования: полеви (канален, униполярен) транзистор с изолиран управляващ електрод, МОП (метал – окис – полупроводник) транзистор, МДП (метал – диелектрик – полупроводник) транзистор.

Както ще видим по-нататък, MOS транзисторите в много отношения приличат на PN транзисторите, тъй като семействата входни и изходни характеристики и на двата полеви транзистора се описват с аналогични уравнения. Основната разлика между тях е тази, че при MOS транзисторите управляващият електрод (гейтът) е изолиран от канала с тънък слой $SiO_2$ (т.е. входната верига на MOS транзистора не съдържа PN преход) и входното им съпротивление за постоянен ток е още по-голямо — $10^{12}$–$10^{16}$ Ω.

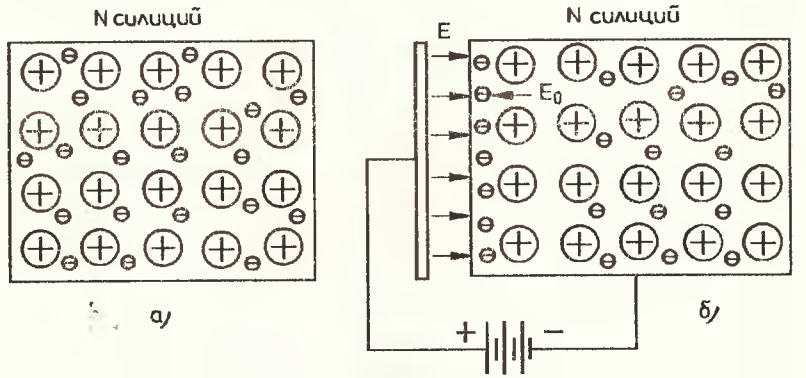
Понастоящем PN транзисторите са по-разпространени като отделни (дискретни) елементи, докато MOS транзисторите намират по-голямо приложение в интегралните схеми.

## 14.2. ПРИНЦИП НА ДЕЙСТВИЕ НА MOS ТРАНЗИСТОРИТЕ

В основата на действието на MOS транзисторите лежи ефектът изменение на проводимостта на повърхностния слой на полупроводника под действието на външно напречно електрическо поле. На фиг. 14.1 символично е показан полупроводник с N проводимост, за който знаем, че се състои от положителни донорни атоми (които са неподвижни, защото са здраво свързани с кристалната решетка), от свободни електрони (които са подвижни) и от неутрални атоми, които не са изобразени на чертежа. Не са изобразени и нищожният процент дупки, които в случая са неосновни токоносители. При това положение броят на положителните товари е равен на броя на отрицателните и като цяло N полупроводникът е неутрален. Освен това положителните електрически товари са разпределени равномерно по целия обем и вследствие взаимната неутрализация в кристала липсва вътрешно електрическо поле.

Нека сега да разгледаме явленията на повърхността на полу-

проводника, когато недалеч от него е поставен метален електрод, който има положителен потенциал спрямо N кристала (фиг. 14.1*б*). Под действието на външното електрическо поле $E$ свободните електрони се привличат от положителния електрод, натрупват се




Фиг. 14.1

до повърхността на кристала и оставят след себе си некомпенсирани положителни донорни атоми. По такъв начин в повърхностния слой на полупроводника възниква вътрешно електрическо поле $E_0$ с противоположна посока на външното поле. Натрупаните до повърхността на полупроводника електрически заряди и създаденото вътрешно електрическо поле "екранират" останалата част на полупроводника от външното поле. Ето защо другата част от полупроводника остава електрически неутрална, т.е. в нея външното електрическо поле не предизвиква никакви промени. От това става ясно, че ако към металния електрод, разположен близо до повърхността на N полупроводник, се приложи положително напрежение, на повърхността на полупроводника се образува слой, *обогатен* на електрони (т.е. слой с повишена концентрация на токоносителите). В резултат на това електрическата проводимост на повърхностния слой на полупроводника се увеличава.

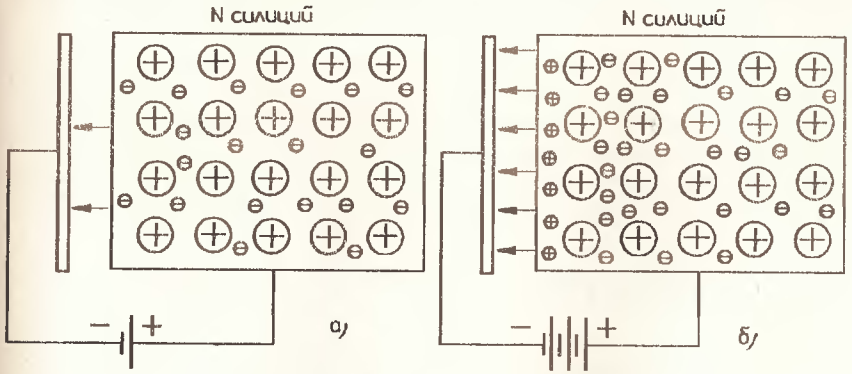
Ако към металния електрод се приложи отрицателно напрежение, настъпват следните явления:

Когато отрицателното напрежение е сравнително малко по абсолютна стойност, на повърхността на полупроводника се образува слой, *обеднен* на електрони (фиг. 14.2*а*). В резултат на това електрическата проводимост на повърхностния слой намалява.

Ако увеличаваме по абсолютна стойност отрицателния потенциал на металния електрод, обедняването се засилва и при някакво напрежение $U_p$ в повърхностния слой вече ще липсват свободни електрони. Както знаем, проводимостта на такъв полупроводник ще клони към нула. Това напрежение $U_p$ се нарича *праговo напрежение.*



Ако продължаваме да увеличаваме по абсолютна стойност отрицателния потенциал на металния електрод от праговото напрежение нагоре, в повърхностния слой на полупроводника настъпва

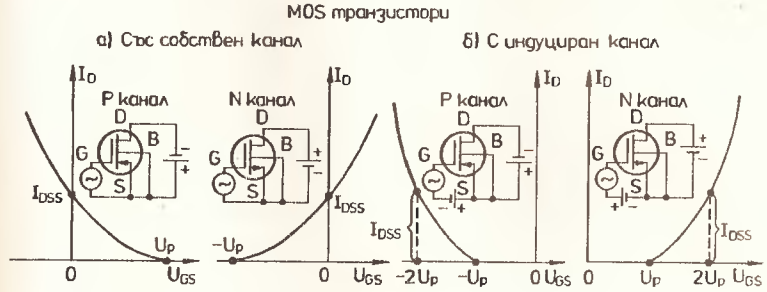



Фиг. 14.2

*инверсия.* Тя се характеризира с това, че поради интензивното електрическо поле настъпва разкъсване на валентни връзки и създаване на дупки в повърхностния слой (фиг. 14.2*б*). Колкото отрицателният потенциал става по-голям по абсолютна стойност, толкова повърхностният слой *се обогатява* повече на дупки и дупчестата му проводимост нараства.

## 14.3. ВИДОВЕ MOS ТРАНЗИСТОРИ

Съвременните MOS транзистори биват четири вида: MOS транзистори със собствен P канал, MOS транзистори със собствен N канал, MOS транзистори с индуциран P канал и MOS транзистори с индуциран N канал. Техните проходни характеристики,




Фиг. 14.3

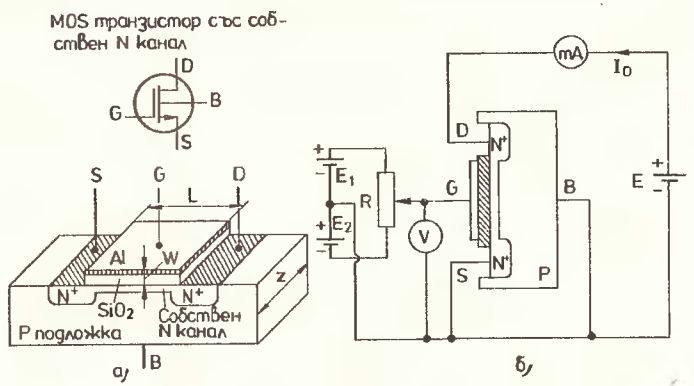
захранването на електродите и означенията са дадени съответно на фиг. 14.3.

Както вече се спомена, в тази част на книгата ще бъдат разгледани предимно свойствата на дискретните MOS транзистори, а във II част ще се спрем по-задълбочено на интегралните MOS транзистори.

При изготвянето на MOS транзистори по технологични причини по-лесно се реализира собствен N канал (отколкото собствен P канал) и индуциран P канал (отколкото индуциран N канал). Затова сега в дискретно изпълнение по-широко разпространение са получили MOS транзисторите със собствен N канал и индуциран P канал, т.е. вторият и третият тип, показани на фиг. 14.3.

## 14.4. MOS ТРАНЗИСТОРИ СЪС СОБСТВЕН КАНАЛ

На фиг. 14.4 *а* е показано принципно устройство на MOS транзистор със собствен N канал. Той се състои от *подложка* (B), която представлява полупроводников кристал с P проводимост, в повърхностния слой на която е оформен N канал. В двата си края каналът е съединен със силно легирани $N^+$ области, наречени *дрейн* (сток) и *сорс* (исток). Каналът е покрит с диелектрик (силициев двуокис $SiO_2$), над който е нанесен тънък метален слой (например алуминий), наречен *гейт* (затвор). Виждаме, че наименованията на електродите при MOS транзисторите и при PN транзисторите са еднакви.




Фиг. 14.4

От конструкцията на MOS транзистора следва, че дрейнът и сорсът по принцип са обратими, като нормалните и инверсни параметри практически не се различават помежду си. Все пак при работа с MOS транзистори се препоръчва да се спазват местата



на дрейна и сорса така, както са дадени в справочниците, защото в някои случаи корпусът е свързан със сорса, а в други случаи — с подложката, която се нарича още база. За избягване на недоразумения нека кажем, че сорс е този електрод, от който токоносителите (дупки в P канала и електрони в N канала) започват да се движат навътре в транзистора. Гейтът е управляващ електрод и е **изолиран от канала и въобще от целия елемент**. Поради това на него могат да се подават както положителни, така и отрицателни напрежения. Това е важна особеност на MOS транзисторите със собствен канал, защото позволява усилване на сигнали със значителни амплитуди, без да е нужно преднапрежение. Специално внимание обръщаме върху факта, че участъците подложка-сорс и подложка-дрейн представляват PN преходи.

От конструктивна гледна точка свойствата на MOS транзисторите се определят главно от размерите на канала (широчина $Z$ и дължина $L$), от дебелината на диелектрика $W$ (вж. фиг. 14.4*а*) и разбира се, от свойствата на полупроводника. Понастоящем за направа на MOS транзистори се използува изключително силиций, чиито предимства бяха изяснени в началото на книгата. При съвременните маломощни MOS транзистори размерите на канала $Z$ и $L$ са от порядъка на микрони, а дебелината на диелектрика $W$ е части от микрона.

Най-често между дрейна и сорса е включен някакъв източник на постоянно напрежение, а подложката най-често се свързва със сорса. Както се вижда от фиг. 14.3*а*, при P-каналните транзистори на дрейна нормално се подава "минус", а при N каналните — "плюс". Напрежението на гейта при MOS транзисторите със собствен канал (и при двата вида канали) може да бъде както положително, така и отрицателно.

Нека разгледаме работата на един N-канален MOS транзистор със собствен канал (фиг. 14.4*б*). Ако напрежението на гейта (спрямо сорса) е нула, през транзистора ще протече ток, обусловен от проводимостта на канала.

При отрицателни напрежения на гейта се получава "изтласкване" на електроните от канала към вътрешността на подложката, т.е. имаме намаляване на тяхната концентрация в канала. В такъв случай съпротивлението на канала нараства, дрейновият ток $I_D$ намалява и транзисторът работи в *режим на обедняване*. Ако увеличаваме по абсолютна стойност отрицателното напрежение на гейта, ще дойде момент, при който в канала ще липсват свободни електрони и дрейновият ток ще клони към нула. Именно това напрежение на гейта се нарича *прагово напрежение* $U_p$ (или напрежение на отсечката) и е основен параметър на MOS транзисторите. Праговото напрежение не зависи от електрическия режим на транзистора, а се обуславя само от неговата конструкция. Ако

отрицателното напрежение на гейта надмине по абсолютна стойност праговото напрежение, ще се получи инверсия, т.е. в канала ще се създадат дупки. Но въпреки че каналът е придобил P проводимост, през транзистора няма да протича ток, защото във веригата е включен в обратна посока PN преходът дрейн-канал (или дрейн-подложка).

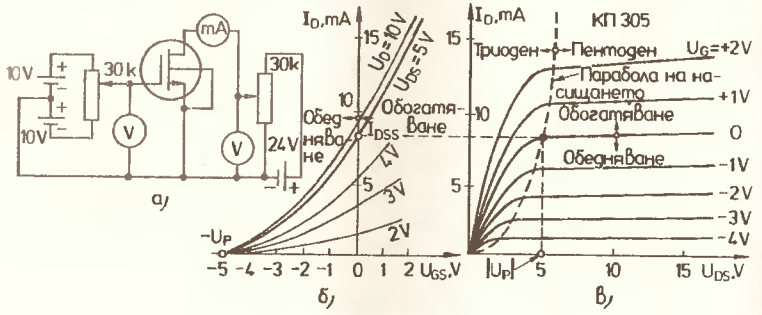
При положителни напрежения на гейта на повърхността на кристала се натрупват свободни електрони, т.е. концентрацията в канала нараства. Това намалява съпротивлението на канала и съответно увеличава дрейновия ток. Този режим на работа се нарича *режим на обогатяване*.

Казаното може да се резюмира така: MOS транзисторът със собствен N канал се намира в режим на обедняване при отрицателен гейт, а в режим на обогатяване — при положителен гейт (вж. фиг. 14.5 *б* и *в*).

## 14.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРИ НА MOS ТРАНЗИСТОРИТЕ СЪС СОБСТВЕН КАНАЛ

Статичните характеристики на MOS транзисторите със собствен канал могат да бъдат снети чрез схемата, дадена на фиг. 14.5*а*. Особеното тук са двата източника във входа, поради което могат да се подават както положителни, така и отрицателни входни напрежения.

На фиг. 14.5*б* са дадени семейство характеристики на правото предаване (гейтови характеристики) на руския MOS транзистор със собствен N канал КП305. Виждаме, че те са същите както




Фиг. 14.5

гейтовите характеристики на PN транзистора с N канал с тази разлика, че продължават и в първи квадрант при положително напрежение на гейта. Това съответствува на факта, че MOS транзисторите със собствен канал могат да работят както в режим на обедняване, така и в режим на обогатяване.

Важен параметър на MOS транзисторите със собствен канал е величината $I_{DSS}$ (фиг. 14.5*б*), която представлява дрейновият ток при нулево напрежение на гейта и при $|U_D| = |U_p|$ и се нарича *мащабен ток*. Наименованието му идва оттам, че като използва този параметър, характеристиките на PN и MOS транзисторите се описват с едни и същи уравнения, което е голямо удобство.

На фиг. 14.5*в* са показани семейство изходни (дрейнови) характеристики на същия транзистор. Виждаме, че техният ход е аналогичен на изходните характеристики на PN транзисторите с тази разлика, че на гейта могат да се подават както положителни, така и отрицателни напрежения, съответствуващи на режимите обогатяване и обедняване. Тук също се дефинира *парабола на насищането*, наляво от която режимът е *триоден* (или стръмен), а надясно – *пентоден* (или полегат). Пресечните точки на параболата на насищането с дрейновите характеристики имат абсциси, които представляват дрейновото напрежение на насищане и се дават с равенството

$$U_{D_н} = U_G - U_p, \tag{14.1}$$

ето тук величините трябва да се вземат със съответните знаци, за да бъде в сила формулата както за P, така и за N канални транзистори.

*Статичният капацитет* между гейта и канала $C_{GK}$ е важен параметър на MOS транзисторите. Като използуваме формулата за капацитет на плосък кондензатор, за $C_{GK}$ ще получим

$$C_{GK} = \frac{\varepsilon Z L}{W}, \tag{14.2}$$

където $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$; $Z$ е широчината на канала; $L$ — дължината на канала; $W$ — дебелината на диелектрика (вж. фиг. 14.4*а*). При маломощните MOS транзистори най-често $C_{GK} = 0,1 \div 5$ pF.

Доказва се, че в триоден режим дрейновият ток $I_D$ зависи от $U_G$ и $U_D$ според формулата

$$I_D = \frac{\mu_{еф} C_{GK}}{L^2} \left[ (U_G - U_p) U_D - \frac{1}{2} U_D^2 \right], \tag{14.3}$$

където $\mu_{еф}$ е ефективната подвижност на основните токоносители в канала, която поради повърхностни явления е по-малка от обикновената обемна подвижност.

При увеличаване на дрейновото напрежение настъпва насищане, след което може да се приеме, че дрейновият ток $I_D$ не се влияе от дрейновото напрежение $U_D$. Условието за достигане на насищане (при определено $U_G$) е равенство (14.1). Като определим $U_D$ от него и го заместим в (14.3), получаваме следния израз

за дрейновия ток в точките от параболата на насищането:

$$I_D = \frac{\mu_{еф} C_{GK}}{2L^2}(U_G - U_p)^2 = \frac{\mu_{еф} C_{GK}}{2L^2}(U_p - U_G)^2. \qquad (14.4)$$

От математическа гледна точка това е една парабола с връх $U_p$. И понеже при MOS транзистори със собствен канал $|U_G| < |U_p|$, очевидно трябва да работим с втория израз за $I_D$ от (14.4).

Ако въведем означението

$$I_{DSS} = \frac{\mu_{еф} C_{GK} U_p^2}{2L^2}, \qquad (14.5)$$

където $I_{DSS}$ е дефинираният вече мащабен ток, (14.4) може да се напише така:

$$I_D = I_{DSS}\left(1 - \frac{U_G}{U_p}\right)^2. \qquad (14.6)$$

Полученият резултат показва, че характеристиката на правото предаване на MOS транзисторите със собствен канал **в пентоден режим е квадратична** , т.е. тя представлява парабола с връх $U_p$. Освен това от сравняването на (14.6) с (13.2) следва, че характеристиките на правото предаване на PN и на MOS транзисторите със собствен канал се изразяват с едно и също уравнение (14.6). Ако изразът (14.5) се замести в (14.3), се получава следната зависимост:

$$I_D = I_{DSS}\left(\frac{2U_G U_D}{U_p^2} - \frac{2U_D}{U_p} - \frac{U_D^2}{U_p^2}\right). \qquad (14.7)$$

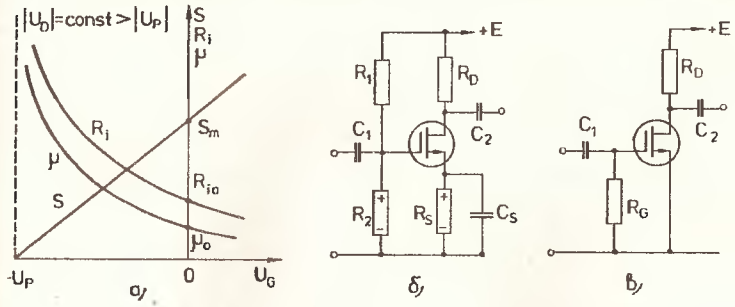
Получената формула представлява основно уравнение на транзистора със собствен канал в триодната област. Очевидно то е идентично с основното уравнение на PN транзистора (вж. формула 13.4).

Формула (14.7) е по-удобна в практиката от (14.3), тъй като съдържа лесно измеримия параметър $I_{DSS}$. Напомняме, че и в тази формула $U_p$ и $U_D$ трябва да се заместват със своите знаци, за да бъде валидна както за P, така и за N канални транзистори. Ако приемем $U_G = \text{const}$, (14.7) ще изразява семейството изходни характеристики на MOS транзистора, а ако приемем $U_D = \text{const}$, тя изразява сравнително точно семейството характеристики на правото предаване.

Нискочестотните малосигнални параметри на MOS транзисторите са: изходно (вътрешно) съпротивление $R_i$, стръмност $S$ и статичен коефициент на усилване по напрежение $\mu$. В дадена работна точка техните стойности са свързани с известното равенство (13.12).



В пентоден режим изходното съпротивление на MOS транзистора може да се намери по (13.6), като в този случай $R_{i0}$ се дефинира по същия начин както при PN транзисторите и е конструктивен параметър на MOS транзистора, а величината $\eta$ има най-често стойност 6–11. При съвременните MOS транзистори




Фиг. 14.6

$R_{i0} = 5 \div 50$ kΩ. На фиг. 14.6*а* е показана зависимостта на $R_i$ от предпапрежението на транзистора в пентоден режим.

Стръмността в пентодната област може да бъде намерена по формула (13.8). При $U_G = 0$ и $|U_D| = |U_p|$ стръмността получава стойност $S_m$, която се нарича *мащабна стръмност на MOS транзистора със собствен канал.* Тя е свързана с мащабния ток $I_{DSS}$ чрез познатата зависимост (13.9). На фиг. 14.6*а* е показана зависимостта на стръмността в пентоден режим от предпапрежението на MOS транзистор със собствен N канал. Виждаме, че максималната стръмност на транзистора е по-голяма от мащабната и се получава при определено напрежение на гейта. От (13.10) може да се намери стръмността в коя да е точка от характеристиката на транзистора, ако се знае мащабната стръмност. Съвременните MOS транзистори със собствен канал имат $S_m = 2 \div 10$ mA/V, а максималната им стръмност може да достигне 15 mA/V.

Статичният коефициент на усилване на MOS транзистора със собствен канал в пентоден режим може да бъде намерен по формула (13.13). При $U_G = 0$ и $|U_D| = |U_p|$ статичният коефициент очевидно ще има стойност

$$\mu_0 = S_m R_{i0}. \qquad (14.8)$$

Величината $\mu_0$ е параметър на MOS транзистора със собствен канал и се нарича *мащабен статичен коефициент на усилване.* На фиг. 14.6*а* е показана зависимостта на $\mu$ от гейтовото напрежение при един N канален MOS транзистор със собствен канал в пентоден режим. Виждаме, че минималната стойност на $\mu$ е по-малка от мащабната и се получава при определено положително

напрежение на гейта. При съвременните MOS транзистори със собствен канал най-често $\mu_0 = 10 \div 100$.

## 14.6. ОСОБЕНОСТИ НА MOS ТРАНЗИСТОРИТЕ СЪС СОБСТВЕН КАНАЛ

Поради наличност на изолатор между гейта и канала входното съпротивление на MOS транзисторите за постоянен ток е далеч по-голямо от това на PN транзисторите и най-често е от порядъка на $10^{12}$–$10^{16}$ Ω. В резултат на това постоянният ток във веригата на гейта е наистина нищожен ($10^{-11}$–$10^{-15}$ A). Този ток не удвоява стойността си на всеки 10 °C както при биполярните транзистори и в редица схеми той изобщо се пренебрегва.

Входното съпротивление на MOS транзисторите за променлив ток се обуславя от вътрешните капацитети на елемента и от честотата на сигнала. При схема с общ сорс то може да се намери по (13.26), тъй като честотните свойства на MOS транзисторите са аналогични на тези на PN транзисторите. И тук вместо разпределителния капацитет между гейта и канала може да се използува съсредоточеният капацитет $C_{GS}$, а също $C_{GD}$ и $C_{DS}$, които при съвременните MOS транзистори имат стойност от 0,1 до 5 pF. В сила е също така и зависимостта (13.15) за съпротивлението на отворения канал.

Динамичните параметри на MOS транзисторите са аналогични на тези при PN транзисторите и могат да бъдат използувани формулите, дадени в т. 13.10. Еквивалентните схеми на PN транзисторите (вж. т. 13.7) също могат да бъдат използувани и при MOS транзисторите. При средни и високи честоти входният капацитивен ток не може да се пренебрегва и тогава се работи с четириполюсните параметри, които в общия случай са комплексни числа.

MOS транзисторът също така може да се включва по три основни схеми: с общ сорс (ОС), с общ дрейн (ОД) и с общ гейт (ОГ), като схемата (ОС) намира най-голямо приложение.

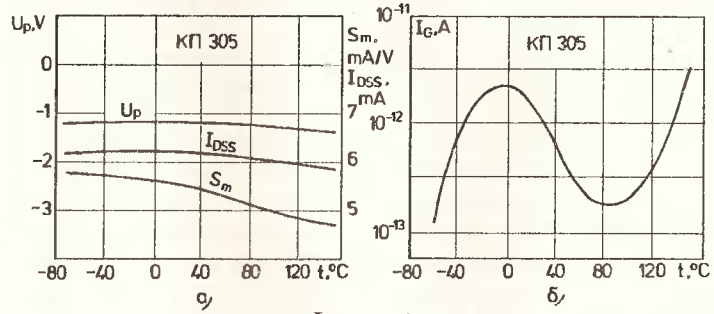
Схемите за осигуряване на преднапрежение на MOS транзисторите са идентични с тези, дадени на фиг. 13.11 и 13.12, като могат да се използуват формулите от т. 13.9. Трябва обаче да напомним, че при транзисторите със собствен канал преднапрежението може да бъде както отрицателно, така и положително. На фиг. 14.6*б* е показана обикновена схема на усилвателно стъпало, при което преднапрежението зависи както от резисторите $R_1$ и $R_2$, така и от $R_S$. В т. 13.9 видяхме, че при PN транзисторите падът на напрежение върху $R_2$ трябва винаги да бъде по-малък по абсолютна стойност от пада върху $R_S$. При MOS транзисторите обаче падът върху $R_2$ може да бъде както по-малък по абсолютна



стойност (режим на обедняване), така и по-голям (режим на обогатяване) от пада върху $R_S$. На фиг. 14.6*в* е показано стъпало, при което MOS транзисторът работи при нулево преднапрежение на гейта, като входният сигнал може да има значителна амплитуда. Схемата съдържа малък брой елементи и при ниски честоти може да има голямо входно съпротивление.

При MOS транзисторите със собствен канал температурата влияе както върху подвижността на токоносителите в канала, така и върху плътността на повърхностните рекомбинационни центрове. Това влияние е противоположно, така че при определена работна точка настъпва взаимна компенсация, т.е. и тук съществува *термостабилна точка*. Но докато при PN транзисторите координатите на термостабилната точка се дават с прости зависимости (вж. формули 13.35), при MOS транзисторите със собствен канал термостабилната точка се обуславя от редица конструктивни параметри, т.е. при различните екземпляри тя се намира на различно място в полето на статичните характеристики. По тази причина, когато се конструират термостабилни стъпала, е нужен индивидуален подбор на транзисторите.

На фиг. 14.7*а* са показани зависимостта на праговото напрежение $U_p$, мащабният ток $I_{DSS}$ и мащабната стръмност $S_m$ от температурата за един конкретен екземпляр MOS транзистор със собствен канал от типа КП305. Виждаме, че влиянието на температурата върху споменатите параметри в доста широк интервал е сравнително слабо. На фиг. 14.7*б* е дадена температурната зависимост на гейтовия ток, който при увеличаване на температурата от 0 до около 80 °C има отрицателен температурен коефициент. От всичко казано следва, че, общо взето, MOS транзисторите със собствен канал са температурно по-стабилни, отколкото PN транзисторите.




Фиг. 14.7

Волт-амперните характеристики на MOS транзисторите в първи и трети квадрант са подобни на тези, изобразени на фиг. 13.16*б* и 13.17*а*. Поради това MOS транзисторите със собствен канал съ-

що могат да бъдат използувани като управляеми съпротивления. В този случай е валидна формула (13.36).

Шумовите свойства на MOS транзисторите със собствен канал са подобни на тези при PN транзисторите. При ниски честоти обаче PN транзисторите като правило имат по-малък собствен шум.

Основните параметри на MOS транзисторите със собствен канал са аналогични на тези на PN транзисторите (вж. т. 13.15). Разбира се, трябва да се има предвид, че гейтовият ток $I_{GSS}$ при MOS транзисторите е далеч по-малък и освен това $I_{DSS}$ и $S_m$ са мащабните параметри, изяснени в т. 14.5.

Проверката на годността на MOS транзисторите със собствен канал може най-лесно да стане с омметър. Съпротивлението на отворения канал при тях е също най-често от 50 до 1000 Ω и в двете посоки. Поради наличността на изолатор съпротивлението между гейта и канала (и в двете посоки) е извънредно голямо ($10^{12}$–$10^{16}$ Ω) и не може да се отчете с обикновен омметър. (Това не се отнася за MOS транзисторите, в които е вграден защитен ценеров диод — вж. фиг. 14.12*в*). В заключение ще добавим, че най-честата повреда на MOS транзисторите със собствен канал е пробив на изолатора между гейта и канала.

## 14.7. MOS ТРАНЗИСТОРИ С ИНДУЦИРАН КАНАЛ

MOS транзисторите с индуциран канал биват два вида: с индуциран P канал и с индуциран N канал. Техните означения, проходни характеристики и захранване на електродите са показани на фиг. 14.3.

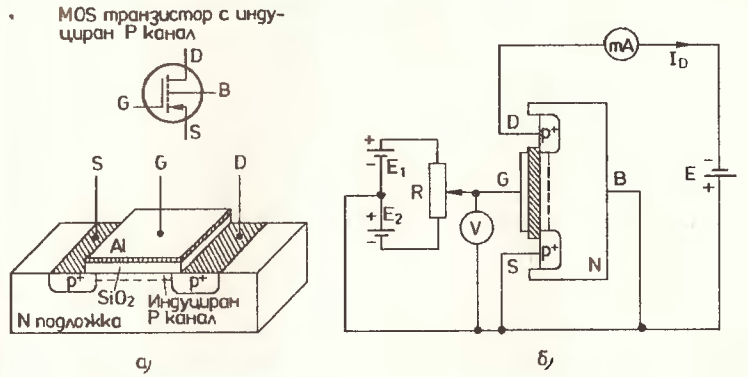
Конструктивно MOS транзисторите с индуциран канал приличат на транзисторите със собствен канал, но се различават по това, че между дрейна и сорса не е оформен канал предварително, а той се създава (индуцира) едва при определено напрежение на гейта. Както вече се спомена, по технологични причини полесно се реализира индуциран P канал и затова тези транзистори са по-разпространени.

На фиг. 14.8*а* е показан MOS транзистор с индуциран P канал. Неговата подложка (бележи се с буквата *B*)) представлява полупроводников кристал с N проводимост. Дрейнът и сорсът са силно легирани $P^+$ области, а гейтът има познатата конструкция както при MOS транзисторите със собствен канал. В повърхностния слой на подложката предварително не е изготвен канал и при това положение областта под гейта има N проводимост. По време на работа между сорса и дрейна е включен източник, а подложката най-често се свързва със сорса (фиг. 14.8*б*).

Ако приложим между сорса и дрейна някакво напрежение, при нулево напрежение на гейта дрейнов ток не тече поради наличността на обратно включения във веригата PN преход подложка-дрейн (фиг. 14.8*б*).



При положителни напрежения на гейта N проводимостта на областта под гейта се подобрява, но поради наличността на споменатия преход дрейновият ток е нула.

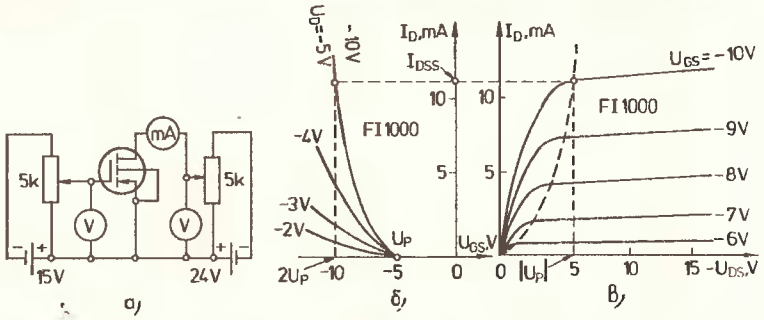



Фиг. 14.8

При отрицателни напрежения на гейта започва "изтласкване" на електрони от повърхностния слой под гейта, обаче дрейнов ток продължава да не протича поради обратно включения PN преход подложка-дрейн. При някакво отрицателно напрежение на гейта $U_p$, наречено *прагово напрежение*, повърхностният слой на подложката съвсем обеднява на електрони и настъпва *инверсия*. Както вече знаем, тя се характеризира с това, че поради силното електрическо поле в повърхностния обеднен слой настъпва разкъсване на валентни връзки и пораждане на дупки. Колкото отрицателното напрежение на гейта нараства по абсолютна стойност, толкова повече повърхностният слой се обогатява на дупки и дрейновият ток нараства. Следователно **MOS транзисторите с индуциран канал могат да работят само в режим на обогатяване.**

На фиг. 14.9*а* е показана схема, с която могат да се снемат статичните характеристики на MOS транзисторите с индуциран P канал. На фиг. 14.9*б* са показани семейство характеристики на правото предаване (гейтови характеристики) на българския MOS транзистор с индуциран P канал FI1000. Те започват ветрилообразно от точка $U_p$, т.е. този транзистор се отпушва едва когато отрицателното напрежение на гейта стане по-голямо по абсолютна стойност от -5 V. Сравнявайки фиг. 14.9*б* с фиг. 14.5*б*, виждаме, че характеристиките на правото предаване на MOS транзисторите с индуциран и със собствен канал твърде много си приличат, но са с противоположни посоки.

На фиг. 14.9*в* са дадени семейството изходни характеристики (дрейнови характеристики) на същия транзистор. Те изхождат от началото на координатната система ветрилообразно и се характеризират с *триодна и пентодна* област. Двете области се




Фиг. 14.9

разделят от *параболата на насищане*, чиито абсциси се подчиняват на условието

$$U_{D_н} = U_G - U_p. \tag{14.9}$$

Тук величините трябва да се вземат със съответните знаци, за да е в сила формулата при MOS транзистори както с индуциран P канал, така и с индуциран N канал.

Важен параметър на MOS транзистора с индуциран канал е *статичният капацитет* между гейта и канала, за който е в сила познатата формула (14.2) за същия капацитет при MOS транзисторите със собствен канал. При съвременните маломощни MOS транзистори с индуциран канал $C_{GK} = 0,1 \div 5,0$ pF.

Доказва се, че в триоден режим дрейновият ток $I_D$ зависи от $U_D$ и $U_G$ по следния начин:

$$I_D = \frac{\mu_{еф} C_{GK}}{L^2}\left[(U_G - U_p)U_D - \frac{1}{2}U_D^2\right], \tag{14.10}$$

където $\mu_{еф}$ е ефективната подвижност на основните токоносители в канала.

Изразът (14.10) е идентичен с (14.3), което показва, че характеристиките на MOS транзисторите със собствен и с индуциран канал се описват с едно и също уравнение. При MOS транзисторите с индуциран канал обаче формулите ще имат смисъл само ако е изпълнено условието $|U_G| > |U_p|$, т.е. трябва да се използува първата част на равенство (14.4). Като заместим стойността на $U_D$ от (14.9) в (14.10), ще получим следния израз на дрейновия ток в точките от параболата на насищане:

$$I_D = \frac{\mu_{еф} C_{GK}}{2L^2}(U_G - U_p)^2. \tag{14.11}$$



Нека въведем означението

$$I_{DSS} = \frac{\mu_{еф} C_{GK} U_p^2}{2L^2}. \tag{14.12}$$

Обръщаме внимание, че в този случай величината $I_{DSS}$ представлява дрейновият ток при $U_G = 2U_p$ и $U_D = U_p$ (вж. фиг. 14.3*б*). Тя се нарича *мащабен ток на MOS транзистора с индуциран канал* и е негов основен параметър. Като въведем израза за мащабния ток, (14.11) може да се напише така:

$$I_D = I_{DSS}\left(\frac{U_G}{U_p} - 1\right)^2. \tag{14.13}$$

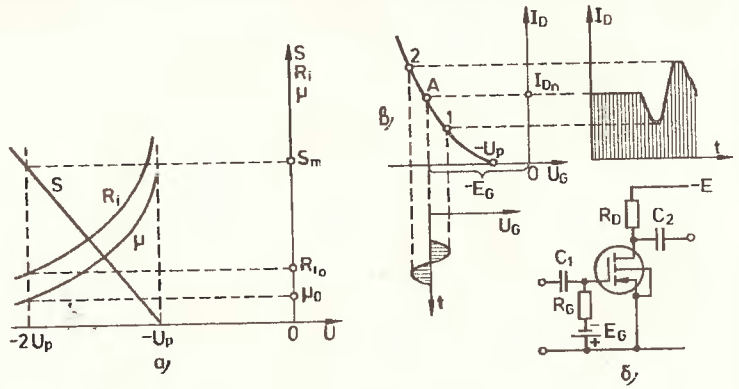
Този резултат показва, че характеристиката на правото предаване на MOS транзисторите с индуциран канал в пентоден режим е също квадратична, т.е. тя представлява парабола с връх $U_p$. Тази формула прилича на израза (14.6), но местата на единицата и дробта са разменени, което се дължи на изискването $|U_G| > |U_p|$ при MOS транзистори с индуциран канал. Оттук за стръмността на MOS транзистора с индуциран канал лесно получаваме

$$S = \frac{2I_{DSS}}{U_p}\left(\frac{U_G}{U_p} - 1\right), \tag{14.14}$$

което показва, че в този случай стръмността в пентоден режим зависи линейно от напрежението на гейта. При $U_G = 2U_p$ и $U_D = U_p$ стръмността получава стойност $S_m$, която също се нарича *мащабна стръмност на MOS транзистора с индуциран канал* и е негов важен параметър. Мащабната стръмност е свързана с мащабния ток чрез познатата зависимост (13.9). На фиг. 14.10*а* е показана зависимостта на стръмността от преднапрежението в пентоден режим на MOS транзистор с индуциран P канал. Виждаме, че максималната стръмност може да бъде по-голяма от мащабната и се получава при определено напрежение на гейта. Като се използува формула (14.14), може да се намери стръмността в коя да е точка от характеристиката на транзистора. Съвременните MOS транзистори с индуциран канал имат $S_m = 2 \div 10$ mA/V, а максималната им стръмност може да достигне 15 mA/V.

Зависимостта (14.7) също е валидна при MOS транзисторите с индуциран канал и може да се нарече основно уравнение на MOS транзистора с индуциран канал в триодната област. Тази зависимост е по-удобна в практиката от израза (14.10), тъй като вместо $C_{GK}$, $L$ и $\mu_{еф}$ съдържа лесно измеримия параметър $I_{DSS}$. Ако в (14.7) приемем $U_G = \text{const}$, формулата ще изразява аналитично семейството изходни характеристики на MOS транзистора с индуциран канал, а ако приемем $U_D = \text{const}$, тя изразява сравнително точно семейството характеристики на правото предаване в триоден режим на същия транзистор.

Изходното съпротивление на MOS транзистора с индуциран канал в пентодната област (включително и в точките от параболата на насищане) може да се намери по формула (13.6), където $R_{i0}$ е изходното съпротивление на MOS транзистора с индуциран канал




Фиг. 14.10

в точка с координати $U_G = 2U_p$ и $U_D = U_p$, което съпротивление лесно може да се намери. Това е параметър на транзистора и би трябвало да се дава в справочниците. При съвременните MOS транзистори с индуциран канал $R_{i0} = 5 \div 50$ kΩ. Освен това при тези транзистори $\eta = 6 \div 11$. Зависимостта на $R_i$ от преднапрежението в пентоден режим при един MOS транзистор с индуциран P канал е показана на фиг. 14.10*а*. За намиране на коефициента $\mu$ в пентодната област може да се използува познатата формула (13.13). При $U_G = 2U_p$ и $U_D = U_p$ статичният коефициент очевидно ще има стойност $\mu_0$, определена с равенство (14.8). Величината $\mu_0$ представлява параметър на MOS транзистора с индуциран канал и се нарича *мащабен статичен коефициент на усилване*. На фиг. 14.10*а* е показана зависимостта на $\mu$ в пентоден режим от преднапрежението на един MOS транзистор с индуциран P канал.

## 14.8. ОСОБЕНОСТИ НА MOS ТРАНЗИСТОРИТЕ С ИНДУЦИРАН КАНАЛ

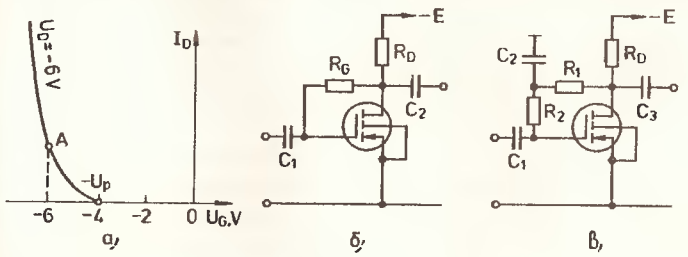
Повечето от особеностите на MOS транзисторите със собствен канал, разгледани в т.14.6, са в сила и при MOS транзисторите с индуциран канал. Известни разлики между тях има най-вече в схемите за осигуряване на преднапрежение. Нека се спрем на това по-подробно.

Преди всичко трябва да подчертаем, че **при нулево преднапрежение на гейта MOS транзисторът с индуциран канал е запушен**. Това се вижда добре на фиг. 14.9*б*. Тази особеност на MOS транзисторите с индуциран канал е особено ценна в цифровите схеми, където транзисторът трябва да се отпушва само при наличност на входен импулс. Ето защо в съвременните цифрови схеми MOS транзисторите с индуцирани P и N канал в интегрално изпълнение се използуват изключително много.



За да работи MOS транзисторът с индуциран канал в линеен усилвателен режим, необходимо е на гейта да се подаде определено преднапрежение $E_G$, което по абсолютна стойност трябва да е по-голямо от праговото напрежение $U_p$ на транзистора. Това е показано на фиг. 14.10*б*, където е използуван P канален транзистор и следователно преднапрежението трябва да е отрицателно. На същата фигура е показан графично самият процес на усилване, като положението на работната точка $A$ (съответно дрейновият ток на покой $I_{D_n}$) се определя от преднапрежението $E_G$. Разбира се, стойностите на $E$ и $R_D$ трябва да бъдат подбрани така, че транзисторът да се намира в пентоден режим, т.е. $|U_{DS}| > |U_p|$. Показаната схема не е удобна поради необходимостта от два източника ($E_G$ и $E$).

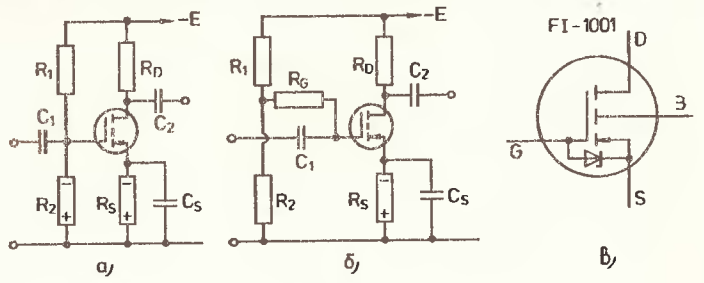
Преди да разгледаме други схеми за осигуряване на преднапрежение, нека изтъкнем една особеност на MOS транзисторите с индуциран канал, а именно: те могат да работят в линеен усилвателен режим при такава работна точка, при която гейтът и дрейнът имат *едно и също постоянно напрежение*. Това е показано на фиг. 14.11*а*, където $U_D = -6$ V и $U_G = -6$ V. На фиг. 14.11*б* е показана схема за осигуряване на преднапрежение на MOS транзистор, която се основава на тази особеност. Тук през $R_G$ практически постоянен ток не протича и на гейта се осигурява потенциал, равен на този на дрейна, като $R_G = 1 \div 50$ MΩ. В температурно отношение схемата е много стабилна, обаче коефициентът ѝ на




Фиг. 14.11

усилване по напрежение е по-малък от единица, тъй като тя е обхванатата от 100% отрицателна обратна връзка. За избягване на този недостатък в практиката по-често се използува схемата, дадена на фиг. 14.11*в*. Тук преднапрежението на гейта е равно

на напрежението на дрейна, обаче кондензаторът $C_2$ се избира достатъчно голям, така че практически липсва отрицателна обратна връзка по променлив ток и коефициентът на усилване по напрежение може да бъде значителен.




Фиг. 14.12

На фиг. 14.12*а* е показана една от най-разпространените схеми на линеен усилвател с MOS транзистор с индуциран P канал. Тук преднапрежението е разлика между пада на напрежение върху $R_2$ и пада върху $R_S$. На фиг. 14.12*б* е дадена друга схема за осигуряване на преднапрежение. Тук делителят $R_1 - R_2$ може да бъде нискоомен, а $R_G$ — високоомен.

MOS транзисторите с индуциран канал също могат да бъдат използувани като управляеми съпротивления. Характерът на техните волт-амперни характеристики (при съответни напрежения на гейта) е подобен на характеристиките, изобразени на фиг. 13.16*б* и 13.17*а*. В този случай може да бъде използувана познатата формула (13.36), като управляващото напрежение $U_G$ трябва да се изменя в границите между $U_p$ и $2U_p$ (вж. фиг. 14.9*б*).

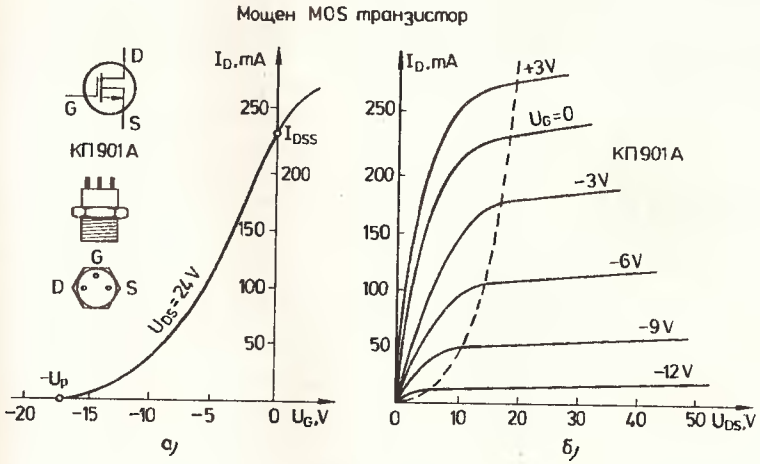
Годността на MOS транзисторите с индуциран канал може да бъде проверена най-лесно с обикновен омметър. Понеже в нормално състояние липсва канал, съпротивлението дрейн — сорс и в двете посоки трябва да бъде много голямо $> 500$ kΩ. При транзистори, които не притежават вграден защитен ценеров диод, съпротивлението между гейта и другите два електрода (и в двете посоки) трябва да бъде извънредно голямо — $10^{12}$–$10^{16}$ Ω, и поради това при годен транзистор то не може да се отчете с обикновен омметър. MOS транзисторите, притежаващи вграден защитен ценеров диод (вж. фиг. 14.12*в*), имат относително по-малко съпротивление между гейта и другите два електрода ($10^9$–$10^{10}$ Ω). Нека напомним, че участъците сорс-подложка и дрейн-подложка представляват PN преходи, които при годен транзистор трябва да бъдат изправни.



## 14.9. МОЩНИ ПОЛЕВИ ТРАНЗИСТОРИ

През последните десетилетия бяха разработени мощни полеви транзистори — както PN, така и MOS. Тяхната мощност, разсейвана от дрейна (при подходящ радиатор), достига до няколко десетки вата. Тези транзистори намират приложение в мощните НЧ усилватели, в редица превключващи устройства и т.н. Сравнени с мощните биполярни транзистори, те се характеризират не само с голямото си входно съпротивление, но и с по-добрата линейност на входната си характеристика и с по-малкото си време на превключване.

Като пример може да се посочи мощният MOS транзистор с N собствен канал КП901А, чиито характеристики са дадени на фиг. 14.13. Неговите най-важни параметри са $I_{DSS} = 200 \div 500$ mA, $U_p = -(15 \div 20)$ V, $S_m = 40 \div 60$ mA/V, $U_{DS\max} = 50$ V, $P_{D\max} = 30$ W. Както се вижда от фиг. 14.13*а*, характеристиката на правото предаване на този транзистор не е квадратична, а $S$-образна, т.е. тя има неголям праволинеен участък. Причината за това е особената конфигурация на дрейна и гейта, в резултат на което полето под управляващия електрод има сложна форма. Ето защо редица основни зависимости, изведени при маломощни полеви транзистори, тук не са в сила.




Фиг. 14.13

В западната литература мощните MOS транзистори се наричат още MOSPOWERFET. Такъв е например мощният MOS транзистор VMP-1 с N индуциран канал, чиято характеристика на правото предаване е показана на фиг. 14.14*а*. Неговите основни параметри са $U_{DS\max} = 60$ V, $U_{DG\max} = 60$ V, $I_{D\max} = 2$ A, $S_m =$

$= 200$ mA/V, $P_{D\max} = 35$ W. Особеностите на този мощен транзистор са следните:

**1.** Голямо входно съпротивление при ниски честоти ($I_{GSS} = 1 \div 10$ nA). Това позволява управляване на значителни токове с нищожна мощност. При високи честоти входното съпротивление намалява поради влиянието на входните вътрешни капацитети.

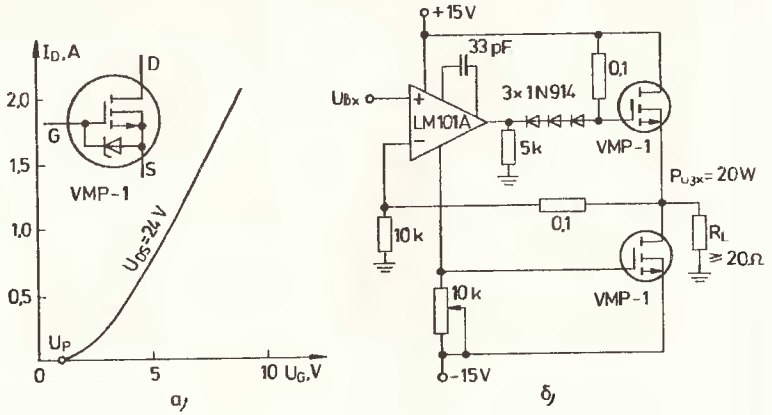
**2.** Липса на неосновни токоносители (съответно липса на рекомбинация), която води до минимално време на превключване. При големина на дрейновия ток например 1 A времето на превключване е $\tau_{пр} = 5$ ns, докато при мощните биполярни транзистори същият ток се превключва за време $\tau_{пр} = 100 \div 150$ ns.

**3.** Характеристиката на правото му предаване е почти линейна.

**4.** Входът на този транзистор е защитен с ценеров диод.

На фиг. 14.14*б* е показана схема на прост НЧ усилвател $P_{изх} = 20$ W, в който са използувани два мощни MOS транзистора от типа VMP-1 и една интегрална схема.

Както вече се спомена, съществуват и мощни PN транзистори. Такива са например N-каналните транзистори КП903А-В (вж. табл. 13.1). От подобен тип са мощната японска комплементарна двойка TX437 (N канал) и TX438 (P канал). Те имат максимален дрейнов ток $I_{D\max} = 6$ A, максимално дрейново напрежение $U_{DS\max} = 60$ V и максимална разсейвана мощност $P_{D\max} = 30$ W. Входният им капацитет е около 200 pF, а граничната им честота е $f_s = 20$ MHz. Тези добри параметри са постигнати благодарение на специалната структура на транзистора, която се ха-

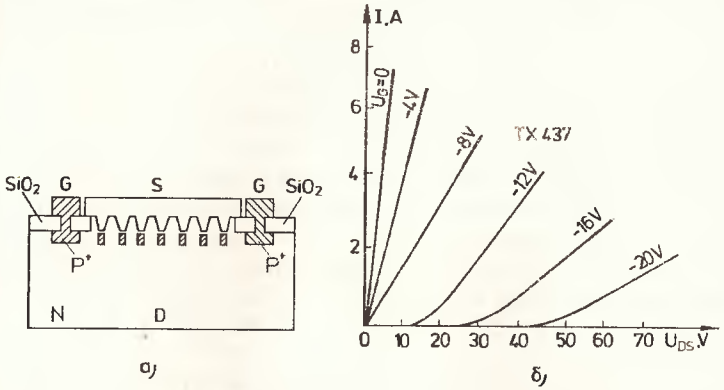



Фиг. 14.14

рактеризира със следното. При обикновените маломощни полеви транзистори проводящият канал е разположен успоредно на управляващия електрод, т.е. при планарна технология дрейновият ток тече паралелно на плоскостта на кристала. При споменатите



мощни полеви транзистори сорсът и дрейнът са разположени от двете страни на кристала (фиг. 14.15*а*), така че дрейновият ток тече перпендикулярно на повърхността на кристала. Поради това в немската литература подобни транзистори се наричат още




Фиг. 14.15

Vertikal FET или съкратено VFET. Както се вижда от фигурата, гейтът има сложна гребенчата структура. Между "зъбите" ѝ се образуват канали, през които протича работният ток на транзистора. (Понеже фигурата представлява разрез, отделните "зъби" изглеждат плаващи, но в действителност те са свързани електрически с гейта.) Като се подават различни напрежения на гейта, всъщност се изменя сечението на отделните канали, съответно големината на протичащия дрейнов ток. По такъв начин транзисторът има голяма стръмност — от порядъка на 500 mA/V.

Гребенчатата структура на гейта изменя характера на изходните характеристики на този транзистор (фиг. 14.15*б*). А праволинейността на характеристиките е много голямо предимство, тъй като поражда малки нелинейни изкривявания. От характеристиките следва още, че изходното съпротивление на тези транзистори е малко, а това е особено благоприятно за безтрансформаторни крайни стъпала. Именно с такава комплементарна двойка мощни полеви транзистори е конструиран пуснатият на пазара Hi-Fi нискочестотен стереоусилвател TAN-8550 с изходна мощност $2 \times 100$ W при $k = 0,1\%$ ($R_т = 4\ \Omega$) и честотна лента от 20 до 20 000 Hz.

## 14.10. ДВУГЕЙТОВИ MOS ТРАНЗИСТОРИ

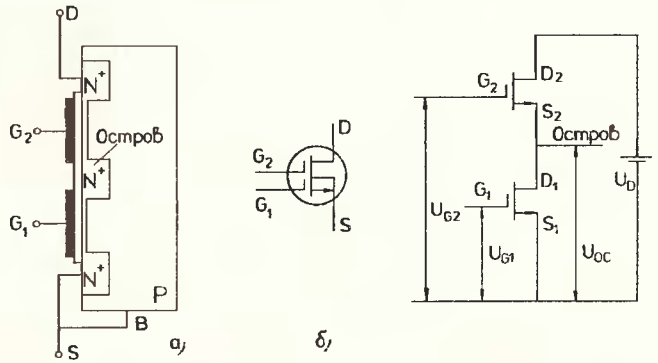
Един от сериозните недостатъци на полевите транзистори е значителният им проходен капацитет (например $C_{GD} = 0,5 \div 2$ pF).

Това налага при употреба на полеви транзистори във ВЧ и СВЧ усилвателни стъпала да се използуват схеми, неутрализиращи влиянието на проходния капацитет.

Когато ВЧ и СВЧ стъпала се конструират с триодни лампи, използува се т. нар. каскодно свързване. При него първият триод работи по схема с общ катод, а вторият — по схема със заземена решетка. Каскодната схема има много предимства, най-важните от които са малък собствен шум, голямо усилване, голямо изходно съпротивление, слаба връзка между входа и изхода (т.е. малък проходен капацитет) и др.

Като се изхожда от аналогията между полеви транзистори и електронни лампи (в частност по отношение на каскодното свързване), се е родила идеята за конструиране на двугейтовите MOS транзистори (MOS тетроди). Понастоящем вече са разработени значителен брой двугейтови MOS транзистори, като КП306А-В, КП350А-В, западните BFS28, 3SK32, 3N140, 40673, 40822, 40823, 3N141, PT220, TA7153 и др.

На фиг. 14.16*а* са дадени конструкцията и означението на двугейтов MOS транзистор с N собствен канал. (Сега те са най-разпространени.) Той има два гейта $G_1$ и $G_2$, а подложката е свързана вътрешно със сорса. От фигурата се вижда, че проводимостта на участъка между дрейна и сорса ще зависи от напреженията и на двата гейта. В средата на канала се намира силно легирана проводима област, към която не е свързан външен електрод. Тя се нарича остров. Формално погледнато, двугейтовият MOS транзистор се състои от два последователно свързани по постоянен ток транзистора, както островът играе ролята на дрейн за първия и на сорс — за втория (фиг. 14.16*в*).




Фиг. 14.16

В конструктивно отношение двата транзистора са еднакви. Освен това на тях се подават такива напрежения, че обикновено и двата работят в пентоден режим. Именно в този случай зависимостта на дрейновия ток от напрежението на първия гейт (при определено неизменно напрежение на втория гейт) е квадратична и се дава с израза

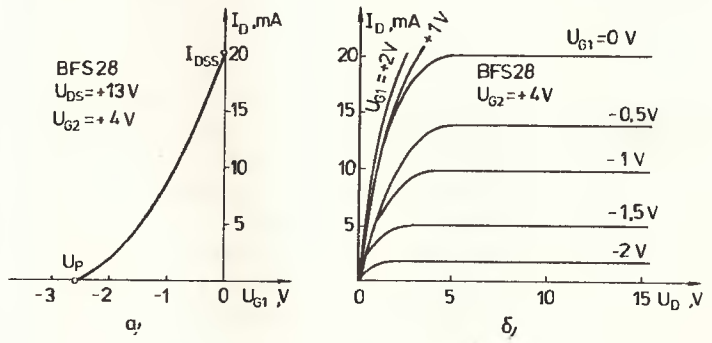
$$I_D = \frac{b}{2}(U_{G1} - U_p)^2 . \qquad (14.15)$$

Тук $b$ се определя от конструкцията на елемента и е равно на $\bar{\mu}C_{GK}/L^2$, където $\bar{\mu}$ е ефективната подвижност на токоносителите, $C_{GK}$ е статичният капацитет между гейта и канала, а $L$ е дължината на канала на един от транзисторите. Следователно входната характеристика на двугейтовия MOS транзистор има практически същия ход като при обикновените MOS транзистори. Това се вижда от фиг. 14.17, където е показана входна характеристика, а също и семейство изходни характеристики на двугейтовия MOS транзистор BFS28, снети при $U_{G2} = +4$ V.

Както вече се спомена, двугейтовият MOS транзистор най-често работи в пентоден режим, тъй като тогава стръмността му по отношение на първи гейт и изходното му съпротивление са най-големи. Доказва се, че в пентоден режим нискочестотните параметри на двугейтовия транзистор са

$$S_\text{т} \approx S,\ R_{i\text{т}} \approx \mu R_i,\ \mu_\text{т} \approx \mu^2, \qquad (14.16)$$

където $S$, $R_i$ и $\mu$ са параметрите на един от двата еднакви съставни транзистора. Оттук следва важният извод, че по принцип двугейтовият транзистор има $\mu$ пъти по-голямо изходно съпротивление и $\mu$ пъти по-голям статичен коефициент на усилване от обикновените MOS транзистори. Съвременните двугейтови транзистори имат $S_m = 10 \div 20$ mA/V, а изходното им съпротивление при $I_D = 1$ mA може да е $R_{i\text{т}} = 0,1 \div 1$ MΩ. Последното добре



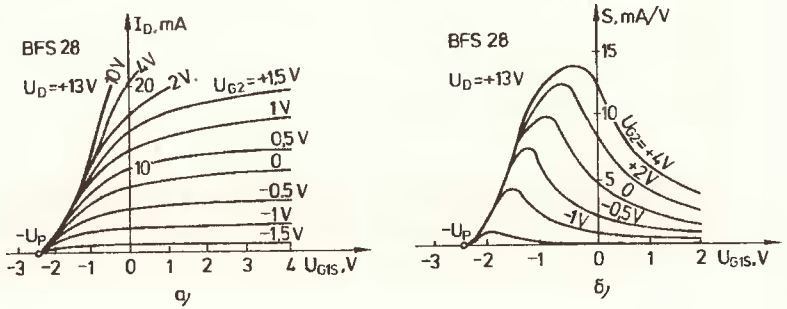

Фиг. 14.17

се вижда от фиг. 14.17*б*, където изходните характеристики в пентоден режим са почти хоризонтални. За да работи двугейтовият транзистор в пентоден режим, необходимо е да се спазва условието

$$U_D \geq U_{G2} - U_p, \tag{14.17}$$

като величините трябва да се вземат със своите знаци. Например, ако $U_p = -3$ V и $U_{G2} = 4$ V, за да имаме пентоден режим, необходимо е $U_D \geq 7$ V.

Важна особеност на двугейтовите MOS транзистори е относително малкият им проходен капацитет. Съвременните двугейтови MOS транзистори например имат $C_{G1D} = 0,01 \div 0,03$ pF, докато при обикновените MOS транзистори той е средно 20–50 пъти по-голям. Причината за малкия проходен капацитет при двугейтовите MOS транзистори е екраниращото действие на втория гейт, който в схемите чрез външен кондензатор е свързан към маса.




Фиг. 14.18

При двугейтовите MOS транзистори вторият електрод е също управляващ, като неговото напрежение влияе съществено върху входните характеристики на първи гейт. Това е показано на фиг. 14.18*а*, където се вижда, че при увеличаване на $U_{G2}$ расте и стръмността на входната характеристика по отношение на първи гейт. От същата фигура се вижда още, че при намаляване на $U_{G2}$ входната характеристика не е квадратична, а $S$-образна. Поради това в определен неголям участък тя е линейна и там стръмността е максимална (фиг. 14.18*б*).

## 14.11. ПРАВИЛА ЗА РАБОТА С MOS ТРАНЗИСТОРИ

При работа с MOS транзистори (както със собствен, така и с индуциран канал) е нужно повишено внимание и осигуряване на определени работни условия. Практиката показва, че значителна



част от MOS транзисторите биват повреждани поради непознаване на техните особености. Нека обясним това по-подробно.

Както беше изяснено, съпротивлението между гейта и канала при всички MOS транзистори е извънредно голямо ($10^2$-$10^{16}$ Ω). Очевидно това е съпротивлението $R'_G$ на тънкия слой $SiO_2$ (вж. фиг. 14.4*а*). Това голямо входно съпротивление за постоянен ток е особено важно при електрометричните усилватели и в това отношение MOS транзисторите нямат съперник.

Голямото съпротивление $R'_G$ обаче води до това, че всеки електрически заряд, попаднал на гейта, се задържа там дълго време. Освен това поради малката стойност на статичния капацитет (вж. формула 14.2) дори неголеми заряди могат да предизвикат значителни напрежения между гейта и канала и да настъпи пробив на диелектрика (напомняме, че $U = Q/C$). По тези причини при съхраняване на MOS транзистори техните изводи трябва да бъдат свързани накъсо чрез увиване с друг неизолиран проводник. Изводите на фабрично опакованите MOS транзистори, производство на някои фирми, са свързани накъсо чрез специални пръстенчета или скоби. В редица указания се препоръчва разединяването на тези пръстенчета и скоби да става едва след монтажа.

При работа с MOS транзистори трябва да бъдем особено внимателни, тъй като човешкото тяло обикновено има някакъв потенциал. За това особено спомагат столовете с изолирани крака, гумени подметки, пластмасовите покрития на подове и работни маси, заобикалящите ги апаратури, свързани към мрежата, и т.н. В някои случаи статичното наелектризиране поражда твърде високи потенциали — например няколко хиляди волта, за което свидетелствуват прескачащите искри.

Поради това при работа с MOS транзистори е нужно да се спазват редица правила, а именно:

**1.** Полевите транзистори с изолиран гейт трябва да се съхраняват само при накъсо свързани изводи. Разединяването им да става едва след монтажа.

**2.** Монтажът да се извършва върху работна маса, върху която е поставен заземен метален лист.

**3.** По време на монтажа всички заобикалящи ни апарати, включително и поялникът, трябва да бъдат заземени.

**4.** Работещият специалист също трябва да бъде заземен посредством метална гривна на ръката му.

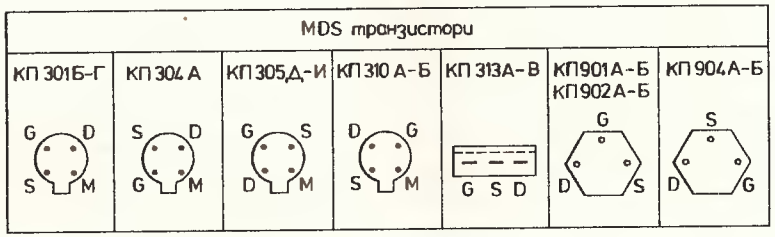
Тъй като тези изисквания са твърде строги, в последно време редица фирми произвеждат MOS транзистори, в които вътрешно е вграден ценеров диод (фиг. 14.12*в*). Той свързва гейта със сорса и има напрежение на отпушване около 20–40 V. Това намалява входното съпротивление на MOS транзистора до $10^{10}$ Ω, но за сметка на това премахва опасността от пробив на диелектрика.

Такава например е конструкцията на българския MOS транзистор с индуциран P канал FI-1001.

В табл. 14.1 са дадени по-важните параметри на някои MOS транзистори. Заслужават внимание мощните MOS транзистори от типа КП904А-Б, които при употребата на подходящ радиатор имат максимална мощност на разсейване $P_{D\max} = 75$ W.

**Таблица 14.1**

| Транзистор | Вид на канала | $U_p$, V | $I_{DSS}$, mA | $S_m$, mA/V | $U_{DG\max}$, V | $P_{D\max}$, W |
|---|---|---|---|---|---|---|
| КП301Б-Г | P-индуциран | 2,7 – 5,4 | 2 – 10 | 1 – 2 | 30 | 0,2 |
| КП304А | P-индуциран | 4 – 6 | 3 – 20 | 1 – 2 | 25 | 0,2 |
| КП305Д-И | N-собствен | 4 – 6 | 5 – 15 | 3 – 10 | 30 | 0,15 |
| КП310А-Б | N-собствен | 0 – 1 | 5 – 25 | 2 – 20 | 10 | 0,1 |
| КП313А-В | N-собствен | 2 – 3 | 8 – 15 | 5 – 10 | 15 | 0,12 |
| КП901А-Б | N-собствен | 15 | 200 – 1000 | 40 – 120 | 40 | 30 |
| КП902А-В | N-индуциран | 0 – 1 | 200 – 300 | 10 – 20 | 50 | 3,5 |
| КП904А-Б | N-индуциран | 0 – 1 | 4000 – 8000 | 400 – 500 | 40 | 75 |




Фиг. 14.19

На фиг. 14.19 са посочени означенията на изводите на споменатите MOS транзистори.



# 15
# ТИРИСТОРИ

## 15.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ ЗА ТИРИСТОРИТЕ

Тиристорите (от гръцки език "тира" — врата) представляват управляеми полупроводникови диоди. Те с успех заменят различните видове механични контакти и релета, понеже многократно ги превъзхождат по бързодействие и дълготрайност. Съществуват маломощни, средномощни и мощни тиристори, като последните могат да се превключват електрически вериги с напрежение например 500–2000 V и ток 50–500 A. (Мощните тиристори засега са най-мощните полупроводникови прибори.) Мощността в управляващата верига на тиристора по принцип е стотици пъти помалка от мощността в управляваната верига. По такъв начин с маломощни сигнали могат извънредно бързо да се превключват вериги и устройства с големи токове и високи напрежения. Благодарение на това тиристорите намират широко приложение в редица устройства, като токоизправители, инвертори (преобразуватели на постоянно в променливо напрежение), регулатори, пускови схеми, автоматични устройства и т.н.

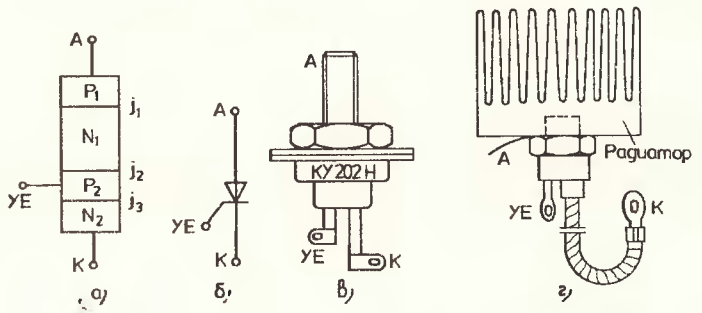
## 15.2. УСТРОЙСТВО НА ТИРИСТОРИТЕ

Понастоящем съществуват няколко вида тиристори. Първоначално ще се запознаем с най-разпространения от тях. Той има три електрода и се нарича още обикновен тиристор, тиристор с един управляващ електрод, триоден тиристор или тринистор.

На фиг. 15.1*а* е показана условно структурата на този тиристор. Той се състои от четири полупроводникови области с редуваща се проводимост $P_1$—$N_1$—$P_2$—$N_2$, между които са оформени три прехода — $j_1$, $j_2$ и $j_3$. Крайните преходи $j_1$ и $j_3$ се наричат *емитерни*, а средният преход $j_2$ — *колекторен*. Електродът, свързан към $P_1$ областта, се нарича *анод*, а този, свързан към $N_2$ областта — *катод*. Управляващият електрод е свързан към $P_2$ областта. (Сега тиристорите с такава структура са най-разпространени.)

Двете области $N_1$ и $P_2$ се наричат още *бази*, като $N_1$ е по-дебела и по-високоомна, а $P_2$ — по-тънка и по-нискоомна. Както ще видим по-нататък, широката база определя големите напрежения, които издържа тиристорът в запушено състояние, а тънката база обуславя възможността той да бъде управляван от сравнително малки токове. Областите $P_2$ и $N_2$ са сравнително нискоомни, като

колекторният преход $j_2$ е по-широк от емитерните преходи $j_1$ и $j_3$. Тази конструкция на тиристора осигурява много добра инжекция на дупки от $P_1$ в $N_1$ областта и на електрони от $N_2$ в $P_2$ областта. При отпушен тиристор тези насрещно движещи се токоносители




Фиг. 15.1

определят тока в права посока и рекомбинират в областта на прехода $j_2$.

В зависимост от типа на тиристора неговата четирислойна структура може да се изработи по различна технология — например сплавна, дифузна или планарна. Понастоящем за направа на тиристори се използува изключително силиций. Нека припомним неговите предимства в сравнение с германия: висока работна температура, малки обратни токове, големи пробивни напрежения.

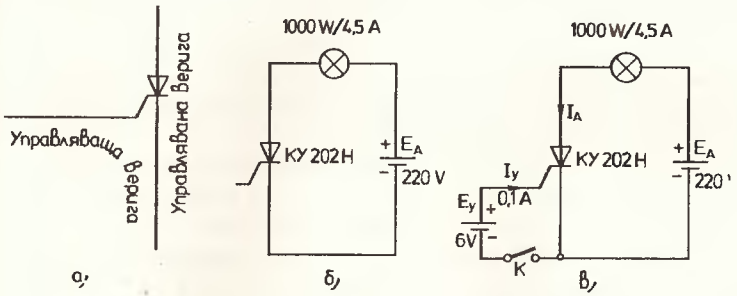
На фиг. 15.1*б* е дадено означението на тиристора в електронните схеми, а на фиг. 15.1*в* е показан външният вид на средномощния тиристор КУ202Н. (Подобна конструкция имат българските тиристори от серията Т-7.) Обръщаме внимание, че за разлика от средномощните изправителни диоди с аналогична конструкция, но без управляващ електрод (например Д242 ÷ 248, КД2001 ÷ 2015 и др.) тук не катодът, а анодът е свързан с корпуса (съответно с охлаждащия радиатор), а катодът и управляващият електрод са изведени навън през съответен изолатор.

На фиг. 15.1*г* е показан мощен (силов) тиристор, прикрепен към охлаждащ радиатор.

## 15.3. ОСНОВНО СВОЙСТВО НА ТИРИСТОРИТЕ

Основното свойство на тиристорите се състои в това, че със **сравнително малък ток в управляващата верига може да се управлява много пъти по-голям ток в анодната верига** (фиг. 15.2*а*). Веднага трябва да добавим, че при обикновения тиристор действието на управляващата верига е само пусково, но не и спиращо. (Тук не се имат предвид специалните запушваеми тиристори.)

За да разберем основното свойство на тиристорите, нека направим няколко опита с един конкретен тиристор — например




Фиг. 15.2

КУ202Н, на който в запушено състояние между анода и катода може да се прилага напрежение до 400 V (в едната и в другата посока), а в отпушено състояние среднят допустим ток през тиристора е няколко ампера. При тези опити за улеснение ще използуваме мощна батерия с напрежение 220 V и мощна осветителна лампа 1000 W/4,5 A. Обръщаме внимание, че в нормален режим на анода и на управляващия електрод се подават положителни напрежения спрямо катода. При опитите ще получим следните резултати:

**1.** Ако свържем тиристора според схемата, дадена на фиг. 15.2*б*, ток във веригата практически няма да тече и лампата няма да свети. Ако в тази схема сменим полярността на батерията, тиристорът ще продължава да е запушен. Следователно при липса на управляващ ток тиристорът е запушен и в двете посоки.

**2.** Ако в управляващата верига свържем батерия с напрежение, например $E_y = 6$ V, при включване на ключа $K$ (фиг. 15.2*в*) лампата ще светне, т.е. тиристорът се отпушва. Това се дължи на тока в управляващата верига, чиято големина в случая е около 0,1 A. (Обръщаме внимание, че в разглежданата схема токът в управляващата верига е 0,1 A и при напрежение 6 V, а токът в анодната верига е 4,5 A при напрежение 220 V.)

**3.** Ако при това положение отворим ключа $K$ (фиг. 15.2*в*), токът в управляващата верига спира да тече, обаче лампата продължава да свети. Следователно **отпушеният тиристор не може да бъде запушен чрез спиране на управляващия ток.** Ако желаем да изгасим лампата, това може да стане например чрез

изключване на анодната верига. (По-нататък ще видим, че има и други начини за запушване на тиристора.)

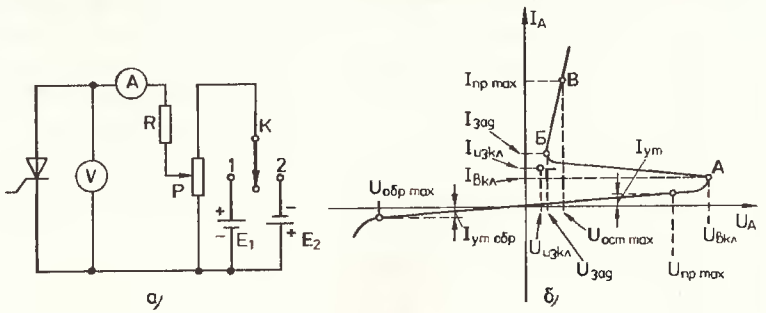
**4.** Когато анодната верига е включена и тиристорът е запушен (фиг. 15.2*в*), неговото отпушване може да стане и с краткотрайно включване и изключване на ключа $K$, т.е. с краткотраен *пусков импулс*. Това означава, че тиристорът може да бъде включен с нищожна входна мощност.

**5.** Ако на фиг. 15.2*в* сменим полярността на батерията в анодната верига, тиристорът ще остава запушен както при положителен, така и при отрицателен (т.е. при обратна полярност на $E_y$) импулс в управляващата верига.

От тези опити става ясно, че тиристорът се отпушва само с положителен входен ток или импулс, и то само ако анодното му напрежение е положително. (При отрицателно анодно напрежение тиристорът не може да бъде отпушен с никакви средства.) Специално внимание обръщаме на факта, че **отпушеният тиристор има еднопосочна, а не двупосочна проводимост.** Следователно отпушеният тиристор има свойствата не на механичен контакт, който пропуска и в двете посоки, а на диод с еднопосочна проводимост. Нека добавим и това, че отпушеният тиристор не може да бъде запушен чрез управляващата верига.

## 15.4. ВОЛТ-АМПЕРНА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ТИРИСТОРА ПРИ ОТВОРЕНА УПРАВЛЯВАЩА ВЕРИГА

Зависимостта на анодния ток от анодното напрежение (нарича се още изходна характеристика на тиристора) може да бъде снета




Фиг. 15.3

със схемата, дадена на фиг. 15.3*а*. Резисторът $R$ е ограничаващ, а волтметърът трябва да бъде високоомен. Чрез ключа $K$ могат да се подават както положителни, така и отрицателни анодни напрежения.



Нека първо да снемем волт-амперната характеристика в права посока (ключът $K$ е в положение *1*). В този случай преходите $j_1$ и $j_3$ (вж. фиг. 15.1*а*) са включени в права посока, а преходът $j_2$ — в обратна. При неголямо анодно напрежение токът във веригата е нищожно малък (фиг. 15.3*б*). При увеличаване на напрежението токът постепенно нараства, като при напрежение $U_{\text{пр max}}$ неговата стойност е $I_{\text{ут}}$. При по-нататъшно увеличаване на напрежението до стойност $U_{\text{вкл}}$ токът започва да расте бързо и настъпва лавинен пробив, като напрежението на тиристора рязко намалява. Преминаването от точка $A$ до точка $Б$ (фиг. 15.3*б*) става много бързо, т.е. това състояние е *неустойчиво*, като в тази област диференциалното съпротивление на тиристора е *отрицателно*. В участъка *Б–В* волт-амперната характеристика на тиристора е същата като на диод в права посока, при което съпротивлението на тиристора е нищожно — например 0,1 Ω. Точката $B$ съответствува на максимално допустимия ток $I_{\text{пр max}}$ през тиристора.

Ако сега постепенно намаляваме напрежението (участъка *В–Б*), токът през тиристора намалява и в точката $Г$ настъпва изключване, т.е. тиристорът наново се запушва. Обръщаме внимание, че в отпушено състояние работният участък на тиристора е *Б–В*. Той се характеризира с голям ток в права посока, при който напрежителният пад върху тиристора $U_{\text{ост max}}$ е *твърде малък* дори при много големи токове. Този малък пад в права посока (0,7–2 V) е важно предимство на тиристорите в сравнение с другите превключващи прибори, като тиратрони, лавинни транзистори, двубазови диоди и т.н. Във връзка с това нека напомним, че колкото $U_{\text{ост max}}$ е по-малко, толкова даден електронен ключ е по-добър. Освен това от $U_{\text{ост max}}$ зависи мощността, която се отделя в тиристора, съответно неговият к.п.д.

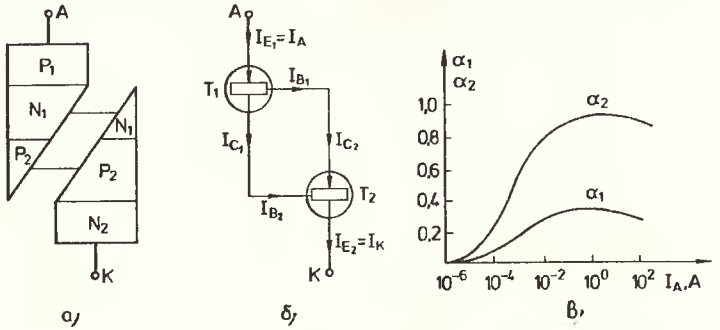
Нека сега да снемем волт-амперната характеристика на тиристора в обратна посока (ключът $K$ е в положение *2*). В този случай преходът $j_2$ ( вж. фиг. 15.1*а*) е включен в права посока, а преходите $j_1$ и $j_3$ — в обратна. Вече споменахме, че областите $P_2$ и $N_2$ са сравнително нискоомни, ето защо преходът $j_3$ няма рязко изразена еднопосочна проводимост. (Необходимостта от това ще бъде изяснена по-нататък.) Следователно ходът на волт-амперната характеристика в обратна посока се обуславя главно от прехода $j_1$, който е почти изцяло разположен в широката високоомна база $N_1$. (Последната особеност осигурява значително обратно напрежение на запушения тиристор.) При това положение обратната характеристика на тиристора е идентична с характеристиката на запушен диод, при което протичащият ток е твърде малък. Обратният клон на характеристиката се характеризира с максимално допустимото обратно напрежение $U_{\text{обр max}}$, на което съответствува обратен ток $I_{\text{ут обр}}$ (фиг. 15.3*б*). При по-голя-

мо обратно напрежение обратният ток силно нараства, настъпва пробив и тиристорът може да се повреди.

Както показва практиката, при даден тиристор напреженията $U_{\text{пр max}}$ и $U_{\text{обр max}}$ са приблизително еднакви. При маломощните тиристори тези напрежения са 15–100 V, при средномощните са 50–500 V, а при мощните достигат 1500–2000 V. Очевидно това са напрежения, които издържа в едната и в другата посока запушеният тиристор. Токът $I_{\text{ут}}$ обикновено е по-малък от $I_{\text{ут обр}}$, като по принцип тези токове са малки — например 0,1–0,5 mA при маломощните, 1–10 mA при средномощните и 10–50 mA при мощните.

## 15.5. ФИЗИЧЕСКО ОБЯСНЕНИЕ НА ВОЛТ-АМПЕРНАТА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ТИРИСТОРА ПРИ ОТВОРЕНА УПРАВЛЯВАЩА ВЕРИГА

Както вече се изясни, при положително напрежение на анода преходите $j_1$ и $j_3$ са включени в права посока, а преходът $j_2$ — в обратна (вж. фиг. 15.1*а*). Ако липсваха областите $P_1$ и $N_2$, токът във веригата щеше да бъде равен на обратния ток $I_{\text{обр}\,j_2}$ на прехода $j_2$. (Напомняме, че обратният ток $I_{\text{обр}\,j_2}$ се дължи главно на тока на термогенерацията и на утечния ток, които растат при увеличаване на напрежението.) Обаче при наличността на споменатите $P_1$–$N_1$–$P_2$ могат да се разглеждат като транзистор $T_1$ със статичен коефициент на усилване $\alpha_1$, а областите $N_1$–$P_2$–




Фиг. 15.4

$N_2$ — като транзистор $T_2$ със статичен коефициент на усилване $\alpha_2$ (фиг. 15.4*а,б*). Като се вземе под внимание, че обратният ток $I_{\text{обр}\,j_2}$ преминава през управляващите преходи и на двата транзистора (чиито бази са плаващи) и съответно се усилва, за анодния ток на тиристора в права посока се получава следният израз:

$$I_A = \frac{I_{\text{обр}\,j_2}}{1-(\alpha_1+\alpha_2)}. \qquad (15.1)$$

Коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$ (подобно на коефициента $\beta$ — вж. фиг. 11.7*б*) нарастват при увеличаване на резултатния (анодния) ток, като при силиция това е по-силно изразено отколкото при германия. Това нарастване е показано на фиг. 15.4*в*, като $\alpha_2$ е значително по-голям от $\alpha_1$, понеже базата $P_2$ е значително по-тънка от базата $N_1$ (вж. формула 4.17).

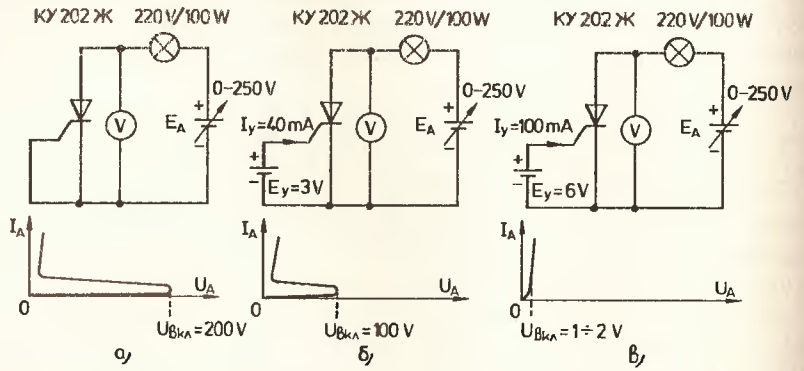
При неголеми анодни напрежения обратният ток $I_{\text{обр}\,j_2}$ е нищожно малък. При това положение $\alpha_1$ и $\alpha_2$ имат малки стойности и от (15.1) следва, че $I_A \approx I_{\text{обр}\,j_2}$.

При по-нататъшно увеличаване на анодното напрежение обратният ток нараства. При това, макар и слабо, нарастват и коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$, поради което расте и анодният ток, но все пак той е още относително малък и тиристорът е запушен.

При анодни напрежения, по-големи от $U_{\text{пр max}}$, наред с нарастването на обратния ток започват бързо да растат и коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$ (вж. фиг. 15.4*в*). По такъв начин значително нараства броят на дупките, които, инжектирани в областите $P_1$ и $N_1$, биват увлечени от полето на $j_2$, попадат в областта $P_2$, в която те са вече основни токоносители, и компенсират неподвижните отрицателни обемни заряди в нея (за сравнение вж. фиг. 2.4). Аналогично е положението с електроните, инжектирани от областта $N_2$ и $P_2$, които попадат в областта $N_1$. Повишената концентрация на тези основни токоносители от двете страни на прехода $j_2$ намалява неговата потенциална бариера, което още повече увеличава обратния ток, от това нарастват коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$ и т.н. Така описаният процес се развива лавинообразно, докато сумата $\alpha_1+\alpha_2$ стане близка до единица. В този момент поради голямото насищане с токоносители потенциалната бариера в прехода практически изчезва, т.е. преходът става проводим и тиристорът се отпушва. В това състояние напрежението на колекторния преход е вече нула, а напрежението анод-катод е равно на сумата от двете напрежения, действуващи в права посока на преходите $j_1$ и $j_3$. В отпушено състояние преходът $j_2$ не е повреден, стига температурата му да не надвишава $t_{j\max}$. Ако при това положение намалим анодното напрежение, така че токът да стане по-малък от една определена стойност $I_{\text{изкл}}$ (вж. фиг. 15.3*б*), концентрацията на неосновни токоносители в областта на прехода намалява, полето на обемните заряди се възстановява и преходът придобива вентилните си свойства, т.е. тиристорът отново се запушва.

## 15.6. ВОЛТ-АМПЕРНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ТИРИСТОРА ПРИ НАЛИЧНОСТ НА ТОК В УПРАВЛЯВАЩАТА ВЕРИГА

За да разберем действието на управляващия ток върху напрежението на включване на тиристора, ще си послужим отново с конкретен пример, показан на фиг. 15.5. Тук чрез източника




Фиг. 15.5

$E_A$ можем постепенно да увеличаваме анодното напрежение и да следим момента на отпушване на тиристора. Когато в управляващата верига не тече ток (фиг. 15.5*а*), тиристорът се отпушва при анодно напрежение $U_A = 200$ V и това е показано на фиг. 15.5*а* долу.

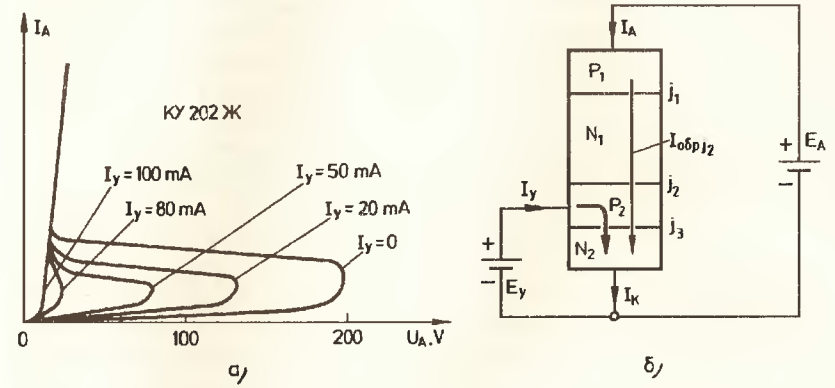
Нека сега в управляващата верига да включим източник с напрежение $E_y = 3$ V, при което токът в управляващата верига е $I_y = 40$ mA (фиг. 15.5*б*). Ако при това положение увеличаваме анодното напрежение, тиристорът се отпушва не при 200, а при 100 V и това е показано на същата фигура долу.

При третия опит нека в управляващата верига да включим източник с напрежение $E_y = 6$ V, при което $I_y = 100$ mA (фиг. 15.5*в*). Ако при това положение увеличаваме анодното напрежение, оказва се, че тиристорът се отпушва още при напрежение 1–2 V, т.е. той има свойствата на обикновен диод в права посока и това е показано на същата фигура долу.

Ако повторим трите опита, показани на фиг. 15.5 с променена полярност на анодната батерия, при всички положения тиристорът ще бъде запушен. Следователно понятието "отпушване на тиристора" означава еднопосочно отпушване от анода към катода. Тиристорът се нарича управляем *диод* (а не примерно управляемо съпротивление), тъй като в отпушено състояние има еднопосочна проводимост.



От този опит (фиг. 15.5) става ясно, че **посредством различно голям ток в управляващата верига може да се променя напрежението на включване на тиристора.** Това е негово основно свойство и трябва да се запомни, понеже на него се основават




Фиг. 15.6

повечето от приложенията на тиристора. Тази особеност е показана на фиг. 15.6*а*, където са дадени семейство анодни (изходни) характеристики при различна стойност на управляващия ток. (Понеже управляващият ток не влияе върху тиристора при обратна полярност на анодното напрежение, характеристиката в III квадрант не е показана.) Обръщаме внимание, че при достатъчно голям управляващ ток (на фиг. 15.6*а* $I_y = 100$ mA) изходната характеристика "се изправя", т.е. става като на обикновен диод в права посока.

## 15.7. ФИЗИЧЕСКО ОБЯСНЕНИЕ НА ОТПУШВАЩОТО ДЕЙСТВИЕ НА УПРАВЛЯВАЩИЯ ТОК

Вече видяхме, че отпушването на тиристора е резултат на нарастването както на обратния ток, така и на коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$. Когато управляващата верига е отворена, това условие се постига чрез увеличаване на анодното напрежение. При наличие на управляващ ток обаче отпушването става при по-ниски анодни напрежения. Причината за това е, че управляващият ток също увеличава както коефициента $\alpha_2$, така и обратния ток $I_{обр\,j_2}$.

За да разберем как $I_y$ увеличава коефициента $\alpha_2$, нека разгледаме фиг. 15.6*б*. Там ясно се вижда, че докато през прехода $j_1$ протича само малкият обратен ток $I_{обр\,j_2}$ и следователно $\alpha_1$ е малък, то през прехода $j_3$ протича токът $I_y + I_{обр\,j_2}$ (на практика

$I_y \gg I_{\text{обр}\,j_2}$), при което $\alpha_2$ е значителен.

За да обясним как $I_y$ увеличава обратния ток $I_{\text{обр}\,j_2}$, нека припомним, че в случая (фиг. 15.6*б*) управляващият ток се състои главно от електрони, които се инжектират от $N_2$ в $P_2$. Когато тяхната концентрация в областта $P_2$ стане значителна, част от тези електрони биват увлечени от полето на прехода $j_2$ и попадайки в областта $N_1$, компенсират неподвижните положителни обемни заряди в нея. Това води до намаляване на потенциалната бариера в прехода $j_2$ и до нарастване на $I_{\text{обр}j_2}$, а също така и до увеличаване на инжектирането на дупки от областта $P_1$ в $N_1$.

Анализът показва, че при наличност на управляващ ток се получава следната формула за анодния ток на тиристора:

$$I_A = \frac{\alpha_2 I_y + I_{\text{обр}\,j_2}}{1-(\alpha_1+\alpha_2)}. \qquad (15.2)$$

Оттук следва, че колкото е по-голям токът в управляващата верига, толкова разгледаните явления настъпват по-рано, т.е. тиристорът се отпушва при по-ниски анодни напрежения. При достатъчно голям управляващ ток преходът $j_2$ е наситен с токоносители и потенциална бариера в него практически липсва. В това състояние изходната характеристика на тиристора съответствува на диод в права посока.

## 15.8. ВХОДНА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ТИРИСТОРА

Тази характеристика изразява зависимостта на управляващия ток $I_y$ от приложеното напрежение $U_y$ между управляващия електрод и катода при дадено състояние на тиристора (запушено или отпушено). За практиката тази характеристика има важно значение, защото дава връзката между входното напрежение и входния ток.

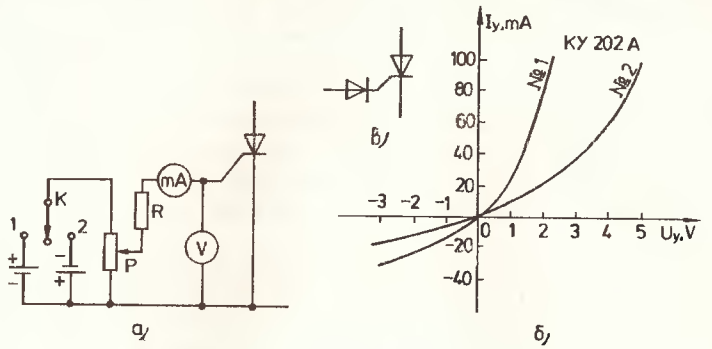
На фиг. 15.7*а* е показана схема, чрез която може да се снеме входната характеристика на тиристора при отворена анодна верига. (Подобен е режимът при запушен тиристор.) При снемане на правия клон от характеристиката ключът $K$ трябва да бъде в положение *1*, а на обратния клон — в положение *2*.

На фиг. 15.7*б* са показани входни характеристики на два конкретни екземпляра средномощни тиристори от типа КУ202А. Виждаме, че дори при еднотипни тиристори входните характеристики са твърде различни, което говори за наличността на *големи толеранси*. Поради тези причини в справочниците се препоръчва определена импулсна стойност за $I_y$, при която всички тиристори от дадения тип със сигурност ще бъдат отпушени. Например при тиристорите от серията КУ202 сигурният ток за пълно отпушване е $I_y = 100$ mA, като при едни екземпляри този ток се получава



при $U_y = 2$ V, а при други — при $U_y = 8$ V.

От входната характеристика се вижда, че **управляващият преход $j_3$ в тиристора няма рязко изразена еднопосочна проводимост.** Това се прави нарочно с цел да се подобрят някои параметри на тиристора. За да изясним тази особеност, трябва да кажем, че с увеличаване на температурата коефициентите $\alpha_1$ и $\alpha_2$ също нарастват. Това означава, че тяхната сума $\alpha_1 + \alpha_2$, съответно напрежението на включване, също ще се влияе от температурата, което е крайно нежелателно. За намаляване на този ефект преходът $j_3$ умишлено се шунтира вътрешно с определено съпротивление (т. нар. технологичен шунт), в резултат на което той няма рязко изразена еднопосочна проводимост. Практически това шунтиране се постига чрез технологични средства – например специална геометрия на слоевете, малка площ за сплояване между управляващия електрод и областта $P_2$ и др. Във връзка с това нека да добавим, че областите $P_2$ и $N_2$ са нискоомни и според (3.16) обратният ток на такива преходи е значителен.




Фиг. 15.7

Друга особеност на входната характеристика на тиристорите е, че в права посока токът не нараства експоненциално при увеличаване на напрежението. Поради това напрежението в права посока (за разлика от обикновения диод) има сравнително големи стойности — например от 5 до 10 V. Причината за това е споменатата геометрия на преходите, при което управляващият ток преминава сравнително дълъг път през тънък полупроводников слой.

От фиг. 15.7*б* се вижда още, че при смяна на полярността на напрежението в управляващата верига също протича ток. Вече знаем, че когато обикновените тиристори са отпушени, този обратен управляващ ток не може да ги запуши. При наличност обаче на ток с обратна полярност в управляващата верига напрежението на включване на тиристора е по-голямо от $U_{\text{вкл}}$.

Обратното напрежение в управляващата верига не бива да е по-голямо от −5 V както при средномощни, така и при мощни тиристори. Това е така, защото областите $P_2$ и $N_2$ са нискоомни и **пробивното напрежение на прехода j3 е твърде ниско.** Тази особеност е много важна за практиката, понеже една от честите повреди в тиристора е пробив на управляващия преход вследствие погрешно подаване на значително обратно напрежение в управляващата верига. За премахване на тази опасност много често в управляващата верига на тиристорите се включва в права посока *защитен (предпазен) диод* с достатъчно високо обратно напрежение (фиг. 15.7*в*). Неговият допустим ток в права посока трябва да е равен или по-голям от необходимия управляващ ток на тиристора.

Нека отбележим още, че по отношение на входната си верига средномощните и мощните тиристори не се отличават твърде много. Например за сигурно отпушване на 10-амперовия тиристор КУ202А е необходимо $U_y = 6$ V и $I_y = 100$ mA, а за сигурно отпушване на 150-амперовия тиристор ВКДУ-150 е необходимо $U_y = 8$ V и $I_y = 300$ mA. Оттук непосредствено следва, че по-мощните тиристори имат по-голям коефициент на усилване по мощност.

## 15.9. БЪРЗОДЕЙСТВИЕ НА ТИРИСТОРА

В редица устройства е нужно да се превключват извънредно бързо значителни токове. В такива случаи бързодействието на тиристора е особено важно и за целта са разработени специални бързодействуващи (високочестотни) тиристори. Във връзка с това нека кажем, че маломощните тиристори по принцип са по-бързодействуващи от мощните.

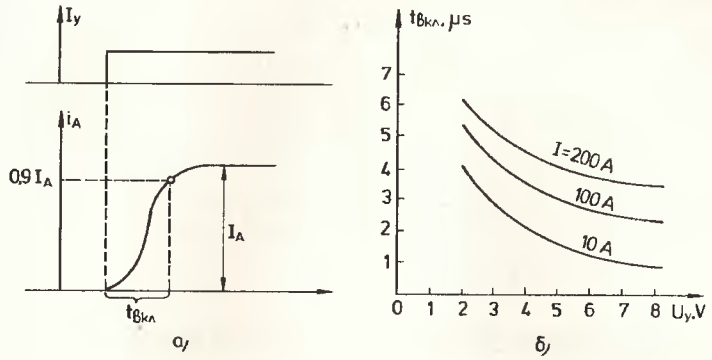
Бързодействието на тиристорите зависи главно от капацитетите на преходите (дифузни и бариерни) и от времето за разсейване на инжектираните неосновни токоносители в базите. (Подробно този въпрос беше разгледан при импулсните диоди — т. 3.7.) Споменатите фактори действуват така, че превключването на тиристора не става мигновено, а за определено крайно време.

По определение *времето за включване* $t_{вкл}$ на един тиристор е интервалът от момента на подаване на управляващ импулс до момента, когато анодният ток достигне 90% от своята установена стойност (фиг. 15.8*а*). Това време зависи както от конструкцията на тиристора, така и от режима на работата му. Например от фиг. 15.8*б* се вижда, че при по-големи управляващи напрежения и при по-малки анодни токове времето за включване е 1–20 $\mu$s, а при маломощните е под 1 $\mu$s.

*Времето за изключване* $t_{изкл}$ на един тиристор е интервалът



от момента, когато анодният ток става нула, до момента, когато PNPN структурата възстановява своята спираща способност в права посока. Това време също зависи както от конструкцията на тиристора, така и от режима на работата му. Например




Фиг. 15.8

при по-големи анодни токове и по-малки обратни анодни напрежения това време нараства. При даден тиристор времето $t_{изкл}$ е по принцип по-голямо от $t_{вкл}$. При съвременните средномощни и мощни тиристори времето за изключване е примерно 20–150 $\mu$s, а при маломощните е под 10 $\mu$s.

## 15.10. НАЧИНИ ЗА ОТПУШВАНЕ НА ТИРИСТОРА

Най-разпространеният начин за отпушване на тиристора е чрез подходящ (по големина и полярност) импулс в управляващата верига. По-горе този начин беше разгледан подробно.

Втори начин за отпушване на тиристора е "откъм анодната верига", т.е. чрез повишаване на анодното напрежение до определена стойност (тя зависи от големината на $I_y$), така че тиристорът да се отпуши.

Съществува и трети начин за отпушване на тиристора, наречен още $du/dt$ ефект, който в редица случаи е нежелан. Такова отпушване на тиристора може да се получи, ако анодното напрежение в права посока нараства твърде бързо, при което неговата скорост $du/dt$ надвиши определена критична стойност. За да обясним това, нека припомним, че при включване в обратна посока преходът $j_2$ притежава определен бариерен капацитет $C_{бар}$ (вж. формула 2.16). Понеже при променливо напрежение токът през всеки кондензатор е $i = C\frac{du}{dt}$, очевидно при голяма стойност на $du/dt$ капацитивният ток през прехода $j_2$ ще бъде значителен

и може да предизвика лавинно размножение на токоносителите, което ще доведе до отпушване на тиристора. За избягване на подобно отпушване в справочниците за всеки тиристор се посочва максимално допустимата стойност на $du/dt$, която по време на работата не бива да се надвишава.

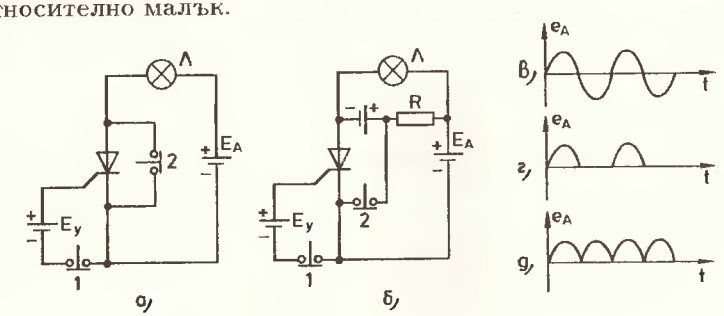
Нека добавим, че в справочниците се дава и максимално допустимата скорост на нарастване на анодния ток $di/dt$ при отпушване. Ако тази величина (независимо от начините на включване на тиристора) надмине определена стойност, в отделни локални участъци на преходите плътността на тока става недопустимо голяма и това може да доведе до пробив.

На практика за ограничаване големините на $du/dt$ и $di/dt$ в анодната верига на тиристорите понякога се включват подходящи елементи — например дросели и др.

## 15.11. НАЧИНИ ЗА ЗАПУШВАНЕ НА ТИРИСТОРА

По принцип включеният тиристор може да бъде изключен, ако се намали анодният му ток под една определена стойност $I_{изкл}$ (вж. фиг. 15.3*б*). Това може да се получи, ако макар и за момент анодното напрежение стане или по- малко от $U_{изкл}$, или стане нула. (Напомняме, че обикновено $U_{изкл} = 0,5 \div 1$ V).

Съществуват различни начини за запушване на тиристорите. Например при натискане на бутона *1* (фиг. 15.9*а*) тиристорът се отпушва. Ако след това натиснем бутона *2*, напрежението анод — катод за момент става нула и тиристорът се запушва. Този начин обикновено се използва в случаите, когато анодният ток е относително малък.

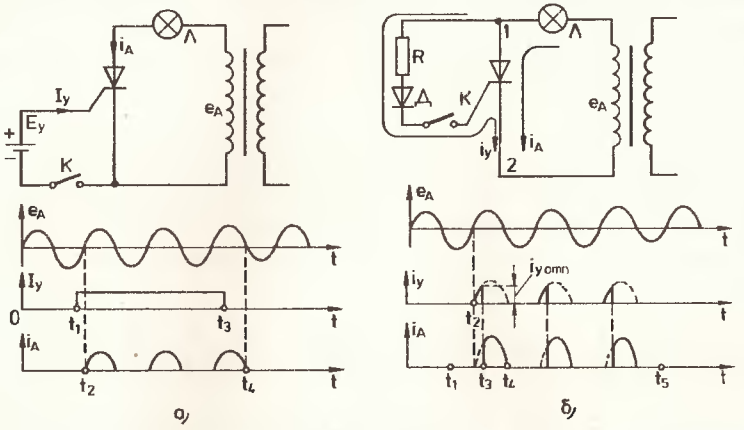



Фиг. 15.9

На фиг. 15.9*б* е показана друга схема, като отпушването на тиристора става с бутона *1*. При отпушен тиристор кондензаторът $C$ се зарежда през резистора $R$ с означената полярност, практически до напрежението на захранващия източник. При натискане



на бутона *2* това напрежение за момент се прилага в обратна посока към тиристора и той се запушва. Ако вместо бутона *2* се използва втори тиристор, запушването може да се автоматизира.




Фиг. 15.10

Друг начин за запушване на тиристорите (ако, разбира се, товарът позволява това) е анодната им верига да се захранва не с постоянно, а с *променливо* напрежение. То може да бъде синусоидно (фиг. 15.9*в*), пулсиращо еднополупериодно (фиг. 15.9*г*) или пулсиращо двуполупериодно (фиг. 15.9*д*). В случая важното е това, че тези напрежения *периодично стават нула*, при което тиристорът се запушва "откъм анодната верига".

Например при схемата, дадена на фиг. 15.10*а*, тиристорът се захранва с променливо синусоидно напрежение $e_A = E_{A_m} \sin \omega t$. Когато ключът $K$ е отворен, тиристорът е запушен и в двете посоки на синусоидното напрежение и лампата не свети. Ако в момента $t_1$ затворим ключа, тиристорът ще се отпуши в момента $t_2$. Напомняме, че отпушеният тиристор има еднопосочна проводимост и токът през лампата е пулсиращ еднополупериоден (вж. фиг. 15.10*а* долу). На практика това означава, че ако ефективната стойност на напрежението $e_A$ е 220 V, ефективната стойност на напрежението върху товара ще бъде 110 V. Ако в момента $t_3$ изключим ключа $K$, тиристорът се запушва веднага щом променливото анодно напрежение премине през нулата (т.е. в момента $t_4$) и по-нататък остава запушен.

Неудобство на разгледаните дотук схеми е необходимостта от отделен източник в управляващата верига. Освен това токът в управляващата верига тече непрекъснато, докато е отпушен тиристорът, т.е. мощността в управляващата верига е значителна. Тези недостатъци могат да се избягнат, ако се използва т. нар.

*импулсно управление* на тиристора. Такава схема е показана на фиг. 15.10*б*, където управляващата верига получава пускови импулси от анодната верига през резистора $R$. Диодът $Д$ има защитна функция и предпазва управляващия преход от обратната полувълна на напрежението $e_A$. (Вече изяснихме, че в обратна посока управляващият преход на тиристорите има сравнително ниско пробивно напрежение.)

Когато ключът $K$ е отворен (фиг. 15.10*б*), тиристорът е запушен и в двете посоки на синусоидното напрежение и лампата не свети. Нека затворим ключа в момента $t_1$. В този момент в управляващата верига ток няма да протече, понеже полувълната на $e_A$ е отрицателна и диодът $Д$ е запушен. В момента $t_2$ обаче полувълната $e_A$ започва да става положителна и в управляващата верига започва да протича ток. Когато този ток достигне определена стойност $i_{\text{отп}}$ (на фиг. 15.10*б* моментът $t_3$), тиристорът се отпушва и напрежението анод — катод става 1–2 V. При това ниско напрежение токът в управляващата верига практически спира да тече (казва се, че тиристорът "шунтира" управляващата верига), като, разбира се, тиристорът остава отпушен до края на положителния полупериод (моментът $t_4$). През следващите полупериоди описаните явления се повтарят, т.е. докато ключът $K$ е затворен, тиристорът периодично се отпушва и запушва и токът през него е пулсиращ. Ако в момента $t_5$ отворим ключа, по-нататък ще липсва отпушващ ток в управляващата верига и тиристорът ще остане запушен.

От този пример (фиг. 15.10*б*) могат да се направят следните изводи:

**1.** При отворен ключ $K$ тиристорът е запушен и в двете посоки.

**2.** При затворен ключ $K$ в началото на всеки положителен полупериод в управляващата верига на тиристора протича импулсен ток. Кратко време след това (интервалът от $t_2$ до $t_3$ зависи от големината на $R$ и това ще бъде изяснено по-нататък) входният импулсен ток отпушва тиристора.

**3.** Анодният ток на тиристора протича във вид на импулси само през положителните полупериоди на анодното напрежение. Продължителността на тези импулси е по-малка от половин период и както вече се спомена, зависи от големината на съпротивлението $R$.

**4.** При изключване на ключа $K$ се прекратяват входните импулси и тиристорът се запушва.

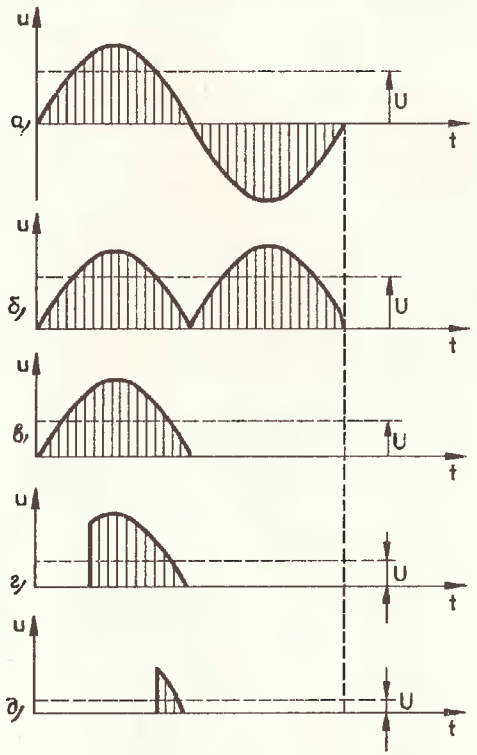
**5.** Токът в управляващата верига представлява краткотрайни импулси. Поради това мощността, изразходвана във входната верига, е много пъти по-малка от мощността в товара, т.е. тиристорът има много голям коефициент на усилване по мощност.



**6.** В разгледаната схема (фиг. 5.10*б*) захранващото напрежение е синусоидно, а токът през товара е импулсен.

## 15.12. ТИРИСТОРЪТ КАТО РЕГУЛИРАЩ ЕЛЕМЕНТ

Използуването на тиристора като регулиращ елемент има големи предимства. Те са обусловени от неговото бързодействие, от нищожния ток в запушено състояние, от малката входна мощност, необходима за превключване, от малкия напрежителен пад между анода и катода в отпушено състояние и др. Например, ако за регулиране на тока използуваме обикновен реостат, мощността, отделена в него, е примерно равна или по-голяма от тази на консуматора, докато при използуване на тиристор като регулатор мощността, отделена в него, *може да бъде стотици пъти по-малка от тази в товара.* Основната причина за това е не само големият коефициент на усилване, но и възможността за импулсно управляване на тиристора. При това положение, като се изменя времето за протичане на тока през всеки период, се получава изменение на ефективната стойност на тока и напрежението в товара.

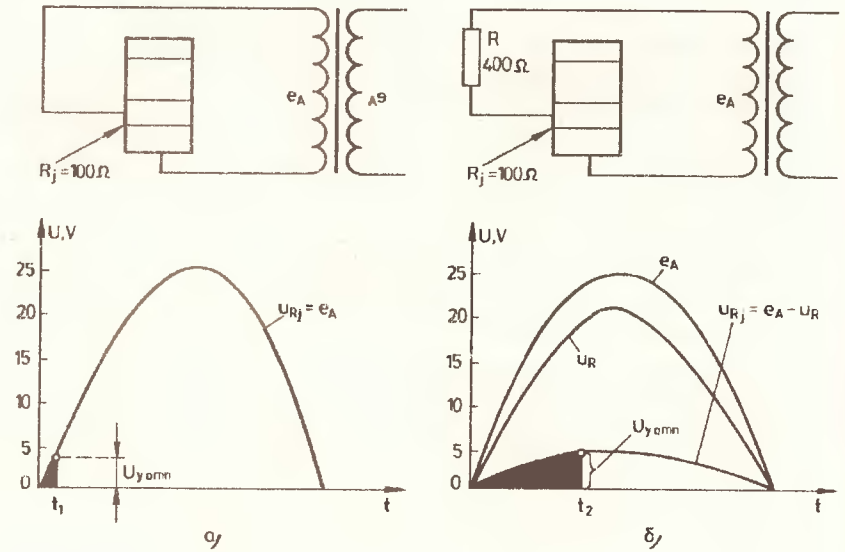


Фиг. 15.11

За да разберем това, на фиг. 15.11*а* е показана ефективната (действуващата) стойност $U$ на синусоидното напрежение, за която знаем, че е $\sqrt{2}$ пъти по-малка от амплитудната. На фиг. 5.11*б*, *в*, *г* и *д* е показано как формата на напрежението влияе върху ефективната му стойност. (Съвсем същото е положението и при тока.) От това следва, че ако напрежението действува само в малка част от периода, ефективната му стойност ще бъде малка. Сега вече е ясно, че ако се изменя интервалът, през който тиристорът е отпушен, може да се

променя ефективната стойност на напрежението и тока, т.е. може да се регулира консумираната мощност в товара.

В схемата, показана на фиг. 15.10*б*, най-простият начин за управляване на момента на отпушване на тиристора е да променяме съпротивлението $R$. За да изясним действието на това съпротивление, на фиг. 5.12 споменатата схема е начертана опростено. Тук за удобство съпротивлението на управляващия преход е избрано линейно със стойност $R_j = 100\ \Omega$, а променливото напрежение е избрано с амплитуда $E_{Am} = 25$ V. Освен това е прието, че за отпушване на тиристора е необходимо управляващо напрежение $U_{\text{уотп}} = 4$ V. Когато управляващата верига е включена направо към променливото захранващо напрежение (фиг. 15.12*а*), $u_{Rj} = e_A$ и необходимото напрежение 4 V за отпушване на тиристора се получава още в началото на положителния полупериод на захранващото напрежение (моментът $t_1$). Ако обаче в управляващата верига е включено съпротивление $R$ със стойност примерно 400 Ω (фиг. 15.12*б*), във всеки момент само 1/5 част от захранващото напрежение ще действува върху прехода, а останалите 4/5 ще действуват върху съпротивлението $R$. При това положение необходимото напрежение 4 V за отпушване на тиристора се по-

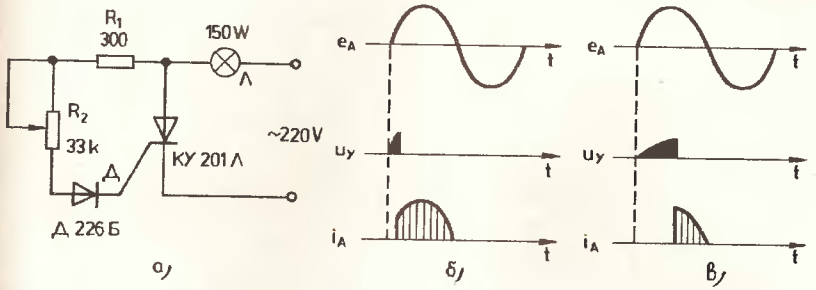



Фиг. 15.12

лучава чак в момента $t_2$. От това следва, че при увеличаване на големината на $R$ моментът на отпушване ще настъпва по-късно (но не по-късно от максимума, тъй като след това напрежението започва да намалява). Следователно при тази схема моментът на



отпушване може да се регулира в границите от 0 до 90°. Нека добавим, че при схемата от фиг. 15.10*б* стойността на съпротивлението $R$ трябва да се избира внимателно, защото, ако $R$ е прекомерно голямо, отпушване на тиристора изобщо няма да настъпи.

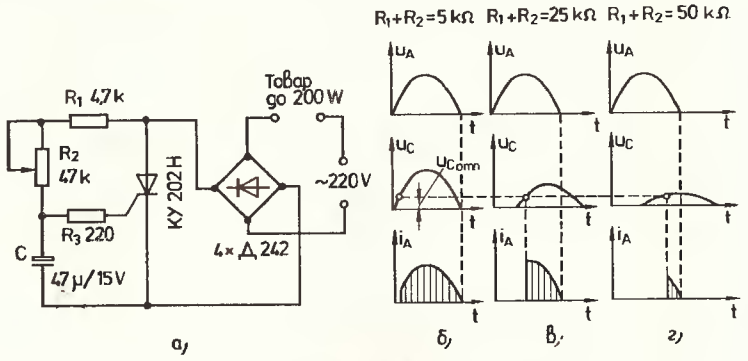



Фиг. 15.13

На фиг. 15.13*а* е показана една конкретна схема, където тиристорът и консуматорът $Л$ са свързани последователно към електрическата мрежа. В този случай чрез потенциометъра $R_2$ може плавно да се регулира напрежението, съответно токът през консуматора. (Вместо лампа може да се включи поялник, постояннотоков двигател и др.) Резисторът $R_1$ е ограничаващ, а диодът $Д$ има защитна функция. При посочената мощност на консуматора тиристорът не се нуждае от радиатор. На фиг. 15.13*б* са показани напреженията и токовете, когато мощността има максимална стойност, а на фиг. 15.13*в* — когато е минимална. Виждаме, че при тази схема обхватът на регулиране на анодния импулс в най-добрия случай е от 0 до 90°. Следователно времето, през което е отпушен тиристорът, не може да се намали под 90° (вж. фиг. 15.13*в*). Практически това означава, че тази схема не може да осигури пълно спиране на тока през консуматора.

На фиг. 15.14*а* е показана по-съвършена практическа схема на тиристорен регулатор. Тук е използуван мостов токоизправител (след изправителя не се поставя филтров кондензатор!). Товарът е включен пред изправителя, а тиристорът — след него. Резисторът $R_1$ е ограничаващ, а $R_3$ има формираща роля с цел управляващото напрежение да има форма, близка до синусоида. В управляващата верига на тиристора липсва защитен диод, понеже и двете полувълни на анодното напрежение са положителни. Моментът на отпушване на тиристора се регулира посредством дефазиращата група $R_2$–$C$. При изменение на стойността на $R_2$ се получава не само дефазиране на управляващото напрежение, но се изменя и големината му ($R_2$ и $C$ образуват делител). В резултат на това имаме двоен ефект и обхватът на регулиране се

получава по-голям — например 130–160 °. За да обясним това, на фиг. 15.14*б, в* и *г* явленията са представени в опростен вид при различни положения на потенциометъра $R_2$. (Прието е, че $u_C$ е синусоидно, докато в действителност при отпушване на тиристо-




Фиг. 15.14

ра то има по-сложна форма.) Виждаме, че при увеличаване на $R_2$ напрежението $u_C$ не само закъснява по фаза спрямо $u_A$, но и намалява по големина. Поради това моментът, в който $u_C$ получава стойност $u_{C\text{отп}}$, може да се регулира в граници, по-широки от 90°. Обръщаме внимание, че когато $R_2$ е минимално, токът в анодната верига е пулсиращ двуполупериоден, а токът през консуматора е почти синусоиден. Схемата позволява да се регулира мощността на товара от $P_{\text{ном}}$ до 0,3 $P_{\text{ном}}$, т.е. и тук не се получава пълно спиране на тока през консуматора. Описаната схема може да се използува и в случая, когато товарът е до 500 W, но в този случай диодите и тиристорът трябва да се монтират на подходящи радиатори.

В заключение нека да кажем, че разгледаните тиристорни регулатори са източници на радиосмущения. Това се дължи на периодичното включване и изключване на анодната верига, което поражда затихващи ВЧ трептения. Смущенията могат да се намалят, ако на входа към електрическата мрежа се постави подходящ филтър, а самият регулатор се екранира.

## 15.13. ОСНОВНИ ПАРАМЕТРИ НА ТИРИСТОРИТЕ

Най-важните параметри на тиристорите с управляващ електрод са следните:

**1.** *Максимално допустимо напрежение в права посока в запушено състояние* $U_{\text{пр max}}(U_{D\text{max}})$. Това е най-голямото анодно напрежение, което може да се прилага в права посока продължително



време при $I_y = 0$, без тиристорът да се отпуши. При маломощни тиристори то е 10–100 V, при средномощните 20–600 V, а при мощните 100–1500 V.

**2.** *Максимално допустимо импулсно напрежение в права посока в запушено състояние* $U_{\text{пр и max}}(U_{D\text{max}}, U_{\text{FM}})$. Това е най-голямото импулсно анодно напрежение, което може да се прилага в права посока (при определено $du/dt$) при $I_y = 0$, без тиристорът да се отпуши.

**3.** *Максимално допустимо напрежение в обратна посока* $U_{\text{обр max}}$ $(U_{R\text{max}})$. Това е най-голямото анодно напрежение, което е допустимо да се прилага в обратна посока. При повечето от тиристорите $U_{\text{обр max}} = U_{\text{пр max}}$.

**4.** *Остатъчно напрежение* $U_{\text{ост max}}(U_{T\text{max}})$. Това е напрежението между анода и катода на отпушения тиристор, когато през него протича ток $I_{\text{пр max}}$. Обикновено при маломощни, средномощни и мощни тиристори $U_{\text{ост max}} = 0,7 \div 2$ V.

**5.** *Максимално допустимо постоянно напрежение на управляващия електрод в права посока* $U_{\text{упр max}}(U_{G\text{max}})$. При съвременните тиристори (маломощни, средномощни и мощни) това напрежение обикновено има стойност 5–20 V.

**6.** *Максимално допустимо импулсно напрежение на управляващия електрод в права посока* $U_{\text{упр max}}(U_{GM\text{max}})$. При съвременните тиристори (маломощни, средномощни и мощни) това напрежение обикновено има стойност 5–20 V.

**7.** *Максимално допустимо постоянно напрежение на управляващия електрод в обратна посока* $U_{\text{упр max}}(U_{RG\text{max}})$. При съвременните тиристори (маломощни, средномощни и мощни) това напрежение обикновено има стойност 1–10 V. (Тази особеност е важна за практиката и е добре да се запомни.)

**8.** *Напрежение на изправяне на характеристиката* $U_{\text{у изпр}}(U_{GT})$. Това е постоянното напрежение на управляващия електрод в права посока, при което настъпва "изправяне" на изходната характеристика на тиристора, т.е. тя ставя същата като на обикновен диод в права посока. При съвременните маломощни тиристори това напрежение е 1–10 V, а при средномощните и мощните то е 5–10 V.

**9.** *Импулсно напрежение на изправяне на характеристиката* $U_{\text{у изпр}}(U_{GTM})$. Това е импулсното напрежение на управляващия електрод в права посока, при което настъпва "изправяне" на изходната характеристика. При съвременните тиристори (маломощни, средномощни и мощни) това напрежение е най-често 5–10 V.

**10.** *Максимален ток на утечката в права посока* $I_{\text{ут}}(I_{D\text{max}})$. Това е токът в права посока през запушения тиристор, когато на него действува напрежение $U_{\text{пр max}}$. При съвременните маломощни тиристори той е 0,1–1 mA, при средномощните е 1–10 mA, а

при мощните 10–50 mA.

**11.** *Максимален ток на утечката в обратна посока* $I_{\text{ут обр}}(I_{R\max})$. Това е токът в обратна посока през запушения тиристор, когато на него действува $U_{\text{обр max}}$. По принцип той е по-голям или равен на $I_{\text{ут}}$.

**12.** *Ток на изправяне на характеристиката* $I_{\text{у изпр}}(I_{GT})$. Това е постоянният ток през управляващия електрод в права посока, при който настъпва "изправяне" на изходната характеристика на тиристора, т.е. тя става същата като на обикновен диод в права посока. При съвременните маломощни тиристори той е 0,1–10 mA, при средномощните е 50–100 mA, а при мощните 100–500 mA.

**13.** *Импулсен ток на изправяне на характеристиката* $I_{\text{у изпр}}$ $(I_{GTM})$. Това е импулсният ток през управляващия електрод в права посока, при който настъпва "изправяне" на изходната характеристика. При съвременните маломощни тиристори той е 0,1–10 mA, при средномощните е 50–100 mA, а при мощните — 100–500 mA.

**14.** *Максимално допустим постоянен ток през тиристора в права посока в отпушено състояние* $I_{\text{пр max}}(I_{T\max})$. При съвременните маломощнит тиристори този ток (нарича се още номинален) е 50–100 mA, при средномощните — 1–10 A, а при мощните — 50–500 A.

**15.** *Максимално допустим импулсен ток през тиристора в права посока в отпушено състояние* $I_{\text{пр и max}}(I_{TM\max})$. При съвременните маломощни тиристори този ток е 50–100 mA, при средномощните — 1–10 A, а при мощните — 50–500 A.

**16.** *Максимално допустим постоянен ток в права посока през управляващия електрод* $I_{\text{упр max}}(I_{G\max})$. При съвременните маломощни тиристори той е 10–20 mA, при средномощните е 100–200 mA, а при мощните 0,5–2 A.

**17.** *Максимално допустим импулсен ток в права посока през управляващия електрод* $I_{\text{упр и max}}(I_{GM\max})$. При съвременните маломощни тиристори той е 10–20 mA, при средномощните — 150–200 mA, а при мощните — 0,5–2 A.

**18.** *Ток на удържането* $I_{\text{уд}}(I_H)$. Това е минималният аноден ток на тиристора в права посока, при който е стабилно отпушен. При съвременните маломощни тиристори той е 1–20 mA, при средномощните — 50–300 mA, а при мощните — 100–500 mA.

**19.** *Време за включване на тиристора* $t_{\text{вкл}}(t_{gt})$. Това е времето от момента на подаване на управляващия импулс до момента, когато анодният ток достигне 90% от своята установена стойност. При съвременните средномощни и мощни тиристори той е 1–20 $\mu$s, а при маломощните е под 1 $\mu$s.

**20.** *Време за изключване на тиристора* $t_{\text{изкл}}(t_q)$. Това е времето от момента, когато анодният ток стане нула, до момента, когато тиристорът възстанови своята спираща способност в права посока. При съвременните средномощни и мощни тиристори това време е 20–150 $\mu$s, а при маломощните то е под 5 $\mu$s.

**21.** *Максимално допустима (критична) скорост на нарастване на анодното напрежение в права посока* $(du/dt)_{crit}$. Това е най-голямата скорост на нарастване на анодното напрежение на тиристора, при която той не се "самоотпушва" и работи стабилно. При съвременните маломощни, средномощни и мощни тиристори тя има стойност 5–100 V/$\mu$s.

**22.** *Максимално допустима (критична) скорост на нарастване на анодния ток в права посока* $(di/dt)_{crit}$. Това е най-голямата скорост на нарастване на анодноя ток в права посока, при която няма опасност от локални пробиви в преходите. При съвременните средномощни и мощни тиристори тя има стойност 5–20 A/$\mu$s.

**23.** *Максимално допустима мощност, разсейвана от анода на тиристора* $P_{A\max}(P_{\max})$. Това е най-голямата електрическа мощност, която може да бъде подавана към тиристора продължително време (или все едно — разсейвана от него), при която неговият корпус се загрява до определена температура — например 50 или 70 °C. При съвременните маломощни тиристори тя има стойност 50–300 mW, при средномощните — 0,3–20 mW, а при мощните — 50–1000 mW. (В последните два случая — при употреба на съответен радиатор.)

**24.** *Максимално допустима средна мощност, подавана (или разсейвана) към управляващия електрод* $P_{\text{у ср max}}(P_{G(av)\max})$. При съвременните маломощни тиристори тя е 5–50 mW, при средномощните — 50–200 mW, а при мощните — 0,5–5 W.

**25.** *Максимално допустима импулсна мощност (мощност в импулса), подавана (или все едно — разсейвана) към управляващия електрод* $P_{\text{у и max}}(P_{GM\max})$. При съвременните маломощни тиристори тя е 10–100 mW, при средномощните — 0,1–2 W, а при мощните — 5–50 W.

**26.** *Максимално допустима температура на корпуса на тиристора* $t_{\text{корп}}(t_{case(c)})$. Това е температурата на корпуса, при която температурата на колекторния преход е $t_{j\max}$. При съвременните тиристори обикновено $t_{\text{корп}} = 70 \div 100$°C.

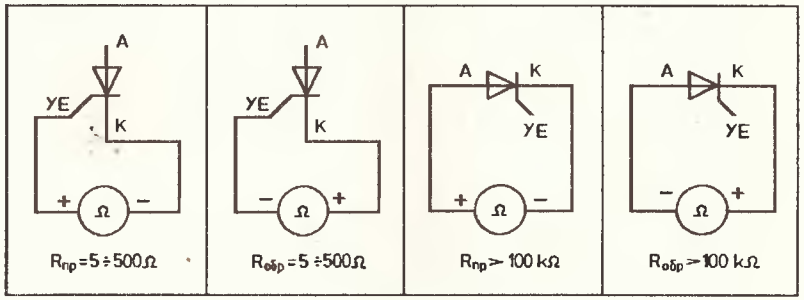
**27.** *Максимално допустима температура на колекторния преход* $t_{\text{пр max}}(t_{j\max})$. Това е най-високата температура на колекторния преход, при която продължително време не настъпват необратими изменения в свойствата на тиристора. При съвременните тиристори тя е най-често $t_{\text{пр max}} = 150 \div 200$ °C.

**28.** *Топлинно съпротивление* $R_{\text{топл}}(R_{th})$. При маломощните тиристори, работещи без радиатор, това е топлинното съпротивление преход — корпус плюс топлинното съпротивление корпус — въздух. При средномощните и мощните тиристори това е топлинното съпротивление преход — корпус. При съвременните ма-

ломощни тиристори то е 100–600 °C/W, при средномощните — 2–10 °C/W, а при мощните — 0,1–1 °C/W.

## 15.14. ПРОВЕРКА НА ГОДНОСТТА НА ТИРИСТОРИТЕ С ОММЕТЪР

Годността на тиристорите се проверява най-лесно с омметър. Когато тиристорите са изправни, техните съпротивления имат стойности, дадени на фиг. 15.15. (При измерване на тези съпро-




Фиг. 15.15

тивления трябва да сме наясно с полярността на омметъра - вж. т. 3.25.) Обръщаме внимание, че преходът между управляващия електрод и катода няма силно изразена еднопосочна проводимост (вж. фиг. 15.7*б*). Най-честите дефекти в тиристорите са пробив на преходите или на късо съединение между електродите.

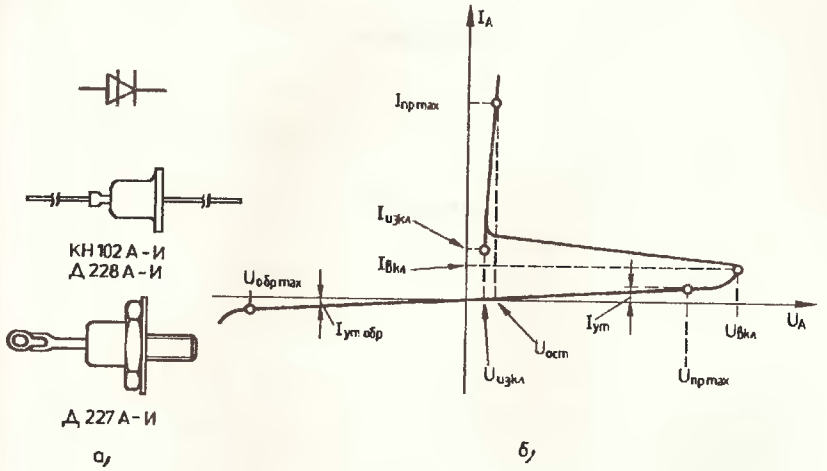
## 15.15. ДИОДНИ ТИРИСТОРИ (ДИНИСТОРИ)

Структурата на динисторите е същата като на разгледаните вече тиристори с тази разлика, че те нямат управляващ електрод. На фиг. 15.16*а* е показан външният вид на динисторите КН102А — И, Д228А — И (маломощни) и Д227А — И (средномощни). Там е дадено и схемното им означение, което се използува в руската и западната литература.

Волт-амперната характеристика на динисторите е същата както на тиристорите при $I_y = 0$ (вж. т.15.4 и 15.5). Тя е показана на фиг. 15.16*б*, където са нанесени и основните параметри на динисторите. Поради липса на управляващ електрод динисторите се включват или чрез повишаване на анодното напрежение до определена стойност $U_{вкл}$, или пък чрез достатъчно голяма стойност на $du/dt$. Включеният динистор може да бъде запушен, ако анод-



ният му ток стане по-малък от една стойност $I_{изкл}$ (т.е. ако анодното напрежение стане, макар и за момент, по-малко от $U_{изкл}$ или нула). Като пример нека дадем основните параметри на руския динистор Д228Г:




Фиг. 15.16

$U_{вкл} = 28 \div 56$ V (т.е. има голям толеранс); $I_{пр\,max} = 50$ mA; $U_{ост} = 1{,}5$ V; $I_{вкл} = 1$ mA; $I_{изкл} = 15$ mA; $I_{ут} = 60$ $\mu$A; $I_{ут\,обр} = 500$ $\mu$A; $I_{при\,max} = 2$ A; $t_{вкл} = 0{,}1$ $\mu$s; $t_{изкл} = 5$ $\mu$s.

Диодните тиристори намират приложение в автоматиката, в някои импулсни схеми и др.

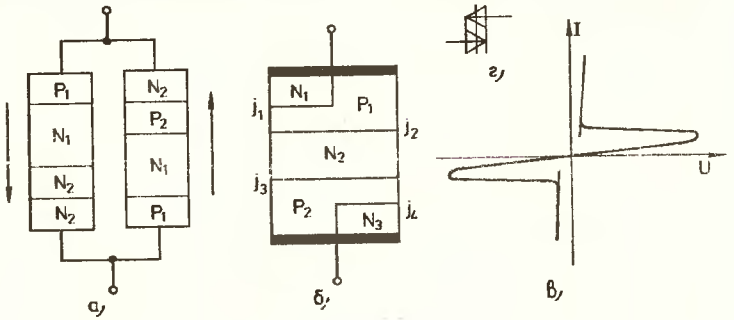
## 15.16. СИМЕТРИЧНИ ДИОДНИ ТИРИСТОРИ (СИМЕТРИЧНИ ДИНИСТОРИ, ДИАЦИ)

Симетричният диоден тиристор може да се разглежда като два паралелно и противопосочно свързани динистора (фиг. 15.17*а*). В действителност той се състои от 5 полупроводникови слоя с особена геометрия и това е показано схематично на фиг. 15.17*б*. По такъв начин са оформени 4 PN прехода, от които $j_1$ и $j_4$ умишлено са шунтирани с подходящи съпротивления. При тази конструкция при достатъчно голямо напрежение в едната посока се отпушва динисторът $P_1$–$N_2$–$P_2$–$N_3$, а в другата — $P_2$–$N_2$–$P_1$–$N_1$.

Волт-амперната характеристика на тези прибори е симетрична (фиг. 15.17*в*), като анодът и катодът са взаимозаменяеми. Схемното им означение е показано на фиг. 15.17*г*. Основните им параметри са същите като означените на фиг. 15.16*б* (без $U_{обр\,max}$ и $I_{ут\,обр}$) и се отнасят и за двете посоки.

Симетричните динистори се включват или чрез увеличаване на

анодното напрежение до стойност $U_{вкл}$, или чрез бързо нарастване на приложеното напрежение. За запушването им е необходимо токът през тях да стане по-малък от една определена стойност




Фиг. 15.17

$I_{изкл}$, т.е. анодното им напрежение трябва да стане, макар и за момент, по-малко от $U_{изкл}$ или нула.

Симетричните динистори намират приложение като ключови елементи в автоматиката, импулсната техника и т.н.

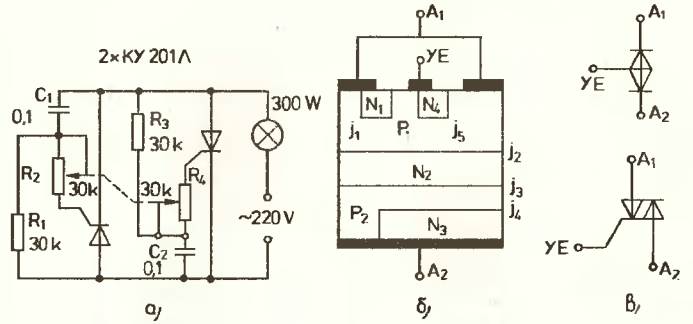
## 15.17. СИМЕТРИЧНИ ТРИОДНИ ТИРИСТОРИ (СЕМИСТОРИ, ТРИАЦИ)

Един от недостатъците на обикновения тиристор е неговата еднопосочна проводимост, т.е. в отпушено състояние той пропуска тока само в една посока. Поради това, ако анодното напрежение е синусоидно, анодният ток е пулсиращ еднополупериоден (вж. фиг. 15.10*а*).

Синусоиден ток през товара може да се постигне чрез два паралелно и противопосочно свързани тиристора (фиг. 15.18*а*). В този случай обаче управляващите вериги са две, т.е. входните сигнали трябва да имат съответна полярност и фаза, което води до усложняване на схемата. Споменатият недостатък е избягнат при симетричния триоден тиристор (триак), който има само един управляващ електрод. В структурно отношение той има 6 полупроводникови слоя и 5 PN прехода със сложна геометрия, като един от възможните варианти е показан на фиг. 15.18*б*.

Симетричният тиристор (фиг. 5.18*в*) се отпушва в едната и в другата посока, като в първи квадрант плюсът е свързан към $A_1$, а в трети квадрант — към $A_2$. В зависимост от посоката на отпушващия ток в управляващата верига съществуват няколко вида симетрични тиристори:

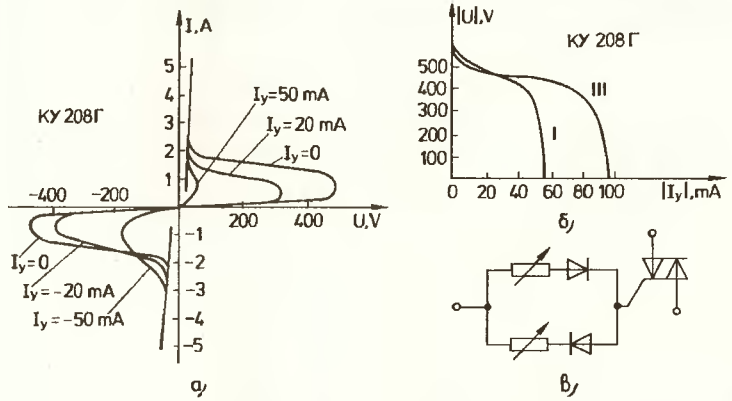
**1.** За отпушване в I квадрант е необходим положителен управляващ ток (т.е. "влизащ" в прибора), а за отпушване в III квадрант — отрицателен, (т.е. "излизащ" от прибора) управляващ ток. Голяма част от съвременните симетрични тиристори са именно от този тип (напр. КУ208А-Г, ВКДУС-2 и др.)




Фиг. 15.18

**2.** За отпушване както в I, така и в III квадрант е необходим положителен управляващ ток.

**3.** Отпушването както в I, така и в III квадрант става с ток с произволна посока.



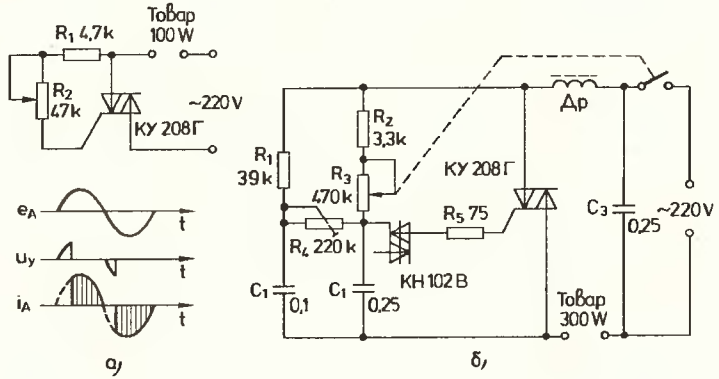

Фиг. 15.19

На фиг. 15.19*а* са показани волт-амперните характеристики на симетричния тиристор КУ208Г. Виждаме, че в права и обратна посока те не са напълно симетрични. Тази асиметрия в напреженията на отпушване в I и III квадрант е показана на фиг. 15.19*б*. Причината за това е асиметрията в конструкцията на прибора.

В редица случаи споменатата асиметрия няма решаващо значение при използването на тиристора като регулиращ елемент. Когато обаче е необходимо анодният ток в едната и в другата посока да бъде симетричен, това може да се постигне чрез схемата, показана на фиг. 15.19*в*. Тук чрез подбор на променливите резистори се получават различни по големина управляващи токове през положителния и отрицателния полупериод, което води до еднакви анодни токове в едната и в другата посока.

От свойствата на симетричния тиристор следва, че пренапреженията не са опасни нито за анода, нито за управляващата верига. Затова при използването му в схемите не са нужни защитни диоди.

На фиг. 15.20*а* е показан прост регулатор на напрежение със симетричен тиристор. Тук явленията са аналогични като при обикновения тиристор (вж. фиг. 15.13) с тази разлика, че през единия полупериод симетричният тиристор се отпушва в едната посока, а през другия — в другата. В резултат на това през товара протича ток и в двете посоки. Както вече знаем, при тази схема обхватът на регулиране е от 0 до 90°, поради което не се получава пълно спиране на тока през товара.




Фиг. 15.20

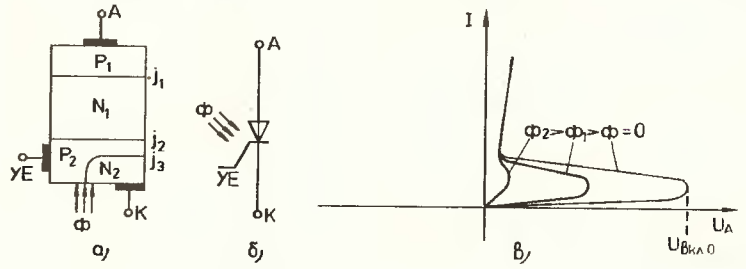
На фиг. 15.20*б* е показана по-съвършена схема на регулатор със симетричен тиристор. Тук резисторите $R_1$–$R_3$, кондензаторите $C_1$–$C_2$ и динисторът КН102В образуват релаксационна група. Тя формира пускови импулси във входната верига на симетричния тиристор, които възникват в определено време след началото на всеки полупериод. Именно това време се регулира чрез потенциометъра $R_3$. Следователно характерът на напреженията и токовете е същият както в предишната схема (вж. диаграмите на фиг. 15.20*а*), обаче тук обхватът на регулиране е от 0 до около



160°. Дроселът *Др* съдържа примерно 200 навивки от емайлиран проводник с диаметър 0,8 mm, навити в 4–5 реда върху тяло от феритна антена $\phi 8$, дълго 50 mm. Този дросел заедно с кондензатора $C_3$ образува филтър, който намалява радиосмущенията, излъчвани от регулатора.

## 15.18. ФОТОТИРИСТОРИ

По своята конструкция фототиристорите приличат на обикновените тиристори, т.е. имат четирислойна структура с три извода, обаче са снабдени с отвор, покрит херметично със стъкло. През този отвор един от PN преходите може да бъде облъчван със




Фиг. 15.21

светлина. На фиг. 15.21*а* е показана в опростен вид една от възможните конструкции на фототиристора, а на фиг. 15.21*б* е дадено неговото означение в схемите.

В неосветено състояние фототиристорът има абсолютно същите свойства като обикновения тиристор, т.е. може да се включва чрез управляващия електрод. Освен това обаче той може да се включва и чрез светлина, като в случая управляващият електрод се оставя свободен. При осветяване на фототиристора в прехода $j_2$ се генерират двойки електрон-дупка, което води до нарастване на обратния му ток. При това положение анодният ток на елемента може да се изрази чрез (15.1), където вместо $I_{\text{обр}j_2}$ се поставя $I_{\text{обр}j_2} + I_{\Phi}$. При увеличаване на светлинния поток Ф идва момент, когато $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, т.е. настъпва познатият лавинообразен процес, при който фототиристорът се отпушва. На фиг. 15.21*в* са показани светлинните характеристики на фототиристора. Виждаме, че те са аналогични на характеристиките на обикновения тиристор, като тук управляващата величина е светлинният поток Ф.

Фототиристорите намират приложение в автоматиката, в изчислителната техника, в преобразувателите на светлинни излъчвания, в безконтактните релета и т.н.

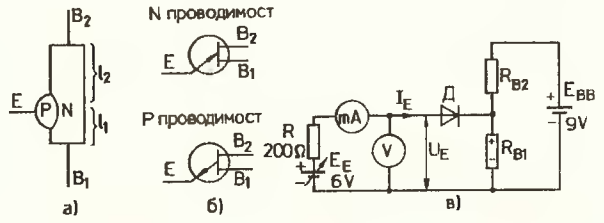
# 16

# ДРУГИ ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ЕЛЕМЕНТИ

## 16.1. ЕДНОПРЕХОДНИ ТРАНЗИСТОРИ (ДВУБАЗОВИ ДИОДИ)

Еднопреходният транзистор е полупроводников елемент, който се използува в някои специални импулсни схеми и устройства. Неговата входна характеристика има участък с отрицателно диференциално съпротивление, поради което той е особено подходящ за направа на релаксационни генератори.

На фиг. 16.1 *а* в опростен вид е показано устройството на еднопреходния транзистор. Той представлява силициев кристал с N проводимост, от едната страна на който е създаден несиметричен PN преход (т. е. областта P е по-нискоомна от областта N). Областта P се нарича *емитер* $E$, а двете части $B_1$ и $B_2$ на областта N — *бази*. Полупроводниковият кристал е еднороден, поради което обемните съпротивления $R_{B_1}$ и $R_{B_2}$ на двете бази са пропорционални на техните дължини $l_1$ и $l_2$. (На практика $l_1 < l_2$, поради което $R_{B_1} < R_{B_2}$.) Разгледаният вариант представлява еднопреходен транзистор с N проводимост между базите. Освен него обаче съществуват и транзистори с P проводимост, като принципът на действието им е аналогичен, по полярността на токовете и напреженията е обратна. На фиг. 16.1 *б* е показано схемното означение на еднопреходните транзистори с N и P проводимост. За улеснение на читателите по-нататък ще анализираме явленията в еднопреходните транзистори с N проводимост.



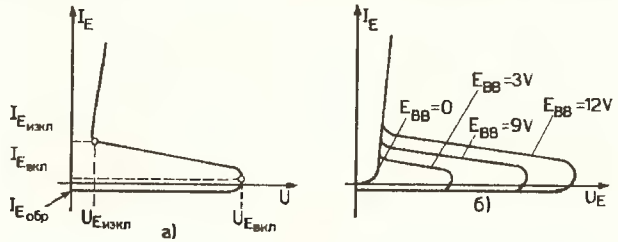

Фиг. 16.1

На фиг. 16.1 *в* е дадена заместващата схема на еднопреходен транзистор с N проводимост. Двете базови области са представени чрез обемните съпротивления $R_{B_1}$ и $R_{B_2}$, а PN преходът е моделиран чрез еквивалентен диод $Д$. При съвременните маломощни еднопреходни транзистори съпротивлението на кристала между двете бази (при свободен емитер) е най-често $R_{BB} = 2 \div 10$ kΩ, като съпротивлението $R_{B_1}$ е около 10–20 % от стойността на $R_{BB}$.

При еднопреходните транзистори с N проводимост нормалната полярност на захранващите напрежения е тази, при която на втората база $B_2$ и на емитера $E$ се подават положителни напрежения спрямо $B_1$. В нашия случай напрежението между базите е $E_{BB} = 9$ V, а входното емитерно напрежение $U_E$ може да се изменя плавно от 0 до 6 V. (Резисторът $R$ е ограничаващ и се поставя винаги при изследване на вериги с отрицателно диференциално съпротивление.) Особеностите на еднопреходния транзистор се разбират най-добре, ако се изследва неговият вход, т. е. ако се снеме неговата входна характеристика, която дава зависимостта на емитерния ток $I_E$ от емитерното напрежение $U_E$ (при $E_{BB} = \text{const}$). Както при биполярните транзистори, така и тук волтметърът във входа трябва да бъде високоомен.

Когато $U_E = 0$, захранващото напрежение $E_{BB}$ поражда определен ток през кристала (например няколко милиампера), като върху $R_{B_1}$ се образува напрежителен пад с означената полярност (фиг. 16.1 *в*). Понеже напрежението върху PN прехода (съответно върху диода) е равно на разликата между напрежителния пад върху $R_{B_1}$ и входното напрежение $U_E$, при $U_E = 0$ преходът очевидно ще бъде запушен. При това положение във входната верига ще протича нищожно малкият обратен ток на прехода $I_{Eобр}$ (фиг. 16.2 *а*).

При увеличаване на входното напрежение преходът ще продължава да е запушен, като входният ток практически няма да нараства и ще бъде равен на $I_{Eобр}$. Когато входното напрежение $U_E$ надвиши по големина напрежителния пад върху $R_{B_1}$, преходът се отпушва и през него в права посока започва да протича ток.




Фиг. 16.2

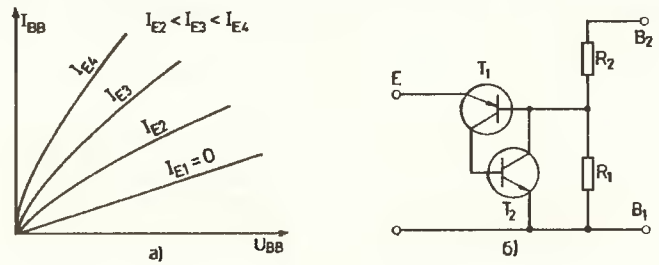
Този ток се дължи най-вече на инжектираните от емитера в базата дупки, които намаляват нейното обемно съпротивление $R_{B_1}$. От това намалява напрежителният пад върху $R_{B_1}$, което води до увеличаване на емитерния ток, а той от своя страна още повече

намалява съпротивлението на базата. Така възниква лавинообразен процес, при който съпротивлението $R_{B_1}$ намалява по-бързо, отколкото нараства токът през PN прехода, и във входната волт-амперна характеристика на еднопреходния транзистор се появява област с *отрицателно диференциално съпротивление*. Лавинообразният процес завършва, когато областта на базата $B_1$ е напълно наситена с токоносители и нейното съпротивление повече не се влияе от входния ток. При това положение входният ток има големина $I_{Eизкл}$, а входното напрежение е $U_{Eизкл}$ (фиг. 16.2 *а*). Ако продължаваме да увеличаваме входното напрежение над $U_{Eизкл}$, входният ток ще нараства над $I_{Eизкл}$, т. е. входната верига ще има свойствата на обикновен диод, отпушен в права посока. Ако намалим входното напрежение под $U_{Eизкл}$, входният ток рязко намалява от $I_{Eизкл}$ на $I_{Eобр}$.

Разгледаните явления се отнасят за случая, когато между двете бази действува напрежение $E_{BB} = 9$ V. На фиг. 16.2 *б* е показано семейство входни характеристики на двубазов диод при различни стойности на $E_{BB}$. Виждаме, че при увеличаване на междубазовото напрежение характеристиките се отместват надясно, а когато $E_{BB} = 0$, входната характеристика съвпада с тази на обикновен диод. От тази фигура се вижда още, че входното напрежение на включване $U_{Eвкл}$ силно зависи от напрежението между двете бази.

На фиг. 16.3 *а* е показано семейство изходни характеристики на еднопреходен транзистор. Те изразяват зависимостта на $I_{BB}$ от $U_{BB}$ при $I_E = \text{const}$. Виждаме, че базовият ток зависи както от напрежението между базите, така и от емитерния ток.

Еднопреходният транзистор може да бъде моделиран чрез неговия еквивалент, показан на фиг. 16.3 *б*. Последният съдържа




Фиг. 16.3

два биполярни транзистора с противоположна проводимост, като стойностите на двата резистора могат да се подберат опитно (например $R_2 = 500\ \Omega$, $R_1 = 4\ \text{k}\Omega$).

Най-важните параметри на еднопреходния транзистор са следните:



**1.** ***Съпротивление между базите*** $R_{BB}$. Това е съпротивление между двете бази при свободен емитер. На практика най-често $R_{BB} = 2 \div 10\ \text{k}\Omega$.

**2.** ***Коефициент на пропорционалност (или предаване)*** $\eta$. Той се дефинира с израза $\eta = \dfrac{R_{B_1}}{R_{BB}} = \dfrac{R_{B_1}}{R_{B_1} + R_{B_2}}$, като при различните еднопреходни транзистори най-често има стойност 0,6–0,9.

**3.** ***Напрежение на включване*** $U_{Eвкл}$. Това е входното напрежение на включване на прибора, като в справочниците стойността му се дава при определено $U_{BB}$. На практика $U_{Eвкл} = 3 \div 30$ V.

**4.** ***Ток на включване (върхов, пиков ток)*** $I_{Eвкл}$. Това е минималният емитерен ток, съответствуващ на момента на включване, като в справочниците той се дава при определено $U_{BB}$. Най-често $I_{Eвкл} = 5 \div 20\ \mu\text{A}$.

**5.** ***Ток на изключване (ток на падината)*** $I_{Eизкл}$. Това е най-малкият емитерен ток, при който транзисторът е все още включен. На практика най-често $I_{Eизкл} = 1 \div 5$ mA.

**6.** ***Напрежение на изключване*** $U_{Eизкл}$. Това е напрежението на прехода в права посока, когато през него протича ток $I_{Eизкл}$. Най-често $U_{Eизкл} = 1 \div 3$ V.

**7.** ***Обратен емитерен ток*** $I_{Eобр}$. Това е обратният ток на прехода при дадено $U_{BB}$. Обикновено $I_{Eобр} = 1 \div 10\ \mu\text{A}$.

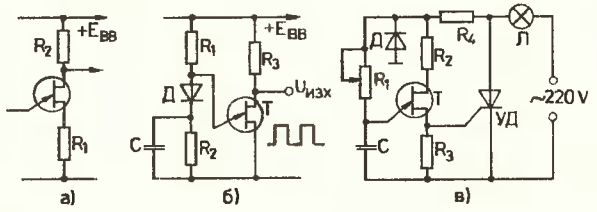
**8.** ***Максимално напрежение между базите*** $U_{BB\,max}$. Това е най-голямото допустимо напрежение, което може да се прилага между двете бази. На практика най-често $U_{BB\,max} = 20 \div 30$ V.

**9.** ***Максимален емитерен ток*** $I_{E\,max}$. Това е най-голямата допустима средна стойност на емитерния ток. Обикновено $I_{E\,max} = 20 \div 100$ mA.

**10.** ***Максимална разсейвана мощност*** $P_{B\,max}$. Това е най-голямата допустима средна мощност, която може да разсее еднопреходният транзистор. Отнася се за стайна температура, като при маломощните еднопреходни транзистори обикновено $P_{B\,max} = 100 \div 300$ mW.

Както вече се спомена, поради лавинообразния характер на процесите еднопреходният транзистор може да се намира в две устойчиви състояния — запушено и отпушено, като преминаването от едното в другото става много бързо. Въз основа на това с този транзистор могат да се построят най-различни импулсни устройства, чиито схеми са относително прости. За целта във веригата на базите обикновено се включват два резистора (фиг. 16.4 *а*), като най-често $R_1 = 20 \div 200\ \Omega$, а $R_2 = 100 \div 500\ \Omega$. Резисторът $R_1$ служи за товар, а резисторът $R_2$ стабилизира температурно напрежението на включване $U_{Eвкл}$. (Напомняме, че при увеличаване на температурата праговото напрежение на прехода намалява, а токът през прибора има тенденция към нарастване.)

На фиг. 16.4 *б* е показан мултивибратор с еднопреходен транзистор. При включване на захранващото напрежение кондензаторът $C$ започва да се зарежда през $R_1$ и $D$, като транзисторът е запушен, т. е. ток в емитерната верига практически не тече, а $U_{изх}$ е




Фиг. 16.4

почти равно на $E_{BB}$. Когато напрежението на кондензатора достигне $U_{Eвкл}$, транзисторът се отпушва. При това положение входното му съпротивление става твърде малко (например 5–20 Ω) и през резистора $R_1$ в емитерната верига започва да тече значителен ток. В отпушено състояние съпротивлението между двете бази е намаляло, поради което изходното напрежение $U_{изх}$ има малка стойност. Отпушеното състояние продължава дотогава, докато кондензаторът $C$ се разреди през резистора $R_2$ до определено ниво (диодът $D$ не позволява кондензаторът да се разреди през отпушения преход). При разреждане на кондензатора входното напрежение също намалява, което води до намаляване и на емитерния ток. Когато последният достигне до $I_{Eизкл}$, транзисторът се запушва. Този процес се повтаря периодично, като формата и честотата на изходните импулси се определят от големината на $R_1$, $R_2$ и $C$.

На фиг. 16.4 *в* е показан тиристорен регулатор на напрежение, като тиристорът се управлява от релаксационен генератор, построен с еднопреходен транзистор. Чрез променливия резистор $R_1$ се регулира моментът на отпушване на тиристора, с което се изменя токът през товара (осветителната лампа). Релаксационният генератор се захранва от положителната полувълна на мрежовото напрежение, което се ограничава от резистора $R_4$ и ценеровия диод $Д$. През променливия резистор $R_1$ се зарежда кондензаторът $C$. Когато напрежението на последния достигне $U_{Eвкл}$, транзисторът се отпушва, като кондензаторът за кратко време се зарежда през отпушения преход и резистора $R_3$. Така в краищата на $R_3$ възниква краткотраен импулс, който отпушва тиристора и през лампата протича ток. През отрицателната полувълна тиристорът е запушен и ток през лампата практически не тече. В началото на следващата полувълна явленията се повтарят.

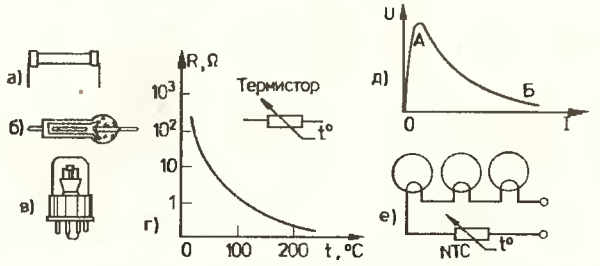
В заключение нека кажем, че еднопреходните транзистори не



са високочестотни прибори. Практиката показва, че с тях могат да бъдат построени релаксационни генератори с горна гранична честота 200–300 kHz.

## 16.2. ТЕРМИСТОРИ

Термисторите са полупроводникови обемни съпротивителни елементи с голям отрицателен температурен коефициент. Това означава, че при увеличаване на температурата тяхното съпротивление силно намалява. Причината за това е силното увеличаване на концентрацията на токоносителите в полупроводника (вж. формула 1.15).




Фиг. 16.5

По своята конструкция и предназначение термисторите биват твърде различни. В едни случаи термисторът се загрява от тока, който протича през него (фиг. 16.5 *а*, *б*). При други конструкции термисторите се загряват от околната среда (въздух, течност, твърдо тяло) и играят ролята на температурни датчици. Съществуват и термистори с косвено нагряване, които са поместени в лампов балон с цокъл и са предназначени за измервателни цели (фиг. 16.5 *в*).

Съпротивлението на термисторите зависи от температурата според закона

$$R = Ae^{\frac{B}{t}}, \qquad (16.1)$$

където $A$ и $B$ са константи, характеризиращи материала и конструкцията. Ако са известни стойността $R_0$ при стайна температура $t_0$ и константата $B$, стойността $R$ при температура $t$ може да се определи от равенството

$$R = R_0 e^{B\frac{t-t_0}{tt_0}}. \qquad (16.2)$$

На фиг. 16.5 *г* е показано означението на термисторите. Там е посочена и графиката на намаляването на съпротивлението на един конкретен термистор при увеличаване на температурата му.

На фиг. 16.5 *д* е показана волт-амперната характеристика на термисторите. При малки токове тя е почти линейна (участък *ОА*), защото загряването е нищожно. Участъкът *АБ* е работен участък на термистора и тук неговото диференциално съпротивление е отрицателно. Поради топлинната инертност тази характеристика се снема по точки през значителни интервали от време.

Основните параметри на термисторите са следните:

**1.** *Съпротивление при стайна температура* $R_0$.

**2.** *Температурен коефициент на съпротивлението* $\alpha = -\frac{B}{t^2}.100\%/°C$.

При увеличаване на температурата този коефициент намалява.

**3.** *Коефициент* $B$, °C. Той характеризира чувствителността на термистора в широк температурен интервал.

**4.** *Максимална работна температура* $t_{max}$, °C.

**5.** *Максимална разсейвана мощност* $P_{max}$.

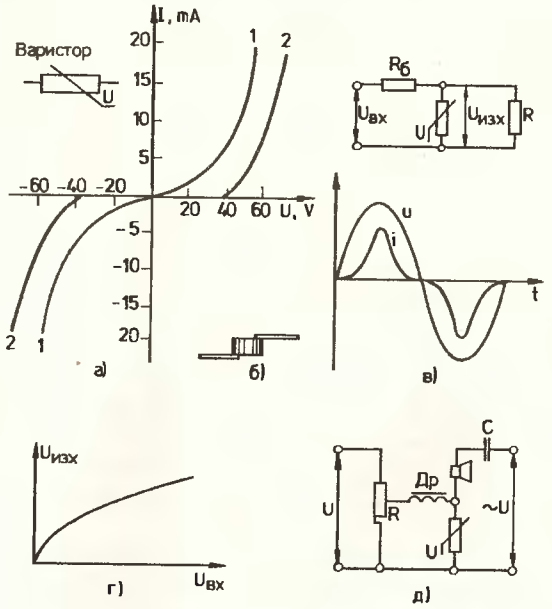
Така например термисторите от типа ММТ-1 и ММТ-4 имат следните параметри: номинални стойности на $R_0$ от 1 kΩ до 200 kΩ; $\alpha = -(2,4 \div 3,4)$ %/°C при $t = 20$ °C; $B = 1760 \div 2620$ °C; $t_{max} = 100$ °C; $P_{max} = 0,4$ W.

Термисторите се използуват в различни термостабилизиращи и терморегулиращи вериги, в измервателната техника, в автоматиката и т.н. На фиг. 16.5 *е* е показан термистор, включен в отоплителната верига на електронни лампи с последователно загряване на катодите. Това се прави за ограничаване на началния ток при включване на апаратурата, който може да е твърде голям, тъй като съпротивлението на отоплителните жички на лампите в студено състояние е от 5 до 20 пъти по-малко отколкото в нагрято състояние.

Заради отрицателния си температурен коефициент термисторите се наричат още NTC-резистори.

## 16.3. ВАРИСТОРИ

Варисторите (наричат се още VDR) представляват полупроводникови нелинейни съпротивителни елементи със *симетрична* волт-амперна характеристика (фиг. 16.6 *а*). Тяхното най-важно свойство се състои в това, че до определено прагово напрежение (и в двете посоки) съпротивлението им е много голямо и ток през тях практически не протича. При повишаване на напрежението над праговото съпротивлението им бързо намалява и през тях започва да протича значителен ток. Например на фиг. 16.6 *а* характеристиката *1* съответствува на варистор, чието прагово напрежение е ±3 V, а характеристиката *2* — на варистор с прагово напрежение ±40 V. Понастоящем се произвеждат варистори с прагово напрежение до няколко хиляди волта.




Фиг. 16.6

Варисторите се изготвят най-често от прахообразен силициев карбид, пресуван заедно със свързващи вещества. Нелинейността на волт-амперната им характеристика се дължи не на PN преход, а на контактни и повърхностни явления в поликристалната структура, които настъпват при увеличаване на напрежението. Най-важни от тези явления са следните: а) подобряване на проводимостта между отделните кристали вследствие на автоелектронна емисия между острите им ръбове; б) увеличаване на проводимостта на окисните слоеве на повърхността на кристалите; в) микронагряване в отделни точки на допиране между кристалите.

Варисторите се изготвят във вид на цилиндрични и дискови тела (фиг. 16.6 *б*), а мощните варистори (такива се използуват в силнотоковата техника) се състоят от отделни дискове, притиснати един до друг.

Когато варисторите се използуват като ограничаващи и стабилизиращи елементи, важно значение има тяхното прагово напрежение, което в справочниците се означава като *работно (номинално) напрежение* $U_{раб}$. Както вече се спомена, съществуват варистори с прагово напрежение от 1–2 V до няколко хиляди волта.

Ако към варистор с малко прагово напрежение (вж. например крива *1* на фиг. 16.6 *а*) се подаде синусоидно напрежение, токът през варистора няма да е синусоиден и ще съдържа хармоници (фиг. 16.6 *в*). Аналогичен е случаят, когато при избрана работна точка се подаде променлив сигнал. В такива случаи важен параметър на варисторите е *коефициентът на нелинейност* $\beta$, който зависи от избраната работна точка. Той показва колко пъти статичното съпротивление в дадена точка от характеристиката е по-голямо от динамичното:

$$\beta = \frac{R_{\text{ст}}}{R_{\text{дин}}} = \frac{U}{I} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta U}. \qquad (16.3)$$

Коефициентът на нелинейност зависи от избраната работна точка съгласно с равенството

$$\beta = 1 + \frac{b}{2}\sqrt{U}, \qquad (16.4)$$

където $b$ е константа. На практика коефициентът на нелинейност има стойност най-често от 2 до 6.

Други параметри на варисторите са следните: работен (номинален) ток $I_{\text{раб}}$; максимално допустима разсейвана мощност $P_{\max}$ и др.

Варисторите се използуват за защита на електронните стъпала и възли от пренапрежения, в някои стабилизиращи схеми (фиг. 16.6 *г*) и др. На фиг. 16.6 *д* е показано използуване на варистор за регулиране на силата на звученето на високоговорител. Чрез потенциометъра $R$ се променя съпротивлението на варистора, като кондензаторът $C$ и дроселът *Др* имат разделителни функции.

Мощните варистори се използуват за "заземяване" на далекопроводите при пренапрежения от падане на гръм. Тези варистори имат прагово напрежение от 50 kV до 600 kV и са изградени от десетки полупроводникови шайби.

## 16.4. ФОТОРЕЗИСТОРИ

Преди да разгледаме фоторезисторите, нека изясним някои фотометрични величини.

Основна величина във фотометрията е *интензитетът (силата) на светлината* $I$. Единицата за интензитет на светлината е *канделата* (cd). Това е интензитетът на специален еталонен светлинен източник. Една кандела е приблизително равна на една международна свещ.

Количеството светлинна енергия, която се излъчва (или поглъща) за единица време от дадено тяло, се нарича *светлинен поток* $\Phi$. Той е свързан с интензитета на светлината посредством зависимостта

$$\Phi = 4\pi I. \qquad (16.5)$$

Единицата за светлинен поток е *луменът* (lm). Един лумен е такъв светлинен поток, който се излъчва от равномерен точков светлинен източник с интензитет една кандела в пространствен ъгъл един стерадиан.

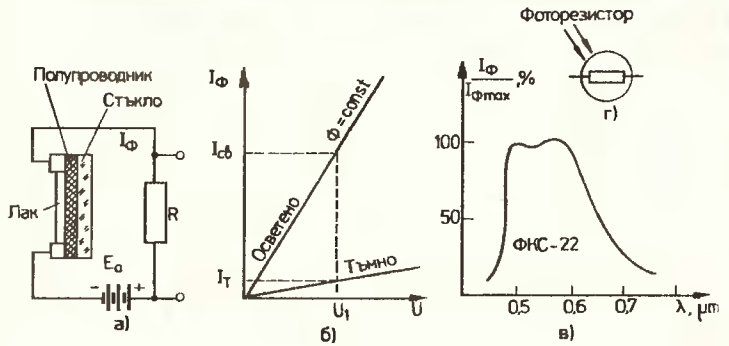
*Осветеността* $E$ на една площ представлява отношението на равномерно падащия поток към големината на площта:

$$E = \frac{\Phi}{S}, \qquad (16.6)$$

и се измерва с единицата *лукс* (lx). Осветеност един лукс има тогава, когато равномерно разпределен светлинен поток един лумен пада на площ 1 $\text{m}^2$.

След като се запознахме с основните фотометрични величини, нека разгледаме свойствата и особеностите на фоторезисторите.

Фоторезисторите притежават свойството при осветяване да намаляват съпротивлението си. Те се изготвят най-често чрез нанасяне на полупроводников материал (например кадмиев сулфид, кадмиев селенид и др.) върху стъклена или керамична подложка (фиг. 16.7 *а*). За предпазване от атмосферни влияния фоточувствителната част се покрива със специален прозрачен лак. По време на работа в двата края на фоторезистора се подава определено напрежение от външен източник, като във веригата обикновено се




Фиг. 16.7

включва товарно съпротивление $R$. При осветяване на фоточувствителната част в полупроводника се пораждат допълнителни токоносители (вж. т. 2.7). В резултат на това съпротивлението на фоторезистора намалява, токът във веригата нараства и в

двата края на $R$ се образува съответен пад на напрежение. Фототокът през фоторезистора зависи както от светлинния поток, така и от приложеното напрежение.

Основен параметър на всеки фоторезистор е т.нар. *специфична интегрална чувствителност*

$$k_0 = \frac{I_\Phi}{U_\Phi}. \qquad (16.7)$$

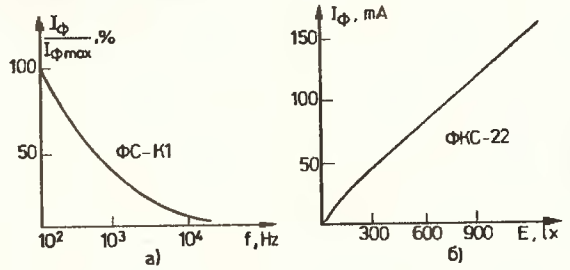
Тя се измерва с фототока, получен при единица светлинен поток и единица анодно напрежение. При малка осветеност тя е постоянна величина и е от порядъка на 1–50 mA/lm.V. На фиг. 16.7 *б* е дадена волт-амперната характеристика на фоторезистора при тъмно и осветено състояние. Виждаме, че при определено напрежение $U_1$ токът на светло $I_{св}$ е много по-голям от тока на тъмно $I_т$.

Зависимостта на фототока от дължината на светлинната вълна при българския фоторезистор ФКС-22 е показана на фиг. 16.7 *в*. Виждаме, че максимумът на чувствителността е във видимата област на светлината ($\lambda = 0,38 \div 0,76$ $\mu$m).

На фиг. 16.7 *г* е показано схемното означение на фоторезисторите.

Нека отбележим, че фоторезисторите са сравнително инертни прибори. Това се определя от времето на живот на породените от светлината токоносители. На фиг. 16.8 *а* е дадена зависимостта на фототока от честотата на променливия светлинен поток при фоторезистора ФС-К1. Виждаме, че още в обхвата на звуковите честоти фототокът намалява значително.

На фиг. 16.8 *б* е дадена *светлинната характеристика* на българския фоторезистор ФКС-22. Тя изразява зависимостта на фото-




Фиг. 16.8

тока от осветеността (или светлинния поток). Виждаме, че специфичната интегрална чувствителност (при $U_a = \text{const}$) в широки граници е постоянна величина.

Основните параметри на фоторезисторите са следните:



1. *Съпротивление на тъмно* $R_т$. Дава се при определено анодно напрежение.

2. *Максимално допустимо работно напрежение* $U_{раб\,max}$. Това е най-голямото напрежение, което е допустимо да се прилага в двата края на фоторезисторите.

3. *Специфична интегрална чувствителност* $k_0$ (вж. формула 16.7).

4. *Дължина на светлинната вълна* $\lambda_{max}$, *съответстваща на максималната чувствителност.*

5. *Максимална мощност на разсейване* $P_{max}$.

Например българският фоторезистор ФКС-22 има следните параметри: $R_т = 4.10^5$ Ω при $U_a = 24$ V; $U_{раб\,max} = 50$ V; $k_0 = 1,3$ mA/lm.V; $\lambda_{max} = 0,55$ $\mu$m; $P_{max} = 0,4$ W.

Оставени на светло, фоторезисторите стареят и затова трябва да се съхраняват на тъмно.

## 16.5. ФОТОДИОДИ

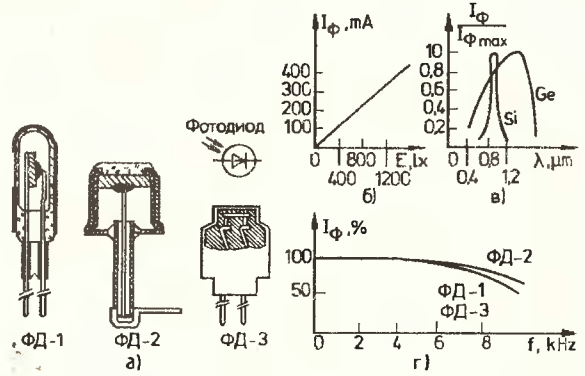
Това са полупроводникови елементи с PN преход, към който се включва външен източник в обратна посока. В неосветено състояние през прехода протича само малкият обратен ток $I_{обр}$ (вж. формула 3.12), който се нарича още *ток на тъмно*. При облъчване със светлина в прехода възниква вътрешен фотоефект, ако е изпълнено условие (2.23). От това концентрацията на неосновни токоносители се увеличава (вж. фиг. 2.4) и *обратният ток нараства*. По принцип това явление се получава при осветяване на прехода на всички полупроводникови диоди — точкови, плоскостни и т.н. За увеличаване на този ефект обаче фотодиодите имат такава конструкция, че светлинните лъчи да падат перпендикулярно на прехода. Освен това самият преход трябва да се намира до повърхността на разстояние, по-малко от дифузната дължина на породените от светлината токоносители.

На фиг. 16.9 *а* са показани някои руски фотодиоди, а на фиг. 16.9 *б* е дадена тяхната светлинна характеристика. Виждаме, че при малка осветеност фототокът зависи линейно от осветеността, респективно от светлинния поток. Това означава, че интегралната чувствителност

$$k = \frac{I_\Phi}{\Phi} \qquad (16.8)$$

при малки осветености е постоянна величина. Чувствителността на съвременните фотодиоди е от порядъка на 1–20 mA/lm. Тя зависи от дължината на вълната на падащата светлина (фиг. 16.9 *в*), като германиевите фотодиоди имат $\lambda_{max} \approx 1,5$ $\mu$m, а при силициевите $\lambda_{max} \approx 1,0$ $\mu$m. Зависимостта на фототока от честотата на променливия светлинен поток е показана на фиг. 16.9 *г*. Вижда-

ме, че още в обхвата на звуковите честоти фототокът започва да намалява, т. е. фотодиодите не са високочестотни прибори.




Фиг. 16.9

Основните параметри на фотодиодите са следните:

1. *Работно напрежение в обратна посока* $U_{раб}$.
2. *Ток на тъмно* $I_т$, когато на диода действува $U_{раб}$.
3. *Интегрална чувствителност* $k$ (вж. формула 16.8).
4. *Времеконстанта* $\tau$, характеризираща инертността на прибора.
5. *Светлочувствителна повърхнина* $S$.

Така например фотодиодът ФД-2 има следните параметри: $U_{раб} = 30$ V; $I_т = 25$ μA; $k = 10 \div 20$ mA/lm; $\tau = 10^{-5}$ s; $S = 1$ mm$^2$.

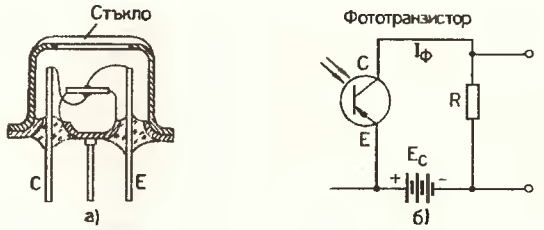
## 16.6. ФОТОТРАНЗИСТОРИ

Фототранзисторите приличат много на биполярните транзистори с тази разлика, че базата им може да бъде облъчвана със светлина. По такъв начин може да се управлява колекторният ток. За целта на корпуса им има подходящ отвор, затворен херметично със стъкло (фиг. 16.10 *а*). По време на работа фототранзисторът се свързва към външен източник на напрежение така, както е показано на фиг. 16.10 *б*. При това положение при липса на светлина явленията са аналогични както при обикновените транзистори в режим свободна (плаваща) база (вж. т. 4.6). Обратният ток на колекторния преход $I_{CBO}$ протича през управляващия участък емитер — база, усилва се $\beta$ пъти и резултатният ток на тъмно през транзистора е

$$I_т = I_{CBO} + \beta I_{CBO} = (1 + \beta) I_{CBO}. \qquad (16.9)$$



При облъчване на фототранзистора със светлина концентрацията на електрони и дупки в базата нараства (вж. формула 2.23). При фототранзисторите от типа PNP дупките са неосновни токо-




Фиг. 16.10

носители в базата и за тях полето в колекторния преход е ускоряващо, поради което те преминават в колектора и по такъв начин $I_{CBO}$ нараства. Освен това обаче във фототранзистора се наблюдава и допълнителен ефект на усилване, който се състои в следното. Електроните, останали в базата, понижават нейния потенциал спрямо емитера и предизвикват инжекция на нови дупки от емитера в базата, които достигат до колектора, т. е. $I_{CBO}$ нараства още $\beta$ пъти, което се вижда и от (16.9). Ако интегралната чувствителност база — колектор на фотодиода е $k_1$, интегралната чувствителност на целия фототранзистор е

$$k = (\beta + 1) k_1. \qquad (16.10)$$

Или, казано накратко, явленията са аналогични на тези при фотодиодите с тази разлика, че тук фототокът е много по-голям и чувствителността е $\beta + 1$ пъти по-голяма. (Чувствителността на съвременните фототранзистори достига до 500 mA/lm.)

Най-важните параметри на фототранзисторите са следните:

1. *Работно напрежение* $U_{раб}$.
2. *Ток на тъмно* $I_т$, когато на фототранзистора действува $U_{раб}$.
3. *Интегрална чувствителност* $k$.

Например съветският фототранзистор ФТ-1 има следните параметри: $U_{раб} = 3$ V; $I_т = 300$ μA; $k = 170 \div 500$ mA/lm;

При по-старите образци фототранзистори извод от базата липсва, т. е. те имат два извода. Но, както знаем, режимът "свободна база" е температурно нестабилен. Затова по-новите фототранзистори имат базов извод с цел на базата да се подава подходящо преднапрежение. Това в известна степен намалява чувствителността им, но подобрява температурната стабилност.

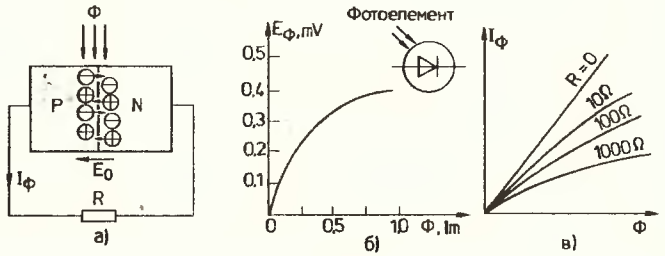
Честотният обхват на фототранзисторите със сплавни преходи е до 5–10 kHz, а при преходи, изготвени по дифузна технология —

до 1–2 MHz. Спектралните характеристики на фототранзисторите са подобни на тези на фотодиодите.

Като недостатък на фототранзисторите може да се посочи значителното ниво на собствения им шум.

## 16.7. ФОТОЕЛЕМЕНТИ

При облъчване на фотоелементите със светлина между клемите им се получава определено фотоелектродвижещо напрежение (ф.е.д.н.). Следователно тези прибори преобразуват светлинната енергия в електрическа.




Фиг. 16.11

Устройството на фотоелементите не се отличава от това на фотодиодите, т. е. те имат PN преход, който може да се облъчва със светлина. Както знаем, в неосветено състояние в прехода съществува вътрешно електрическо поле с интензитет $\vec{E}_0$ (фиг. 16.11 *а*). При осветяване на прехода вследствие на вътрешния фотоефект около него възникват допълнителни токоносители. За дупките в N кристала и електроните в P кристала вътрешното поле е ускоряващо и те проникват през прехода. По такъв начин кристалът P се наелектризира положително, а кристалът N — отрицателно. При това положение между кристалите възниква определено ф.е.д.н. с големина

$$E_Φ = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{k_1 Φ}{I_{обр}} - 1\right), \qquad (16.11)$$

където $k_1$ е интегралната чувствителност на фотоелемента, която зависи от конструкцията му, $Φ$ — падащият светлинен поток, а $I_{обр}$ — обратният ток на прехода. На фиг. 16.11 *б* е показана графично зависимостта на ф.е.д.н. от падащия светлинен поток. При номинално облъчване на съвременните фотоелементи (селенови и силициеви) се получава ф.е.д.н. от порядъка на 0,3 V.

Интегралната чувствителност на фотоелемента е равна на отношението на тока на късо съединение $I_{фкс}$ към пораждащия го светлинен поток, т. е.

$$k_1 = \frac{I_{фкс}}{Φ}. \qquad (16.12)$$

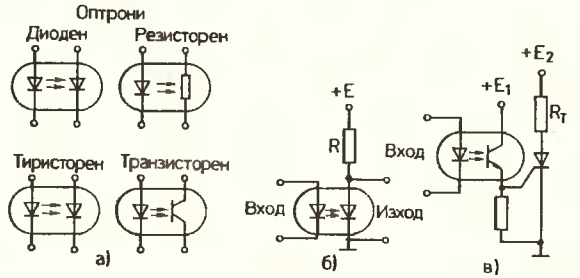
Съвременните селенови фотоелементи имат $k_1 = 0,6$ mA/lm, а силициевите — около 20 mA/lm. При увеличаване на товарното съпротивление интегралната чувствителност намалява (фиг. 16.11 *в*), като светлинната характеристика става нелинейна. Ето защо в редица случаи се налага специално съгласуване на товара към фотоелемента.

Фотоелементите намират приложение във фотометрията, автоматиката, като светломери във фотоапаратите и т.н.

**Слънчеви батерии.** Чрез подходящо свързване на определен брой фотоелементи се получават т.нар. *слънчеви батерии*. С тяхна помощ енергията на слънчевото излъчване се превръща в електрическа енергия. Основен параметър на слънчевите батерии е техният к.п.д. Като се има предвид, че мощността на слънчевото излъчване (при повърхността на Земята) е около 1400 W/m$^2$, вижда се от какво голямо значение е повишаването на к.п.д. на тези устройства. Например една от слънчевите батерии, която е използувана в космическите спътници, се състои от 9800 фотоелемента и има параметри: площ $S = 2,5$ m$^2$; мощност $P = 200$ W; к.п.д.= 17%.

## 16.8. ОПТРОНИ

Оптроните (от оптика и електроника) представляват полупроводникови прибори, съдържащи фотоизточник и фотоприемник,



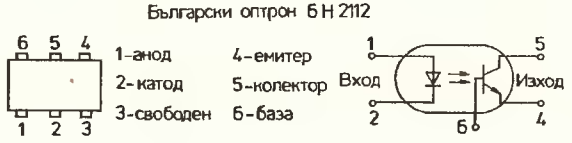

Фиг. 16.12

свързани оптично помежду си. На фиг. 16.12 *а* са показани схемните означения на най-разпространените от тях, в които излъчвателят е светодиод (вж. т. 3.17). Тук входният сигнал се преобразува в светлина, която преминава през стъкло (или инертен газ), и въздействува върху фотоприемника. По такъв начин входната

и изходната верига *не са свързани електрически*, което е едно от основните предимства на оптроните. Достойнство на оптичната връзка е и това, че тя не се влияе от електрически и магнитни полета. На фиг. 16.12 *б* и *в* са показани две възможни приложения на оптроните, като входът и изходът на тези схеми не са свързани електрически.

Като пример нека разгледаме българския оптрон 6Н2112. Той е затворен херметически в пластмасов корпус (фиг. 16.13), като излъчвателят е галиево-арсениден светодиод, а приемникът е силициев фототранзистор. Основните параметри на този оптрон са следните.

Светодиод: номинално напрежение в права посока $U_F = 1,75$ V; номинален ток в права посока $I_F = 60$ mA; максимално допустимо обратно напрежение $U_R = 3$ V; максимално допустима разсейвана мощност $P_{\max} = 150$ mW.




Фиг. 16.13

Фототранзистор: максимално колекторно напрежение $U_{CE\,\max} = 20$ V; максимално допустима колекторна мощност $P_{C\,\max} = 150$ mW.

Оптрон: коефициент на предаване по ток $K_i = \dfrac{\Delta I_{\text{изх}}}{\Delta I_{\text{вх}}} = 0,05 \div 0,4 = 5 \div 40\%$; време за нарастване на изходния импулс $t_0 = 15$ μs; време за спадане на входния импулс $t_f = 5$ μs; изолационно напрежение вход–изход $U_{10} = 1500$ V.



# 17

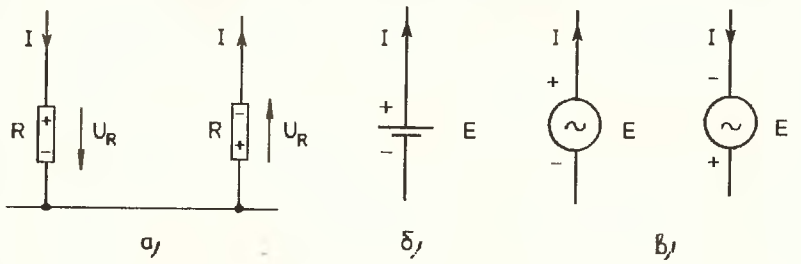
# БИПОЛЯРНИЯТ ТРАНЗИСТОР КАТО ЛИНЕЕН УСИЛВАТЕЛ

## 17.1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

Когато се обяснява действието на електронните схеми, особено важни са понятията посока на тока и полярност на напреженията. Токът и напрежението не са вектори, обаче те са алгебрични величини (т.е. имат знак) и когато са съпосочни, се сумират, а когато са противопосочни, се изваждат. Поради това понятията "положителен" и "отрицателен" са особено важни при физическо обяснение на електронните схеми. Нещо повече — без тези понятия е невъзможно да се разбере същността на такива основни процеси, като дефазиране, обратни връзки и т.н.

Понятията "положителен" и "отрицателен" са условни. Те се избират от авторите главно въз основа на методически съображения, като в последна сметка целта е да се разберат и усвоят с по-малко усилия явленията в електротехниката. При това крайните резултати не трябва да зависят от условния избор на положителните посоки.

По-нататък при изясняване на процеса на усилване условно ще приемем, че в дадена схема общият проводник (шасито) има нулев потенциал и спрямо него ще определяме потенциалите на останалите точки. Също така ще приемем, че токът през едно активно съпротивление тече от точка с по-висок към точка с по-

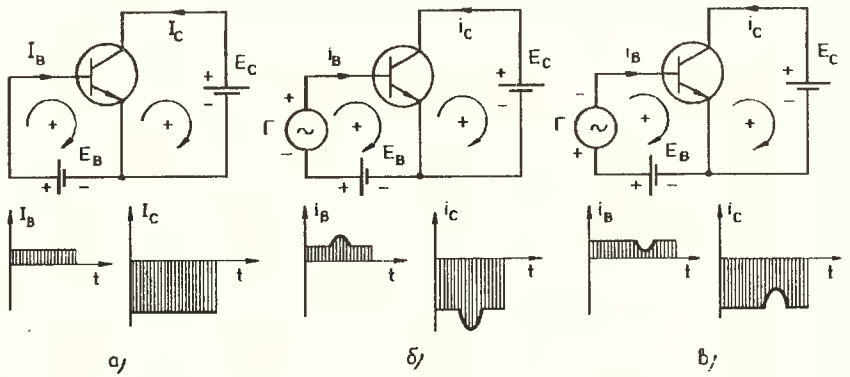



Фиг. 17.1

нисък потенциал, като токът и напрежителният пад са съпосочни (фиг. 17.1 *а*). При източниците ще считаме, че токът "излиза" от положителния им полюс и е съпосочен с тяхното е.д.н. (фиг. 17.1 *б*). При синусоидните генератори приемаме, че през

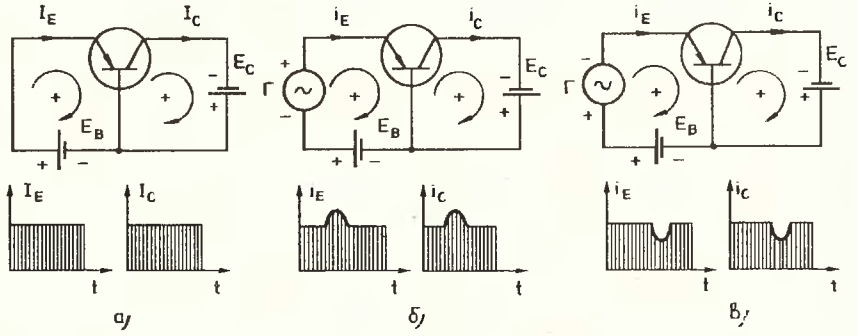
единия полупериод токът тече в дадена посока, а през другия — в обратна (фиг. 17.1 *в*).

Както вече знаем, биполярният транзистор се управлява от ток, т.е. има входен и изходен ток. За отчитане на тяхната посока се налага условно да приемем една положителна посока, спрямо ко-




Фиг. 17.2

ято да сравняваме както входния, така и изходния ток. За такава положителна посока ние ще приемем посоката на часовниковата стрелка. При това положение, ако реалните токове съвпадат с условно избраната посока, те са положителни, а ако не съвпадат — те са отрицателни.




Фиг. 17.3

Въз основа на изложеното на фиг. 17.2 е показана условната посока на токовете в биполярния транзистор при схема ОЕ. От графиките следва, че **схемата ОЕ дефазира не само по напрежение** (това беше изяснено), **но и по ток.** Не е трудно да се убедим,



че това дефазиране съществува както при NPN, така и при PNP транзистори, т. е. не зависи от типа на транзистора.

На фиг. 17.3 е показан аналогичен случай, като транзисторът е включен по схема ОБ. От графиките се вижда, че **схемата ОБ не дефазира нито по напрежение** (това беше изяснено), **нито по ток.**

## 17.2. ФИЗИЧЕСКО ОБЯСНЕНИЕ НА УСИЛВАТЕЛНИТЕ СВОЙСТВА НА ТРАНЗИСТОРА

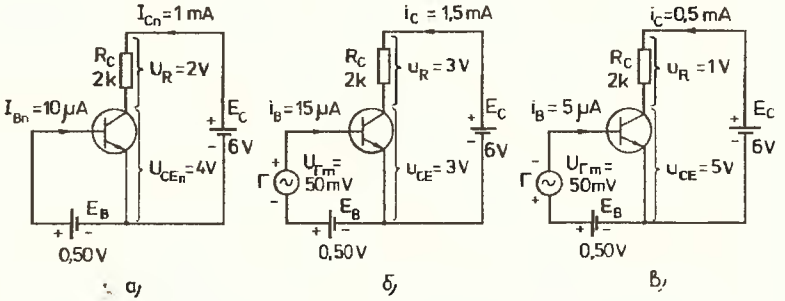
Преди да пристъпим към обяснение на процеса усилване, препоръчваме на читателя да си припомни въпроса за постоянната и променливата съставка в електронните схеми (вж. т.6.1).

На фиг. 17.4*а* е показан транзистор, в управляващия преход на който е включен източник $E_B$ за преднапрежение, а в колекторната му верига са включени захранваща батерия $E_C$ и товарен резистор $R_C$. (Тук за удобство е избран транзистор с коефициент на усилване по ток $\beta = 100$, като обратният ток е пренебрегнат.) За да бъде колекторният ток на покой $I_{C\text{п}} = 1$ mA, базовият ток на покой очевидно трябва да бъде $I_{B\text{п}} = \dfrac{I_{C\text{п}}}{\beta} = 10\ \mu$A. От входната характеристика на транзистора отчитаме (фиг. 17.5*а*), че такъв базов ток ще протича, ако преднапрежението има големина $U_{BE\text{п}} = E_B = 0{,}50$ V. Следователно в режим на покой работната точка $A$ върху входната характеристика се определя от величините $U_{BE\text{п}} = 0{,}50$ V и $I_{B\text{п}} = 10\ \mu$A. (Напомняме, че индексът "п" означава покой.) Щом колекторният ток на покой е 1 mA, напрежителният пад върху колекторния резистор е $U_R = I_{C\text{п}}R_C = 1.10^{-3}.2.10^3 = 2$ V (фиг. 17.4*а*), а колекторното напрежение е $U_{CE\text{п}} = E_C - I_{C\text{п}}R_C = 6 - 1.10^{-3}.2.10^3 = 6 - 2 = 4$ V.

Нека в управляващата верига на транзистора да включим генератор на синусоидно напрежение с амплитуда $U_{\text{г}m} = 50$ mV. (Тук и нататък индексът "$m$" означава амплитудна стойност.) През единия полупериод (фиг. 17.4*б*) напрежението на генератора се сумира с преднапрежението $E_B$ и когато $u_{\text{г}} = U_{\text{г}m}$ резултантното базово напрежение става 0,55 V. В резултат на това базовият ток нараства от 10 $\mu$A на 15 $\mu$A(вж. точка *1* на фиг. 17.5*а*), като съответно нараства и колекторният ток от 1 mA на 1,5 mA (вж. фиг. 17.5*б*). При това положение падът върху резистора $R_C$ нараства от 2 V на 3 V, а падът върху транзистора намалява от 4 V на 3 V (вж. фиг. 17.4*б*).

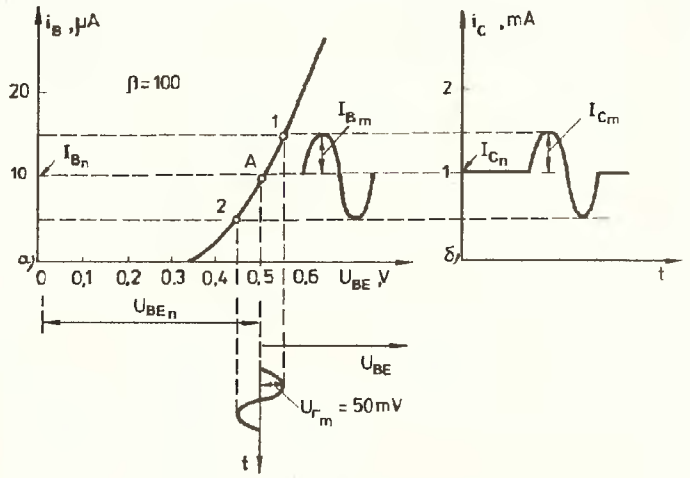
През другия полупериод (фиг. 17.4*в*) напрежението на генератора се изважда от преднапрежението $E_B$ и когато $u_{\text{г}} = -U_{\text{г}m}$, ба-

зовото напрежение става 0,45 V,а базовият ток намалява от 10 $\mu$A на 5 $\mu$A(вж. точка *2* на фиг. 17.5*а*). В резултат на това намалява и колекторният ток от 1 mA на 0,5 mA. При това положение падът върху резистора $R_C$ намалява от 2 V на 1 V, а падът върху транзистора нараства от 4 V на 5 V (вж. фиг. 17.4*в*).




Фиг. 17.4

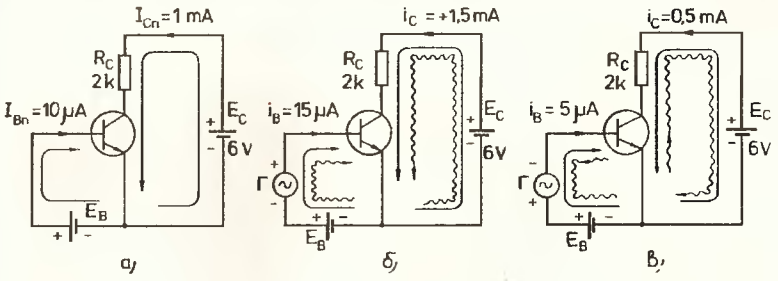
Като вземем под внимание амплитудата на променливия входен сигнал ($U_{rm} = 50$ mV, $I_{Bm} = 5$ $\mu$A) и амплитудата на променливия изходен сигнал в товарния резистор ($U_{Rm} = 1$ V, $I_{Cm} = 0,5$ mA), лесно се намира, че в нашия случай $K_u = 20$, $K_i = 100$, $K_p = 2000$.




Фиг. 17.5

От разгледания пример могат да се направят следните важни заключения:

**1.** Постояннотоковият режим на транзистора се определя от преднапрежението $U_{BEп}$, базовия ток на покой $I_{Bп}$, колекторното напрежение $U_{CEп}$ и колекторния ток на покой $I_{Cп}$. Тези величини определят работната точка на транзистора, която може да се изобрази както върху входната, така и върху изходната му характеристика.В режим на покой в колекторната верига протича само




Фиг. 17.6

постоянната съставка $I_{Cп}$ на колекторния ток (фиг. 17.6*а*). При това положение сумата от напрежителните падове върху товарния резистор и върху транзистора е очевидно равна на захранващото напрежение (в нашия случай $2 + 4 = 6$ V).

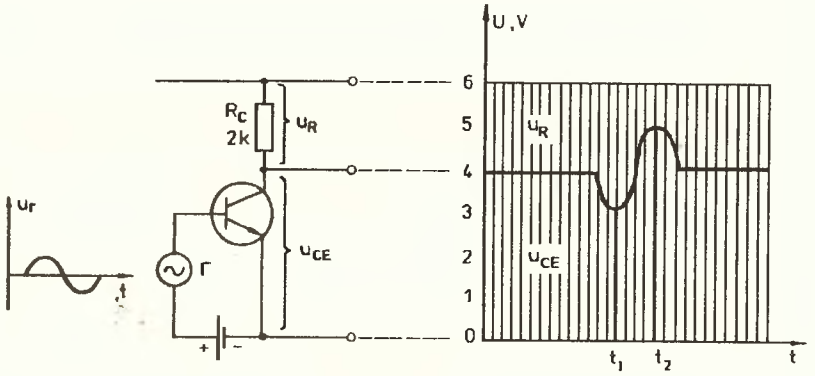
**2.** При наличност на променлив входен сигнал (т. нар. работен режим) **съпротивлението колектор — емитер на транзистора се изменя** и това поражда съответни изменения в колекторния ток, т.е. в колекторната верига се поражда и променлива съставка, показана на фигурата с вълнообразна линия. И докато източник на постоянната съставка е батерията, то **източник (генератор) на променливата съставка в колекторната верига е транзисторът.**

**3.** През единия полупериод постоянната и променливата съставка в базовата и колекторната верига протичат в една и съща посока, а през другия полупериод — в различни посоки. По такъв начин през единия полупериод постоянната и променливата съставка са съпосочни и базовият, съответно колекторният ток нарастват по големина (фиг. 17.6*б*). През другия полупериод постоянната и променливата съставка са противопосочни и базовият, съответно колекторният ток намаляват по големина (фиг. 17.6*в*).

**4.** Усиленият изходен сигнал не е нищо друго освен променливата съставка, генерирана от транзистора. За тази съставка батерията представлява почти късо съединение. (Както е известно, всички токоизточници се шунтират с кондензатор с голям капацитет.) При това положение резисторът $R_C$ се явява товар за транзистора както по постоянен, така и по променлив ток.

**5.** В работен режим (при наличност на сигнал) променливите падове върху резистора и върху транзистора са еднакви по големина. Това е така, понеже сумата им във всеки един момент

е равна на $E_C$ и с колкото нараства падът върху $R_C$, с толкова намалява падът върху транзистора и обратно. Затова често се казва, че променливият изходен сигнал — това е променливият напрежителен пад или върху товара, или върху транзистора (по-




Фиг. 17.7

неже по същество става дума за един и същи изходен сигнал). Това е показано на фиг. 17.7 вдясно, където падът $u_R$ е нанесен между горната и дебелата линия, а падът $u_{CE}$ — между абсцисната ос и дебелата линия.

**6.** При положителен входен сигнал токът през входния управляващ преход нараства, съпротивлението колектор — емитер намалява и токът в изходната верига нараства. В резултат на това падът върху $R_C$ нараства, а падът $u_{CE}$ върху транзистора намалява. Но щом падът върху транзистора намалява по големина, това означава, че през този полупериод променливата съставка на колекторното напрежение е отрицателна (вж. фиг. 17.7, момента $t_1$, където колекторното напрежение е намаляло от 4 V на 3 V).

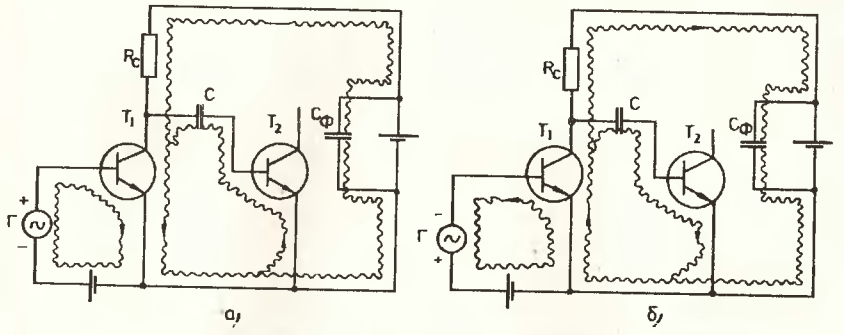
**7.** При отрицателен входен сигнал токът през управляващия, входен преход намалява, съпротивлението колектор — емитер нараства и токът в изходната верига намалява. В резултат на това падът върху $R_C$ намалява, а падът $u_{CE}$ върху транзистора нараства. Но щом падът върху транзистора нараства по големина, това означава, че през този полупериод променливата съставка на колекторното напрежение е положителна (вж. фиг. 17.7, момента $t_2$, където колекторното напрежение е нараснало от 4 V на 5 V).

**8.** От казаното става ясно, че в работен режим в изходната верига всъщност само точката между колектора и резистора променя потенциала си спрямо шаси. Потенциалът на тази точка спрямо шаси е колекторното напрежение и неговото изменение е показано с надебелена линия на фиг. 17.7 вдясно. Виждаме, че



при схема ОЕ променливото изходно (колекторно) напрежение е дефазирано на 180° спрямо променливото входно напрежение.

На фиг. 17.8 е показан двустъпален усилвател, като за простота постояннотоковите съставки и делителят в базата на втория




Фиг. 17.8

транзистор не са начертани. Както вече знаем, генераторът $Г$ поражда променлив ток в управляващата верига на първия транзистор. От това се изменя съпротивлението колектор — емитер на този транзистор и в изходната му верига се поражда многократно усилена променлива съставка. Именно изходната верига на $T_1$ е генератор на тази променлива съставка, една част от която преминава през $R_C$, а друга — през управляващия преход на $T_2$. Важното в случая е това, че през единия полупериод входният променлив ток на $T_1$ е положителен, а входният променлив ток на $T_2$ — отрицателен (фиг. 17.8*а*). През другия полупериод входният променлив ток на $T_1$ е отрицателен, а входният променлив ток на $T_2$ — положителен (фиг. 17.8*б*). Следователно, когато генераторът действува "отпушващо" на $T_1$, в същия момент изходният променлив ток на $T_1$ действува "запушващо" на $T_2$ и обратно. Тази особеност трябва добре да се разбере, понеже тя е от съществено значение за физическото разбиране на явленията в усилвателните схеми.

Обръщаме внимание, че само една част от променливия ток, генериран от $T_1$, преминава през управляващия участък на $T_2$. (Може да се каже, че това е "полезната" съставка.) Другата част преминава през $R_C$ и $C_Ф$ и всъщност остава неизползувана. Кондензаторът $C_Ф$ дава "накъсо" плюса и минуса на схемата за променливата съставка. От това следва, че за постоянен ток товарното съпротивление на $T_1$ е само резисторът $R_C$, а за променлив ток товарното му съпротивление ще бъде равно на *паралелно* свързаните $R_C$ и $R_{вх}$ на втория транзистор. Сега вече е ясно защо входното съпротивление на транзистора за променлив ток е важна

величина и има решаващо значение в процеса на усилване. Нека добавим, че ако в базата на $T_2$ има делител, част от променливия ток, генериран от $T_1$, преминава и през делителя и също остава неизползувана (този случай се разглежда по-нататък).

## 17.3. МНОГОСТЪПАЛНИ ТРАНЗИСТОРНИ НЧ УСИЛВАТЕЛИ

Усилването, което дава едно транзисторно стъпало, обикновено не е достатъчно за практически цели. Ето защо реалните НЧ усилватели се състоят от няколко транзисторни стъпала, свързани помежду си. В този случай коефициентите на усилване по напрежение, ток и мощност на целия усилвател са равни на произведението от съответните коефициенти на отделните стъпала. Например, ако един усилвател съдържа две стъпала, които имат $K_{u1} = 15$ и $K_{u2} = 20$, целият усилвател ще има коефициент на усилване $K_u = K_{u1}K_{u2} = 15.20 = 300$.

При свързването на отделните стъпала трябва да се има предвид, че дадено стъпало е товар за предното и генератор за следващото стъпало. Ето защо едно от основните изисквания при свързване на стъпалата е *съгласуването* на техните входни и изходни съпротивления.

В практиката най-широко приложение намират следните видове връзки:

а) съпротивително-капацитивна (*RC*-връзка);
б) трансформаторна (индуктивна);
в) директна (галванична).

От гледна точка на съгласуване най-добри резултати дава трансформаторната връзка, а след нея — директната и *RC*-връзката. От друга страна обаче, трансформаторът е обемист и скъп елемент, а освен това внася значителни изкривявания. Ето защо трансформаторната връзка намира приложение по-често в крайните стъпала, където е необходимо добро съгласуване (нагаждане) с оглед максимално усилване по мощност.

При *RC*-връзката не се получава съгласуване между стъпалата, но все пак коефициентите на усилване по напрежение, по ток и по мощност са задоволителни. Като се има предвид и нейната простота, можем да си обясним широкото ѝ използуване в практиката.

Директната връзка е най-проста, но при нея постояннотоковите режими на отделните транзистори са зависими помежду си. Ето защо в този случай се използуват отрицателни обратни връзки, балансни схеми и други, с което се повишава температурната стабилност. Директната връзка намира приложение при постояннотоковите усилватели, а също така при високочестотните усилватели, тъй като осигурява широка честотна лента. Тя е основен тип връзка във всички интегрални схеми. Напомняме, че там транзисторите са изключително силициеви и имат малки обратни токове.

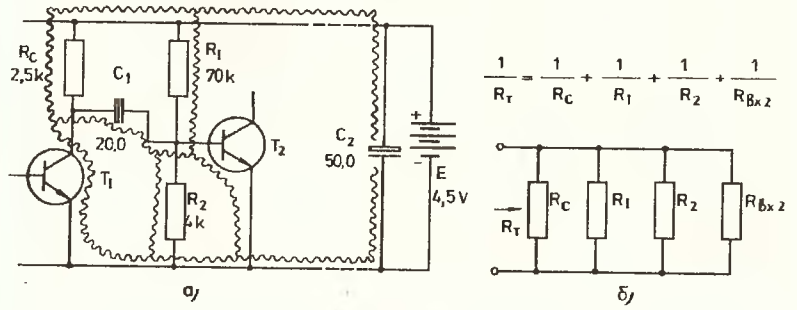


В областта на звуковите честоти транзисторът може да се разглежда като съставен само от активни съпротивления, т.е. да се пренебрегнат неговите вътрешни капацитети и инерционни свойства. Именно така ще постъпим и ние в тази глава.

## 17.4. СЪПРОТИВИТЕЛНО-КАПАЦИТИВНА ВРЪЗКА

На фиг. 17.9 *а* е показана *RC*-връзка между транзисторите $T_1$ и $T_2$ на един НЧ усилвател. Тук с вълнообразна линия е показан пътят на променливата съставка на колекторния ток на транзистора $T_1$. Напомняме, че **източник (генератор) на променливата съставка е транзисторът** $T_1$ и по-конкретно неговият участък емитер–колектор. Следователно $T_1$ е генератор, който с променливата съставка на колекторния си ток трябва да задействува управляващия участък на $T_2$. Но от фиг. 17.9 *а* виждаме, че тази променлива съставка не минава изцяло през управляващия участък на $T_2$, а определена част от нея минава и през $R_C$, $R_1$ и $R_2$. Следователно товарното съпротивление $R_т$ на $T_1$ за променлив ток се състои от *паралелно свързаните* съпротивления $R_C$, $R_1$, $R_2$ и $R_{вх2}$ (фиг. 17.9 *б*) и се намира по формулата

$$\frac{1}{R_т} = \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{вх2}}. \qquad (17.1)$$




Фиг. 17.9

Обръщаме внимание, че в този случай съпротивлението на кондензатора $C_1$ се пренебрегва, защото неговият капацитет се избира голям (например при $f = 1$ kHz и $C = 20$ μF $X_C = 8$ Ω).

**Пример 17.1.** Да се намери товарното съпротивление за променлив ток на транзистора $T_1$ (фиг. 17.9 *а*), ако двата транзистора са от типа

2Т3511 и имат работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V, $h_{11e} = 1400\ \Omega$, $h_{12e} = 4,5.10^{-4}$, $h_{21e} = 45$, $h_{22e} = 4.10^{-5}$ S, $\Delta_e = 3,6.10^{-2}$.

За намиране на $R_{вх2}$ можем да използваме приблизителната формула $R_{вх2} \approx h_{11e}$, която е валидна при товарни съпротивления, по-малки от 10 kΩ (вж. формула 8.3).

Следователно $R_{вх2} \approx h_{11e} = 1400\ \Omega$.

Тогава за $R_т$ ще получим

$$\frac{1}{R_т} = \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{вх2}} = \frac{1}{2,5.10^3} + \frac{1}{70.10^3} + \frac{1}{4.10^3} + \frac{1}{1,4.10^3} = \frac{97}{70.10^3}$$

Оттук $R_т = 720\ \Omega$.

Коефициентът за усилване по напрежение на едно $RC$-усилвателно стъпало се намира по (8.2).

**Пример 7.2.** Да се намери коефициентът на усилване по напрежение на стъпалото $T_1$ от фиг. 17.9 *а*.

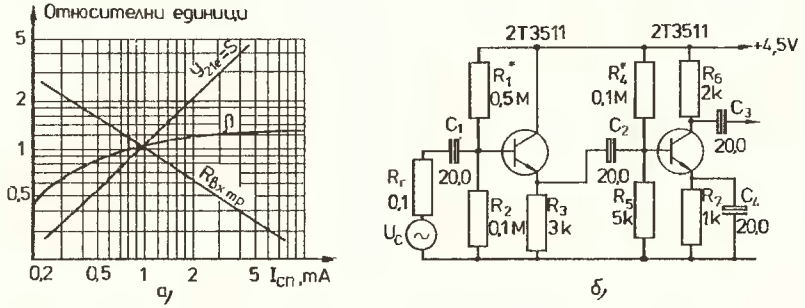
Като използваме цитираната формула, получаваме

$$K_u = \frac{R_т h_{21e}}{h_{11e} + R_т \Delta_e} = \frac{7,2.10^2.45}{1400 + 720.3,6.10^{-2}} = 22,5.$$

Ако ползваме приблизителната формула (8.5), валидна при $R_т < 10$ kΩ, ще получим

$$K_u = \frac{h_{21e}}{h_{11e}} R_т = y_{21e} R_т = \frac{45}{1400}.720 = 23.$$

Следователно едно $RC$-стъпало ще има голям коефициент на усилване, когато употребеният транзистор има голяма стръмност и товарното съпротивление по променлив ток е голямо.




Фиг. 17.10

От фиг. 17.10 *а* се вижда, че стръмността $y_{21}$ на един транзистор нараства при увеличаване на неговия колекторен ток на покой. Следователно **при по-голям колекторен ток на покой транзисторът има по-голям коефициент на усилване по напрежение.**

Нека сега разгледаме съпротивлението $R_т$ и установим от какво зависи неговата стойност.

От фиг. 17.9 *б* се вижда, че $R_т$ е резултат от паралелно свързаните $R_C$, $R_1$, $R_2$ и $R_{вх2}$. От тези четири величини на практика най-малка стойност има $R_{вх2}$. Следователно можем да кажем, че товарното съпротивление по променлив ток на дадено транзисторно стъпало се определя главно от входното съпротивление на следващия транзистор. Ето защо увеличаването на $R_т$ е свързано с увеличаването на $R_{вх2}$, което от своя страна може да се постигне чрез намаляване на колекторния ток на покой на транзистора $T_2$ (фиг. 17.10 *а*).

От всичко следва, че ако увеличим колекторния ток на покой на едно от стъпалата с цел да повишим стръмността $y_{21}$, ние намаляваме неговото входно съпротивление и по такъв начин се намалява усилването на предното стъпало.

Именно поради това в практиката често се препоръчва колекторните токове на покой на отделните транзистори в един $RC$-усилвател да бъдат в границите 0,5–1,5 mA.

Увеличаването на $R_C$ също не донася голяма полза. Наистина, ако в схемата, дадена на фиг. 17.9 *а*, увеличим $R_C$ от 2,5 на 7 kΩ (като съответно трябва да увеличим напрежението на източника от 4,5 на 9 V, за да запазим $U_{CE} = 2$ V), товарното съпротивление $R_т$ ще се увеличи от 720 на 880 Ω, а коефициентът $K_u$ ще нарасне от 23 на 27.

Преди да намерим коефициента на усилване по ток на еднно $RC$-усилвателно стъпало, трябва да дадем някои пояснения. По определение коефициентът на усилване по ток на един транзистор представлява отношението между изменението на колекторния ток и съответното изменение на базовия ток. Но от фиг. 17.9 *а* се вижда, че само една част от променливата съставка на колекторния ток на транзистора $T_1$ протича през базовата верига на $T_2$. Ето защо в практиката много често се говори за коефициент на усилване по ток "от база до база", който представлява отношението между изменениятa на базовия ток на $T_2$ и съответното изменение на базовия ток на $T_1$.

*Коефициентът на усилване по ток* "от база до база" на едно $RC$-стъпало се намира по формулата

$$K_i = \frac{h_{21e}}{1 + R_т h_{22e}} . \frac{R_т}{R_{вх2}}. \qquad (17.2)$$

**Пример 17.3** Да се намери коефициентът на усилване по ток на $RC$-стъпалото от фиг. 17.9 *а*.

Заместваме в (17.2)

$$K_i = \frac{h_{21e}}{1 + R_т h_{21e}} \cdot \frac{R_т}{R_{вх2}} = \frac{45}{1 + 720.4.10^{-5}} \cdot \frac{720}{1400} = 22.$$

*Коефициентът на усилване по мощност* на едно $RC$-усилвателно стъпало се намира по (8.2).

**Пример 17.4.** Да се намери коефициентът на усилване по мощност на $RC$-стъпалото от фиг. 17.9 *а*.

Използваме (8.2) и заместваме:

$$K_p = K_u K_i = 23.22 = 506.$$

Ако отделните стъпала са свързани по схема ОЕ, при $RC$-връзка се получават следните ориентировъчни стойности за коефициентите на усилване на едно стъпало: $K_u = 10 \div 50$, $K_i = 10 \div 50$, $K_p = 100 \div 2500$.

В практиката много често се използват следните режими: при $E = 4,5$ V, $R_C = 2 \div 4$ kΩ и $I_{Cп} = 0,5 \div 1,5$ mA, а при $E = 9$ V, $R_C = 5 \div 7$ kΩ и $I_{Cп} = 0,5 \div 1,5$ mA.

*Свързващият кондензатор* се избира с такъв капацитет, че за най-ниската усилвана честота $F_н$ неговото съпротивление да бъде 10 пъти по-малко от входното съпротивление на следващия транзистор, т.е.

$$C \geq \frac{10}{2\pi F_н R_{вх2}}. \qquad (17.3)$$

**Пример 17.5.** Да се намери капацитетът на кондензатора $C_1$ от схемата, дадена на фиг. 17.9 *а*, ако $R_{вх2} = 1400$ Ω, а $F_н = 300$ Hz.

Заместваме във формула (17.3) и получаваме

$$C \geq \frac{10}{2\pi F_н R_{вх2}} = \frac{10}{2.\pi 300.1400} = 4.10^{-6} \text{ F} = 4\ \mu\text{F}.$$

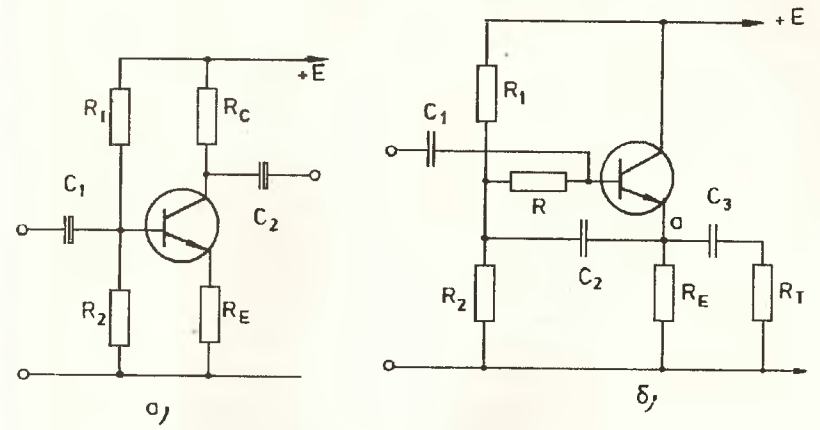
Използуването на свързващ кондензатор с капацитет, по-малък, отколкото предписва (17.3), води до намаляване на усилването на стъпалото за ниските честоти на обхвата.

На фиг. 17.10 *б* е показана $RC$-връзка между две транзисторни стъпала, като първото работи по схема ОК (емитерен повторител), а второто — по схема ОЕ. Подобно свързване често се използва в случаите, когато към входа на НЧ усилвател трябва да се свърже високоомен източник на сигнали — например микрофон, мембрана и др. Първото стъпало на фиг. 17.10 *б* не усилва по напрежение ($K_{u1} \approx 0,9$), но в замяна на това усилва по ток ($K_{i1} \approx 45$) и има голямо входно съпротивление ($R_{вх1} \approx 100$ kΩ). Второто стъпало при товарно съпротивление за променлив ток около 1 kΩ усилва както по напрежение ($K_{u2} \approx 20$), така и по ток ($K_{i2} \approx 45$). Резултатният коефициент на усилване по напрежение



на двустъпалния усилвател е $K_u = K_{u1} = K_{u2} \approx 20$, а резултатният коефициент на усилване по ток $K_i = K_{i1} K_{i2} \approx 2000$.

За получаване на голямо входно съпротивление на $RC$-усилвателно стъпало по схема ОЕ се използва *отрицателна обратна*




Фиг. 17.11

*връзка по ток* (вж. формула 8.10). На фиг. 17.11 *а* това е осъществено чрез премахване на кондензатора в емитерната верига. Колкото $R_E$ е по-голямо, толкова входното съпротивление на стъпалото е по-голямо, но усилването по напрежение намалява. Ако желаем да направим количествени изчисления, можем да ползваме познатите формули, но вместо $h$-параметрите трябва да заместваме техните приведени стойности, дадени в табл. 17.1, които отчитат наличността на обратна връзка.

**Таблица 17.1**

| |
|---|
| $h'_{11e} = h_{11e} + (1 + h_{21e})R_E$ |
| $h'_{12e} = h_{12e} + h_{22e}R_E$ |
| $h'_{21e} = h_{21e}$ |
| $h'_{22e} = h_{22e}$ |

**Пример 17.6.** Да се намерят входното съпротивление и коефициентите на усилване по ток и по напрежение на схемата, дадена на фиг. 17.11 *а*, ако са дадени: транзистор 2Т3511 с работна точка $I_{Cп} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V, $h_{11e} = 1400$ Ω, $h_{12e} = 4,5.10^{-4}$, $h_{21e} = 45$, $h_{22e} = 4.10^{-5}$ S, $R_т = 1$ kΩ, като $R_E$ има съответно стойности: 0 Ω, 10 Ω, 100 Ω, 1 kΩ, 10 kΩ. Обръщаме внимание, че вследствие на постояннотоковия пад на напрежение в $R_E$ напрежението на източника трябва съответно да се увеличава, за да е в сила $U_{CE} = 2$ V.

Като ползваме приблизителната формула (8.3), чрез заместване на приведената стойност $h'_{11e}$ получаваме, че входното съпротивление на стъпалото ще има съответно стойности: 1400 Ω, 1800 Ω, 6 kΩ, 46 kΩ и 450 kΩ.

Като ползваме приблизителната формула (8.4), получаваме, че коефициентът на усилване по ток не се променя и остава около 45.

Като ползваме приблизителната формула (8.5), чрез заместване на приведените стойности на $h'_{21e}$ и $h'_{11e}$ получаваме, че коефициентът на усилване по напрежение има следните стойности: 32, 25, 7, 1 и 0,1.

Изчисленията показват (например, като се ползва формула 8.2), че при увеличаване на $R_E$ изходното съпротивление на стъпалото също нараства.

Голямото входно съпротивление на тази схема се получава в резултат на *последователна отрицателна обратна връзка*, осъществена от резистора в емитера. Най-голямото входно съпротивление, което може да се получи на практика при обикновен емитерен повторител, се определя от стойността на делителя $R_1 - R_2$ и трудно може да се направи по-голямо от 500 kΩ.

На фиг. 17.11 *б* е показана схема с много голямо входно съпротивление, което се дължи на приложената *паралелна положителна обратна връзка*. Понеже по същество схемата е емитерен повторител, променливото изходно напрежение е във фаза с входното. Променливото изходно напрежение от точка *а* през кондензатора $C_2$ и през резистора $R$ се подава на базата на транзистора със същата фаза както входният сигнал. Следователно обратната връзка е положителна и паралелна по отношение на входа. При това положение в краищата на $R$ двете напрежения (входното и изходното) се оказват противоположни. А това означава, че за променливия входен ток съпротивлението на този резистор е далеч по-голямо от неговото активно съпротивление. Доказва се, че при наличност на входен сигнал стойността на това съпротивление за променлив ток е

$$R_{\sim} = \frac{R}{1 + K_u}, \qquad (17.4)$$

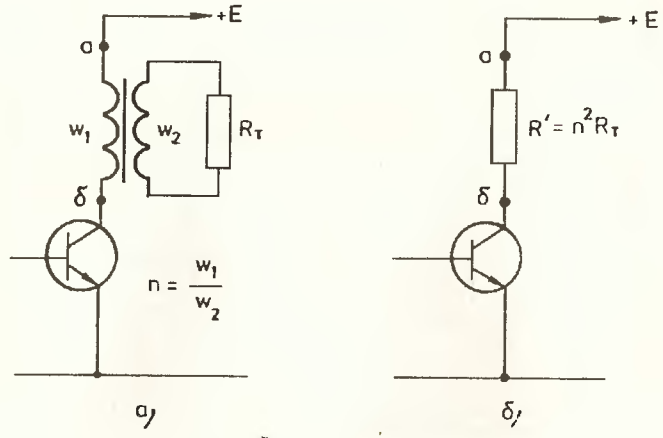
където $K_u$ е коефициентът на усилване по напрежение на емитерния повторител. Например, ако $R = 100$ kΩ и $K_u = 0,95$, $R_{\sim} = 2$ MΩ. Това означава, че схемата може да има голямо входно съпротивление, без за това да е нужен високоомен делител.

## 17.5. ТРАНСФОРМАТОРНА ВРЪЗКА

На фиг. 17.12 *а* товарният резистор $R_т$ е включен в колекторната верига на транзистора посредством трансформатор с коефициент на трансформация $n = \frac{w_1}{w_2}$. В електротехниката се доказва, че



ако премахнем трансформатора и между точките *а* и *б* включим товарен резистор със стойност $R' = n^2 R_т$, режимът на колекторната верига по променлив ток няма да се промени, т.е. токът и напрежението ще се запазят. Или както често се казва, товарното




Фиг. 17.12

съпротивление може да бъде приведено към първичната намотка на трансформатора, като тогава то ще има стойност $R' = n^2 R_т$.

Например, ако между точките *а* и *б* включим трансформатор с коефициент на трансформация $n = 10$ и товарен резистор $R_т = 5$ Ω, това е равносилно, че между същите точки *а* и *б* (фиг. 17.12 *б*) сме включили без трансформатор резистор със стойност $R'_т = n^2 R_т = 10^2 . 5 = 500$ Ω. Ето защо много често се казва, че **трансформаторът трансформира не само тока и напрежението, но и съпротивлението**, като изменя стойността му от $R_т$ на $n^2 R_т$. Обръщаме внимание, че при схемата от фиг. 17.12 *а* товарното съпротивление по постоянен ток е нула.

На фиг. 17.13 *а* е показана трансформаторна връзка между транзисторите $T_1$ и $T_2$ на един НЧ усилвател. Делителят $R_1 - R_2$ осигурява подходящо преднапрежение на базата на втория транзистор. Кондензаторът $C$ дава накъсо по променлив ток резистора $R_2$. В противен случай върху него би се образувал безполезен пад на напрежение. Затова товарното съпротивление по променлив ток $R_т$, включено във вторичната намотка на трансформатора, се състои само от $R_{вх2}$:

$$R_т = R_{вх2}. \qquad (17.5)$$

**Пример 17.7.** Да се намери товарното съпротивление по променлив ток $R_т$, включено към вторичната намотка на трансформатора (фиг. 17.13 *а*), ако двата транзистора са от типа 2Т3511 и имат работна точ-

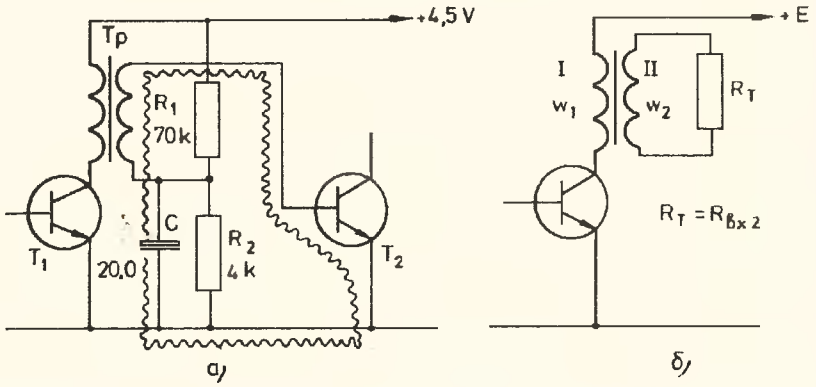
ка $I_{C\text{п}} = 1$ mA и $U_{CE} = 2$ V, $h_{11e} = 1400\ \Omega$, $h_{12e} = 4,5.10^{-4}$, $h_{21e} = 45$, $h_{22e} = 4.10^{-5}$ S, $\Delta_e = 3,6.10^{-2}$.

За намиране на $R_{\text{вх}2}$ ще използваме (8.3):

$$R_{\text{вх}2} \approx h_{11e} = 1400\ \Omega.$$

Тогава за $R_{\text{т}}$ ще получим

$$R_{\text{т}} = R_{\text{вх}2} = 1400\ \Omega.$$




Фиг. 17.13

Преди да намерим коефициента на усилване по напрежение, искаме да подчертаем, че при трансформаторната връзка постояннотоковият пад в първичната намотка се пренебрегва. Следователно товарното съпротивление на транзистора $T_1$ по постоянен ток е нула, а постоянната съставка на колекторното напрежение е равна на напрежението на източника. Пренебрегва се и постояннотоковият пад на напрежение във вторичната намотка на трансформатора, като преднапрежението на базата $T_2$ е равно на пада на напрежение върху резистора $R_2$.

В практиката обикновено са известни изходното съпротивление на транзистора $R_{\text{изх}}$ и товарното съпротивление $R_{\text{т}}$, а се търси какво преводно отношение трябва да има трансформаторът, за да получим пълно съгласуване. В този случай коефициентът на трансформация $n$ на трансформатора се намира по формулата

$$n = \sqrt{\frac{R_{\text{изх}}}{R_{\text{т}}}}. \qquad (17.6)$$

Тази формула е валидна за идеален трансформатор без загуби. Реалните трансформатори притежават загуби, които се изразяват чрез техния коефициент на полезно действие $\eta$. Той най-често се изразява в проценти или в относителни единици и при малките трансформатори с мощност под 1 W се изменя от 40 до 80 % (от



0,4 до 0,8). В такъв случай формулата за $n$ при пълно съгласуване има вида

$$n = \sqrt{\frac{\eta R_{\text{изх}}}{R_{\text{т}}}}. \qquad (17.7)$$

**Пример 17.8** Да се намери необходимият коефициент на трансформация на трансформатора за пълно съгласуване на транзисторните стъпала, дадени на фиг. 17.13 *а*, ако $R_{\text{изх}1} = 30$ kΩ, $R_{\text{вх}2} = 1400\ \Omega$, $\eta = 0,6$.

За улеснение на фиг. 17.13 *б* е дадена еквивалентната схема по променлив ток на стъпалото. Заместваме в (17.7):

$$n = \sqrt{\frac{\eta R_{\text{изх}}}{R_{\text{т}}}} = \sqrt{\frac{0,6.30.10^3}{1,4.10^3}} = 3,5.$$

Този пример показва, че трансформаторът от фиг. 17.13 *а* трябва да е понижаващ и с отношение между навивките 3,5:1. Това е напълно естествено, защото той трябва да нагоди малкото входно съпротивление на $T_2$ към голямото изходно съпротивление на $T_1$.

*Коефициентът на усилване по напрежение* при трансформаторната връзка, т.е. усилването по напрежение от базата на $T_1$ до базата на $T_2$, се дава с формулата

$$K_u = \frac{nR_{\text{т}}h_{21e}}{h_{11e} + n^2R_{\text{т}}\Delta_e}, \qquad (17.8)$$

където $n = \frac{w_1}{w_2}$ е коефициентът на трансформация, а $R_{\text{т}}$ е товарното съпротивление по променлив ток, включено във вторична намотка.

**Пример 17.9** Да се намери коефициентът на усилване по напрежение при схемата, дадена на фиг. 17.13 *а*.

Заместваме в (17.8):

$$K_u = \frac{nR_{\text{т}}h_{21e}}{h_{11e} + n^2R_{\text{т}}\Delta_e} = \frac{3,5.1,4.10^3.45}{1,4.10^3 + 3,5^2.1,4.10^3.3,6.10^{-2}} = 110.$$

Виждаме, че при трансформаторна връзка между транзисторите коефициентът на усилване по напрежение има голяма стойност.

*Коефициентът на усилване по ток* при трансформаторна връзка (отношението на тока в базата на $T_2$ към тока в базата на $T_1$) се дава с формулата

$$K_i = \frac{nh_{21e}}{1 + n^2R_{\text{т}}h_{22e}}. \qquad (17.9)$$

**Пример 17.10.** Да се намери коефициентът на усилване на ток при схемата, дадена на фиг. 17.13 *а*.

Заместваме в (17.9):

$$K_i = \frac{nh_{21e}}{1 + n^2R_{\text{т}}h_{22e}} = \frac{3,5.45}{1 + 3,5^2.1,4.10^3.4.10{-}5} = 92.$$

Полученият резултат показва, че при трансформаторна връзка коефициентът на усилване по ток също има голяма стойност.

Ако използуваме формулата $K_p = K_u K_i$, ще намерим, че *коефициентът на усилване по мощност* при схемата от фиг. 17.13 *а* е около 10 000. Такъв голям коефициент на усилване по мощност може да осигури само трансформаторната връзка.

Като недостатък на трансформаторната връзка се сочи употребата на сравнително скъпия, обемист и сложен за направа трансформатор. Като втори недостатък може да се изтъкнат големите честотни изкривявания, които внася трансформаторът.

Теоретично е установено, че първичната намотка трябва да има индуктивност

$$L_1 \geq \frac{R_{\text{изх1}}}{4\pi F_{\text{н}}}. \qquad (17.10)$$

**Пример 17.11.** Да се намери индуктивността на първичната намотка на свързващия трансформатор от фиг. 17.13 *а*, ако най-ниската честота е $F_{\text{н}} = 300$ Hz.

Заместваме в (17.10):

$$L_1 \geq \frac{R_{\text{изх1}}}{4\pi F_{\text{н}}} = \frac{30.10^3}{4\pi.300} = 8 \text{ H}.$$

Такава индуктивност може да се получи при сравнително голям брой навивки или при употреба на стоманена сърцевина с голямо сечение. Това е един сериозен недостатък на свързващите трансформатори. На практика свързващите трансформатори обикновено се правят с по-малка индуктивност, отколкото предписва формула (17.10), и с по-малко $n$ от това, определено с формула (17.7), т.е. не се спазва точно условието за съгласуване. В резултат на това на практика се получава по-малко усилване на стъпалото, отколкото максималното при съгласуване.

## 17.6. ДИРЕКТНА (ГАЛВАНИЧНА) ВРЪЗКА

Директната връзка между транзисторите намира широко приложение в различните схеми и устройства. Основните ѝ предимства са нейната простота, т.е. създаване на стъпала с малък брой елементи, и широката честотна лента (включително усилване на постоянен ток), което се дължи на липсата на свързващи елементи. Поради тези причини директната връзка е основен вид свързване между транзисторите в интегралните схеми и ще бъде разгледана подробно в част II на тази книга. Тук съвсем бегло ще бъдат споменати само най-важните ѝ особености.

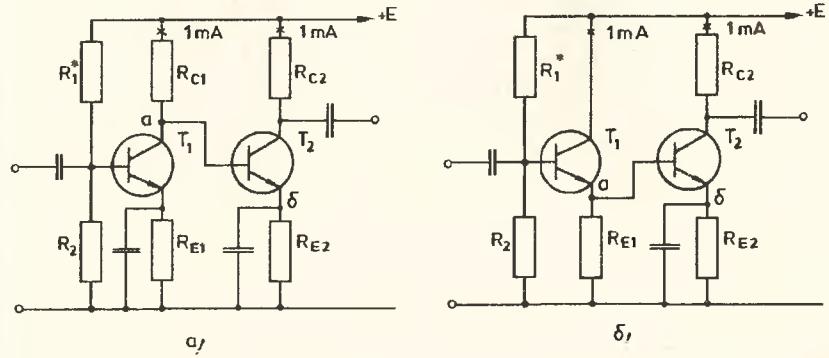
Основен недостатък на директната връзка е това, че постояннотоковите режими на отделните транзистори са свързани помежду



си. Например всяко изменение на обратния колекторен ток на даден транзистор се усилва от следващите стъпала (ето защо директната връзка е особено приложима при силициевите транзистори, където обратните токове са нищожни). Затова при транзисторните схеми с директна връзка се вземат специални мерки за температурна стабилизация — отрицателни обратни връзки, диференциални схеми и т.н. Главно изискване при директно свързани транзисторни стъпала е **осигуряването на подходящ постояннотоков режим на всеки транзистор,** а също така осъществяване на по-добро съгласуване между стъпалата.

На фиг. 17.14 *а* е показана директна връзка между две стъпала с транзистори $T_1$ и $T_2$. Основното изискване в схемата е точката *а* да бъде по-положителна спрямо точката *б* с около 0,1–0,2 V при германиеви транзистори и 0,5–0,7 V при силициеви транзистори. На практика това се постига чрез подходящ избор на $R_1^*$, $R_{C1}$ и $R_{E2}$. Режимът се проверява, като се измерят колекторните токове на покой в местата, означени с кръстчета. Резисторът $R_1$ е **означен със звездичка, което значи, че трябва да се подбере опитно по време на монтажа.**

На фиг. 17.14 *б* е показана директна връзка между две транзисторни стъпала, първото от които е емитерен повторител.




Фиг. 17.14

Тук основното изискване в схемата е точката *а* да бъде по-положителна спрямо точката *б* с около 0,1–0,2 V — при германиеви транзистори, и 0,5–0,7 V — при силициеви. Практически това се постига чрез подбор на $R_1{}^*$, след това и на $R_{E2}$. Нека повторим още един път, че ако няма специални изисквания към стъпалата, колекторният ток на всяко стъпало се препоръчва да бъде 1 mA, тъй като при такава работна точка транзисторът се намира в благоприятен режим на работа.

## 17.7. ОСОБЕНОСТИ НА КРАЙНИТЕ СТЪПАЛА

Предназначението на крайните стъпала е да осигурят необходимата мощност за задействане на изпълнителния елемент — високоговорител, реле и т.н. В повечето случаи за това е необходима значителна мощност, а понеже мощността е произведение от ток и напрежение, очевидно **променливите напрежения и токове в крайните стъпала трябва да бъдат относително големи и съизмерими с постоянните токове и напрежения.** При крайните стъпала работната точка описва значителни участъци от характеристиките на транзисторите, които не са прави линии, и затова главно тук се пораждат нелинейните изкривявания в усилвателите. Поради тези причини в крайните стъпала не се използват малосигналните параметри и изчисленията стават главно по графичния метод.

***Теорема на съгласуването.*** Вече знаем, че всеки генератор (микрофон, магнетофонна глава, усилвателно стъпало и т.н.) се характеризира главно с две величини: електродвижещо напрежение $E$ (е.д.н.) и вътрешен импеданс $Z_1$. При ниски честоти и при опростени изчисления вместо импеданса се взема вътрешното активно съпротивление $R_1$ на генератора. Когато генераторът работи и отдава енергия в товара $R_т$, възниква въпросът: каква трябва да бъде големината на товара, за да имаме максимално отдаване на мощност от генератора в товара?

Ако товарното съпротивление $R_т$ е твърде голямо, токът във веригата ще бъде малък и понеже $P = UI$, отдаваната мощност също ще бъде малка. Ако пък товарът е съвсем нискоомен, падът на напрежение в двата му края ще бъде нищожен и отдаваната мощност пак ще бъде малка. Очевидно съществува някаква междинна стойност за товара, при която ще имаме максимално отдаване по мощност. Намирането на оптималния товар (когато са зададени $E$ и $R_т$) е задача за намиране на максимум на една функция, при решаването на която се доказва следното: **максимално отдаване ще имаме тогава, когато товарът е равен на вътрешното съпротивление на генератора, т.е.**

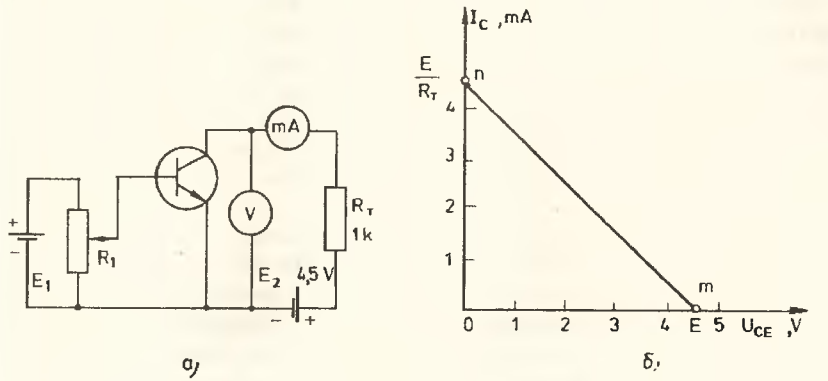
$$R_т = R_г, \qquad (17.11)$$

което е самата теорема за съгласуването. В радиоелектрониката тази теорема не се прилага съвсем строго, а много често се правят компромиси, тъй като тук става дума не изобщо за мощност, а за *максимално възможната мощност*, при която изкривяванията (които са определящият фактор) не надвишават допустимите норми.

***Изходна динамична характеристика (товарна права).*** В реалните схеми транзисторът работи в динамичен режим, т.е. в неговата колекторна верига е включено някакво съпротивление.



Поради това при подаване на входен сигнал има изменение не само на колекторния ток, но и на колекторното напрежение. Ето защо в динамичен режим работата на транзистора се изразява с неговата изходна и входна *динамична* характеристика, които се чертаят в полето на съответните статични характеристики. Нека първо разгледаме изходната динамична характеристика.




Фиг. 17.15

На фиг. 17.15 *а* е показана схема, с чиято помощ може да се снеме изходната динамична характеристика при товарно съпротивление $R_т = 1$ kΩ и напрежение на източника $E = 4,5$ V. Чрез потенциометъра $R_1$ установяваме различни колекторни токове и измерваме съответните напрежения на колектора.

Динамичната изходна характеристика е права линия, която пресича координатните оси в две точки: $m$ и $n$ (фиг. 17.15 *б*). Точката $m$ съответствува на случая, когато транзисторът е запушен и колекторният ток е нула: $I_C = 0$ (пренебрегваме началния колекторен ток). При това положение не се получава пад на напрежението върху $R_т$ и напрежението на колектора е равно на напрежението на източника ($U_{CE} = E$). Или, което е все едно, точката $m$ има координати $(E, 0)$.

Точката $n$ съответствува на случая, когато транзисторът е напълно отпушен, т.е. съпротивлението на участъка емитер–колектор е нула и колекторното напрежение е също нула ($U_{CE} = 0$). При това положение колекторният ток се определя по закона на Ом: $I_C = \dfrac{E}{R_т}$. Или, което е все едно, точката $n$ има координати $(0, \dfrac{E}{R_т})$.

Уравнението на динамичната изходна характеристика може да бъде получено, като се анализира схемата, дадена на фиг. 8.1 *а*.

От тази схема се вижда, че напрежението на източника е равно на сумата от колекторното напрежение и пада на напрежението върху товарното съпротивление: $E = u_c + iR_т$.

Оттук се получава зависимостта между колекторния ток и колекторното напрежение в динамичен режим:

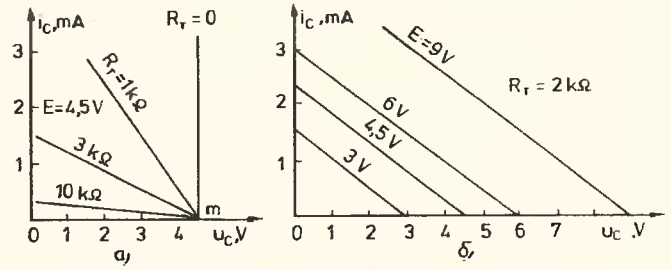
$$u_c = E - i_c R_т. \qquad (17.12)$$

Тази формула изразява аналитично динамичната изходна характеристика на транзистора. И наистина от нея се вижда, че ако $i_c = 0, u_c = E$, т.е. получаваме точката $m$ (фиг. 17.15 *б*), а ако $u_c = 0$, $i_c = \dfrac{E}{R_т}$, т.е. получаваме точката $n$.

Понеже координатите на точките $m$ и $n$ зависят от напрежението $E$ на източника и от големината на товарното съпротивление $R_т$, ясно е, че положението на изходната динамична характеристика върху координатната система ще зависи от тези величини. При едно и също захранващо напрежение изходната динамична характеристика зависи само от големината на товарното съпротивление, поради което тя се нарича още *товарна права*.

На фиг. 17.16 *а* са показани различните положения, които заема изходната динамична характеристика, когато товарното съпротивление има различни стойности, а захранващото напрежение остава постоянно. Виждаме, че при големи стойности на $R_т$ характеристиката е по-полегата, а при малки стойности на $R_т$ — по-стръмна. При $R_т = 0$ товарната права е вертикална. Както се вижда, при постоянно захранващо напрежение, равно на $E$, всички товарни прави минават през точката $m$ $(E, 0)$.

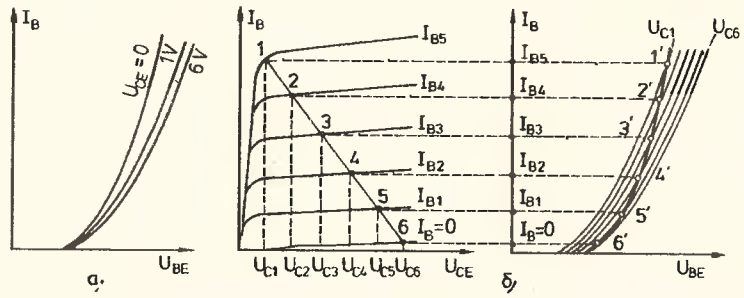
На фиг. 17.16 *б* е показан случаят, когато товарното съпротивление е едно и също ($R_т = 2$ kΩ), а захранващото напрежение има различни стойности. Виждаме, че изходната динамична характеристика заема различни положения, като се мести успоредно на себе си. При по-високи захранващи напрежения тя се отдалечава от центъра на координатната система, а при по-ниски се приближава до него.




Фиг. 17.16



***Входна динамична характеристика.*** В глава V изяснихме, че при увеличаване на колекторното напрежение входните статични характеристики на транзистора при схема ОЕ се отместват надясно. Това отместване е относително голямо, когато колекторното напрежение се изменя от 0 до около 1 V, след което по-нататъшното отместване е сравнително малко (фиг. 17.17 *а*). Понеже по време на работа на стъпалото колекторното напрежение обикновено не става по-малко от 1 V, при редица практически изчисления като входна динамична характеристика се използва входната статична характеристика, съответстваща на колекторното напрежение на покой. Ако все пак е нужно да се построи входната динамична характеристика, това става лесно и е направено на фиг. 17.17 *б*, като точките *1–1′*, *2–2′* и т.н. имат еднакви координати. Обръщаме внимание , че както изходната динамична характеристика, така и входната динамична характеристика се отнасят за определени $R_т$ и $E$. От фиг. 17.17 *б* се вижда, че входната динамична характеристика при схема ОЕ е малко по-стръмна от входните статични характеристики.

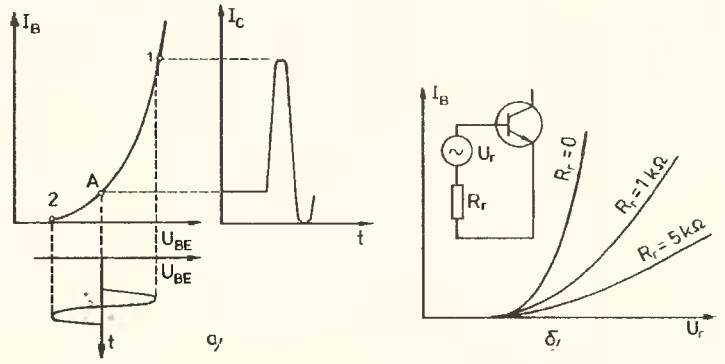



Фиг. 17.17

За практиката е по-важна входната динамична характеристика на транзистора при отчитане на *влиянието на вътрешното съпротивление на генератора*, действащ на входа. Нека обясним това по-подробно.

При малки сигнали работната точка описва сравнително малки участъци от входната характеристика, които в първо приближение могат да се приемат за прави линии. Именно поради това при използване на малосигналните параметри транзисторът се разглежда като линеен четириполюсник. В крайните стъпала обаче сигналите са относително големи и **нелинейността на анодната характеристика** деформира сигнала, т.е. поражда нелинейни изкривявания (фиг.17.18 *а*). Тези изкривявания са най-големи тогава, когато вътрешното съпротивление на генератора е нула, тъй като в този случай транзисторът има входна динамична характе-

ристика като тази, построена на фиг. 17.17 *б*. При увеличаване на вътрешното съпротивление на генератора динамичната характеристика се доближава до права линия (фиг.17.18 *б*), което означава, че и изкривяванията ще бъдат по-малки. Едновременно



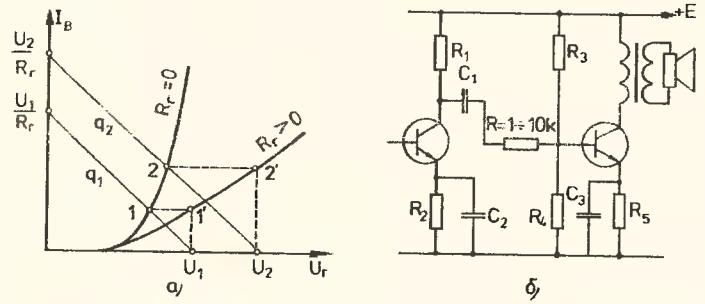

Фиг. 17.18

с това обаче стръмността също намалява, а това води до по-малък коефициент на усилване на стъпалото. Обръщаме внимание, че **така разглежданата динамична характеристика дава зависимостта на базовия ток не от напрежението база–емитер, а от напрежението на генератора.** На фиг. 17.19 *а* е показано как се построява тази динамична характеристика, като, разбира се, трябва да са известни $R_т$ и $U_г$ и собствената динамична характеристика на транзистора при $R_г = 0$. От произволна точка $U_1$ се прекарва генераторната права $q_1$. Тя пресича ординатната ос в точка с ордината $\dfrac{U_1}{R_г}$, а собствената входна динамична характеристика — в точка *1*. От $U_1$ и от точка *1* се получава точката *1′*, която е точка от новата динамична характеристка. Аналогично чрез правата $q_2$ се намира точката *2′* и т.н.

От казаното следва, че **един от начините за линеаризиране на входната характеристика на транзистора е той да бъде задействуван от сравнително високоомен генератор.** А това означава, че когато стъпалата не се съгласуват, изкривяванията са по-малки. Принципът за непълното съгласуване често се използва в практиката, като предното стъпало се прави с по-голямо изходно съпротивление, отколкото входното съпротивление на следващото стъпало. Например, ако крайното и предусилвателното стъпало са свързани с трансформатор, неговият коефициент на трансформация се избира по-малък, отколкото предписва (17.7). По такъв начин крайното стъпало се захранва от *генератор на ток* (вж. фиг. 6.27). Практиката показва, че е достатъчно



изходното съпротивление на предното стъпало да е 5–15 пъти по-голямо от входното съпротивление на следващото стъпало, за да се намалят до минимум нелинейните изкривявания, породени във входа на транзистора.



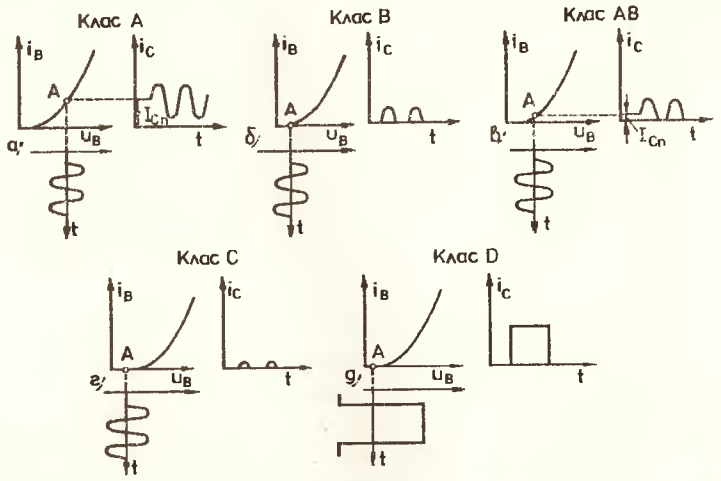

Фиг. 17.19

Със същата цел в базовата верига на някои стъпала се включва резистор $R$ (фиг. 17.19 *б*) със стойност 1–10 kΩ, който линеаризира входната характеристика на транзистора. Обикновено това се прави в тези стъпала, на чийто вход сигналът е значителен. Повтаряме, че качеството се получава за сметка на количеството, тъй като в случая намалява коефициентът на усилването поради разсъгласуването.

**Класове на усилване.** Като подаваме на транзистора различни преднапрежения, можем да изменяме неговия режим на работа. В зависимост от положението на работната точка на покой върху входната характеристика различаваме следните класове на усилване:

**1.** *Клас А.* В този случай работната точка се намира някъде по средата на входната характеристика (фиг. 17.20 *а*). Ако входният сигнал е синусоиден и има *относително малка амплитуда*, изходният сигнал е също синусоиден. При увеличаване на амплитудата на входния сигнал се получава деформиране на изходния сигнал, т.е. появяват се нелинейни изкривявания. Затова постоянната съставка на тока трябва да бъде с 10–20 % по-голяма от амплитудата на променливата съставка. Това означава, че при липса на сигнал колекторният ток на покой трябва да има значителна стойност, а това от своя страна води до малък к. п. д., тъй като при силен и при слаб сигнал постоянната съставка е една и съща. **Клас А е основен усилвателен режим и намира широко приложение там, където сигналите са относително малки** — например в микрофонни усилватели, предусилватели, усилватели на напрежение, нерезонансни ВЧ усилватели, постояннотокови усилватели, фазоинверсни стъпала, маломощни крайни стъпала и т.н.

**2.** *Клас B.* Тук работната точка се намира в началото на входната характеристика на транзистора (фиг. 17.20 *б*) и при липса на входен сигнал колекторният ток на покой практически е нула, поради което неговият к. п. д. е твърде голям. Ако входният сигнал




Фиг. 17.20

е синусоиден и има относително малка амплитуда, изходният сигнал не е синусоиден, а представлява половинки от синусоидата. При увеличаване на амплитудата на входния сигнал изходният сигнал представлява деформирани полусинусоиди. Понеже тук имаме усилване само на едната половинка на синусоидата, този клас се използва в двутактните схеми, където единият транзистор усилва едната полувълна, а другият транзистор — другата. Както се спомена, клас *B* има голям к. п. д., обаче едновременно с това при него се получават нелинейни изкривявания, дължащи се на началното закривяване на входните характеристики, което е особено неприятно при малки сигнали.

**3.** *Клас AB.* Както показва наименованието му, този клас заема средно положение между клас A и клас B. В този случай работната точка се намира недалеч от началото на входната характеристика (фиг. 17.20 *в*). При подаване на входен синусоиден сигнал на изхода се получават импулси, малко по-големи от полусинусоиди. При липса на сигнал колекторният ток не е нула, но е далеч по-малък от амплитудите на променливата съставка, поради което к. п. д. е сравнително голям (50–60 %). Освен това този клас на работа позволява т. нар. *спрягане* на входните характеристики, при което се получават минимални нелинейни изкривявания при двутактна схема. Понастоящем голяма част от маломощните, средномощните и мощните крайни транзисторни стъпала работят в клас AB по двутактна схема заради големия к. п. д. (малък ток на покой при липса на сигнал) и неголемите нелинейни изкривявания.

**4.** *Клас C.* В този случай работната точка се намира наляво от началото на входната характеристика (фиг. 17.20 *г*) и очевидно при липса на входен сигнал колекторният ток практически е нула. При подаване на входни сигнали на изхода се получават импулси, по-малки от полусинусоиди, т.е. транзисторът е запушен за време, по-голямо от полупериода на входния сигнал. Този режим има голям к. п. д. и се използва в резонансните ВЧ усилватели, а също така и в автогенераторите.

**5.** *Клас D.* Този режим се нарича още ключов, тъй като при него транзисторът се намира изключително в две състояния — отпушено и запушено, като преминаването от едното в другото става твърде бързо. Клас D се използва главно в автоматиката, като на входа обикновено се подават двуполярни импулсни напрежения или синусоидно напрежение със значителна амплитуда (фиг. 17.20 *д*).

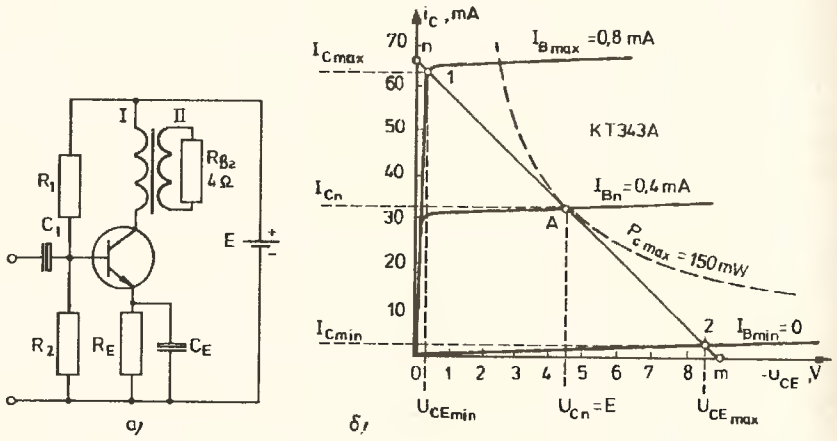
## 17.8. ЕДНОТАКТНО ТРАНСФОРМАТОРНО КРАЙНО СТЪПАЛО

В транзисторната техника еднотактните крайни стъпала се използват сравнително рядко главно поради техния малък к. п. д. Както се изясни в предната точка, транзисторните крайни стъпала по принцип са двутактни и работят в клас AB. Нека с един пример изясним предимствата на двутактната схема. Повечето от малките преносими транзисторни приемници имат максимална изходна мощност около 100 mW и крайното им стъпало е направено от двутактна схема. Когато един такъв приемник е включен, но няма сигнал, той консумира ток 8–10 mA, докато при слабо свирене консумацията е 12–15 mA, а при силно свирене тя нараства на 40–50 mA. Ако в същия приемник крайното стъпало е направено по еднотактна схема, то както при липса на сигнал и при слабо свирене, така и при силно свирене консумацията няма да се изменя, като ще бъде около 80–100 mA. Сега вече става ясно предимството на двутактните крайни стъпала, които имат сравнително голям к. п. д.

В крайните стъпала еднотактната схема се използва, когато изходната мощност не е по-голяма от 20–30 mW, и то главно в радиолюбителски конструкции.

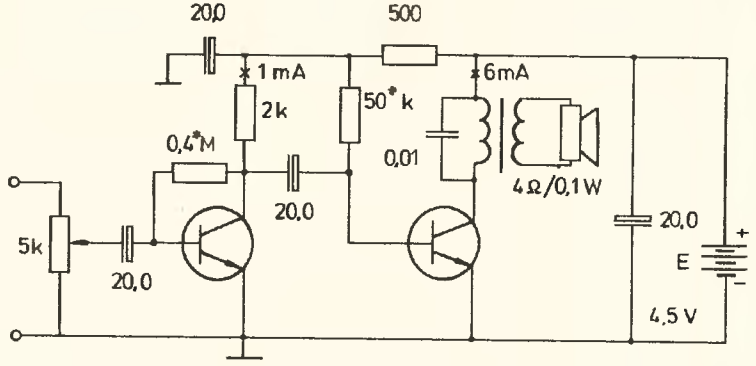
На фиг. 17.21 *а* е показана най-използваната схема на еднотактно трасформаторно крайно стъпало. На фиг. 17.21 *б* в полето на изходните характеристики на употребения транзистор е построе-

на товарната права, съответстваща на захранващото напрежение $E = 4,5$ V и максимално използване на транзистора по мощност. От това построение може да се отчете, че в режим на покой базовият ток трябва да има стойност 0,4 mA, а колекторният — 33 mA.




Фиг. 17.21

На фиг. 17.22 е показан двустъпален НЧ усилвател с високоговорител, като крайното стъпало е еднотактно с изходна мощност 0,25 W. Колекторните токове на покой са отбелязани в схемата и се нагласяват чрез съответен подбор на базовите резистори, оз-




Фиг. 17.22

начени със звездичка. Изходният трансформатор има следните данни: сечение на магнитопровода 0,4–0,5 $cm^2$, първична намотка 1000 навивки/0,07 mm, вторична намотка 60 навивки/0,17 mm. Усилвателят може да се захранва и от източник 9 V, но в този



случай базовите резистори трябва да се увеличат почти двойно, за да имат колекторните токове означените стойности. Тук могат да бъдат употребени които и да са маломощни транзистори, като се нагласяват означените им колекторни токове на покой.

## 17.9. ДВУТАКТНО ТРАНСФОРМАТОРНО КРАЙНО СТЪПАЛО

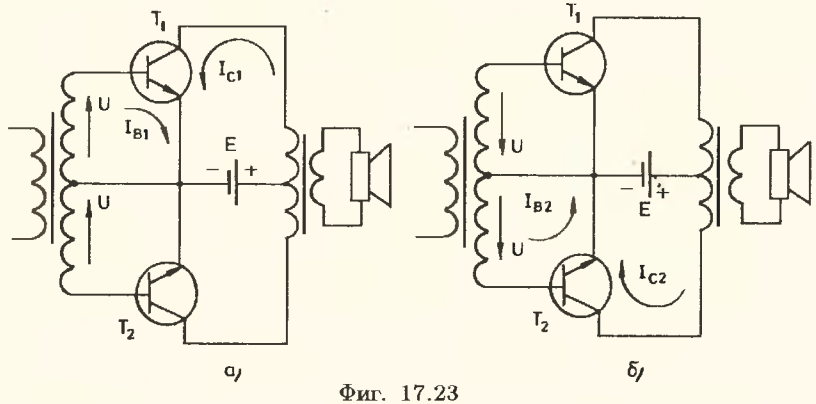
Големите предимства на двутактните стъпала са причината, поради която те намират най-широко приложение в НЧ усилватели.

Най-важната особеност на двутактните стъпала е тази, че при липса на сигнал (за разлика от еднотактните стъпала) колекторният ток на покой на двата транзистора може да се направи сравнително малък. Поради тази причина к. п. д. може да достигне до 78 %.

Друга особеност на двутактната схема е по-доброто използване на транзисторите по мощност. Така например при зададен коефициент на нелинейните изкривявания $k = 5$ % при еднотактна схема от транзистора 2Т3511 може да се получи полезна мощност 25 mW, а при двутактна схема от два транзистора 2Т3511 се получава не 50, а 100 mW полезна мощност.

Като недостатък на двутактната схема се сочи необходимостта от фазоинверсно стъпало, осигуряващо противофазни напрежения и токове.

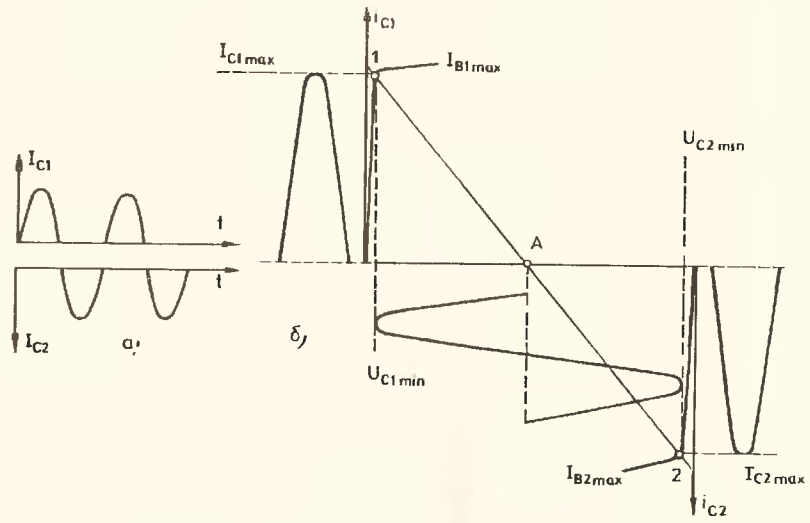
***Двутактна схема клас B.*** На фиг. 17.23 е показана двутактна схема, като входният сигнал се подава индуктивно чрез драй-




Фиг. 17.23

верен трансформатор. Понеже при липса на сигнал двете бази не получават преднапрежение, двата транзистора са запушени (пренебрегваме началните токове $I_{CES}$), т.е. имаме двутактна схема клас B.

Нека разгледаме как работи двутактната схема. През положителния полупериод на входното напрежение транзисторът $T_2$ е запушен, а работи само транзисторът $T_1$ (фиг. 17.23 *а*). През отрицателния полупериод на входното напрежение транзисторът $T_2$ работи, а транзисторът $T_1$ е запушен (фиг. 17.23 *б*). Става ясно, че токовете на двата транзистора не са синусоидни, а представляват половинки от синусоидата (фиг. 17.24 *а*).




Фиг. 17.24

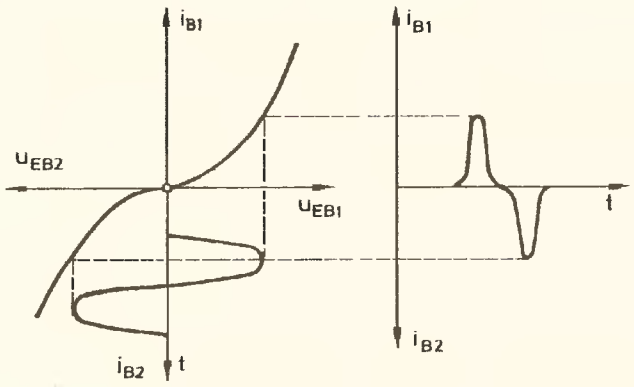
Колекторните токове на $T_1$ и $T_2$ протичат през първичната намотка на изходния трансформатор в противоположни посоки, като се редуват. В резултат на това в магнитопровода се създава синусоидно магнитно поле, което от своя страна индуцира във вторичната намотка синусоидно напрежение. **За получаване на пълна симетрия двата транзистора трябва да имат еднакви параметри.**

На фиг. 17.24 *б* са начертани резултатната товарна права и полувълните на токовете. Работната точка $A$ в режим на покой има координати $(E, 0)$, което съответства на запушеното състояние на двата транзистора. Началните колекторни токове $I_{CES}$ на запушените транзистори са пренебрегнати.

Двутактните усилватели клас В имат голям к. п. д., защото при липса на сигнал двата транзистора са запушени, т.е. няма консумация на електрическа енергия.

Главен недостатък на двутактната схема клас В са големите нелинейни изкривявания, породени от нелинейното входно съпротивление на всеки един от транзисторите. Както установихме (вж. фиг. 17.18 *а*), ако входното напрежение е синусоидно, базовите токове няма да бъдат синусоидни. Изкривяванията, получени вследствие на тази нелинейност, са показани на фиг. 17.25.






Фиг. 17.25

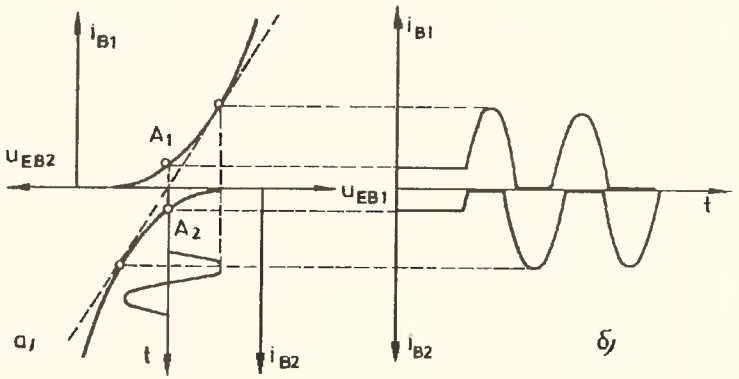
Виждаме, че при синусоидно входно напрежение базовите токове не представляват половинки от синусоиди. От правата пропорционалност между базов и колекторен ток следва, че колекторните токове ще имат същата изкривена форма. Тези нелинейни изкривявания се проявяват особено силно при слаби сигнали, където нелинейността на входната характеристика е силно подчертана.

Нелинейните изкривявания могат да се намалят, ако крайното стъпало се задейства от източник със значително вътрешно съпротивление (т.е. от генератор на ток). Друг начин за намаляване на изкривяванията е прилагането на отрицателна обратна връзка.

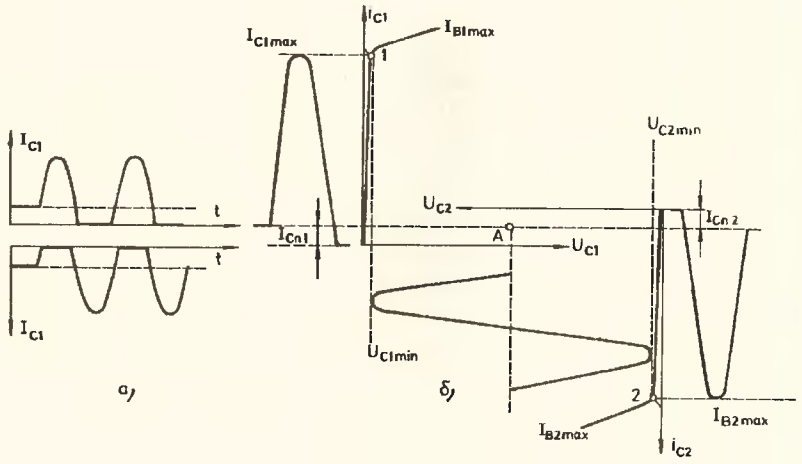
Най-често обаче се използват схемите, при които крайните транзистори работят в клас АВ.

***Двутактна схема клас АВ.*** Тя се характеризира с това, че на базите на двата транзистора се подава малко преднапрежение от порядъка на 0,1 V при германиеви и около 0,6 V при силициеви транзистори, което поражда определен базов, съответно колекторен ток на покой. В резултат на това двете входни характеристики са взаимноотместени (фиг. 17.26 *а*). В базовата верига на всеки транзистор протича ток в продължение на повече от половин период и поради това базовите токове не представляват половинки от синусоидата (фиг. 17.26 *б*). Съвсем аналогична форма имат токовете в колекторните вериги (фиг. 17.27 *а*). Като се вземат под внимание формата на тези токове и посоките на тяхното протичане, доказва се, че магнитното поле в магнитопровода на изходния трансформатор е почти синусоидно.

На фиг. 17.27 *б* са начертани резултатната товарна права и полувълните на токовете. В режим на покой работната точка $A$ не лежи на абсцисната ос, а е малко по-нагоре, което съответства на определен колекторен ток на покой $I_{Cп}$.




Фиг. 17.26



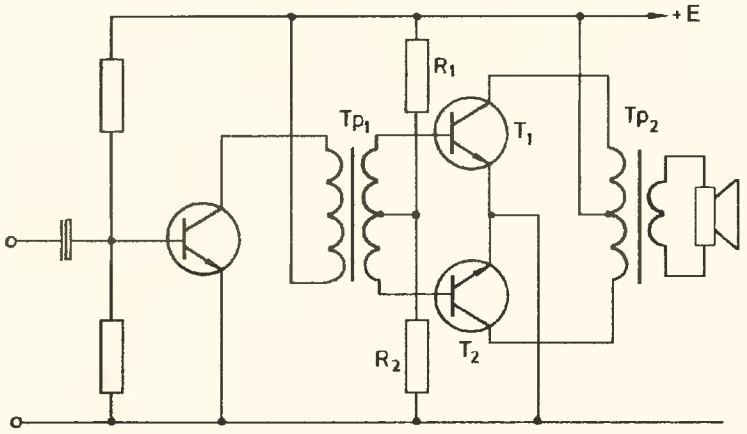

Фиг. 17.27

При маломощните транзистори най-малки нелинейни изкривявания се получават тогава, когато преднапрежението на базите е около 0,1 V при германиеви и около 0,6 V при силициеви транзистори, а колекторният ток на покой на всеки транзистор е 1–3 mA.

Наличността на колекторни токове при липса на сигнал е причина за известно намаление на к. п. д., който при клас АВ е около 60 %.



На фиг. 17.28 е показана двутактна маломощна схема заедно с фазоинверсното стъпало, което осигурява противофазни напрежения. Базите на двата крайни транзистора получават необходимите преднапрежения чрез делителя $R_1 - R_2$. За по-голяма




Фиг. 17.28

стабилност токът през този делител се избира около 1 mA. Веднага се вижда, че за да получим преднапрежение на базите около 0,5 V, резисторът $R_2$ трябва да бъде сравнително малък — например 300 Ω. По такъв начин се намалява и променливотоковата входна мощност, изразходвана в $R_2$. Тази мощност може да бъде сведена до минимум, ако $R_2$ се шунтира с един кондензатор към шаси. Това обаче не се прави по следните причини.Еднопосочната проводимост на участъците емитер–база би станала причина за зареждане на този кондензатор до някакво напрежение, което ще бъде пропорционално на големината на входния сигнал. Но при крайните стъпала входният сигнал е съизмерим с преднапрежението на базата и това ще промени положението на работната точка.

***Проектиране на двутактно крайно стъпало.*** При проектирането на двутактни стъпала най-често е зададена променливата мощност, която трябва да получим, а е необходимо да се изберат подходящи транзистори и да се определи техният режим.

Практиката е показала, че при проектиране на двутактни стъпала е удобно всички изчисления да се правят за един транзистор и въз основа на симетрията получените резултати се сумират или удвояват.

**Пример 17.12.** Да се проектира двутактно крайно стъпало с дани: променливотокова мощност във високоговорителя $P_{вг} = 0,1$ W; нап-

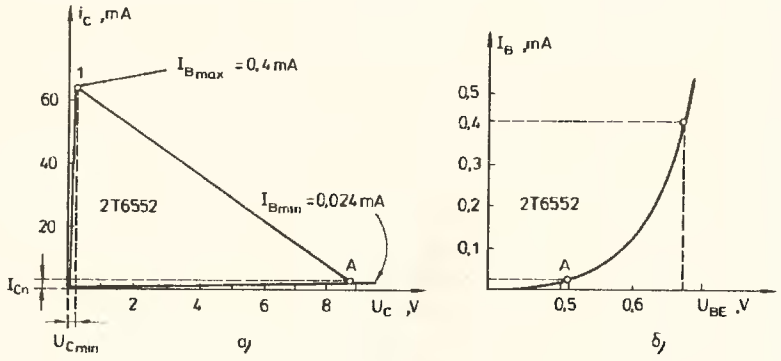
режение на източника $E = 4,5$ V; съпротивление на високоговорителя $R_{вг} = 4\ \Omega$; коефициент на честотните изкривявания $M = 3$ dB $= 1,41$; най-ниска възпроизвеждана честота $F_н = 100$ Hz.

**1.** Избираме схемата, показана на фиг. 17.28.

**2.** Намираме най-благоприятното товарно съпротивление на един транзистор

$$R_{т1} = \frac{E^2}{1,3.P_{вг}} = \frac{4,5^2}{1,3.0,1} = 155\ \Omega.$$

**3.** Определяме необходимата амплитуда, която трябва да има колекторният ток на всеки транзистор (която в случая съвпада с максималния колекторен ток на един транзистор) $I_{Cm} = I_{Cmax} \approx \frac{3P_{вг}}{E} = \frac{3.0,1}{4,5} =$ $= 0,067$ A (фиг. 17.29 *а*).




Фиг. 17.29

**4.** Намираме амплитудата на напрежението на променливия колекторен ток $U_{Cm} \approx E = 4,5$ V.

**5.** Намираме максималното напрежение, което действа на колектора на един транзистор $E_{Cmax} \approx 2E = 2.4,5 = 9$ V.

**6.** Определяме максималната мощност, разсейвана на колектора на един транзистор, $P_{Cmax} \approx 0,3P_{вг} = 0,3.0,1 = 0,03$ W.

**7.** Трябва да изберем транзистори, всеки един от които да има максимално допустимо колекторно напрежение, по-голямо от $2E = 9$ V, максимален колекторен ток, по-голям от $I_{Cmax} = 0,067$ A, и максимална разсейвана мощност на колектора, по-голяма от $P_{Cmax} = 0,03$ W. Избираме транзистора 2Т6552 с параметри $U_{CEmax} = 60$ V, $I_{Cmax} = 100$ mA, $P_{Cmax} = 800$ mW.

**8.** Променливотоковата мощност, отдадена на един транзистор, се намира по формулата $P_{\sim 1} = \frac{1}{4}U_{Cm}I_{Cm} = \frac{1}{4}.4,5.0,067 = 0,075$ W.

**9.** Постояннотоковата мощност, консумирана от един транзистор по време на работа, се намира по формулата $P_{01} = \frac{1}{\pi}U_{Cm}I_{Cm} = \frac{1}{\pi}.4,5.0,067 =$ $= 0,096$ W.



**10.** Определяме к. п. д. на един транзистор $\eta = \frac{P_{\sim 1}}{P_{01}} = \frac{0,075}{0,096} = 77\ \%$. Това е теоретичният к. п. д., при който не се вземат под внимание изкривяванията. Реалният к. п. д. е по-малък.

**11.** Променливотоковата мощност, отдадена от транзистора в изходния трансформатор, е $P_{\sim} = 2P_{\sim 1} = 2.0,075 = 0,15$ W.

**12.** Приемаме к. п. д. на изходния трансформатор $\eta_{тр} = 0,7$; за мощността във високоговорителя получаваме $P_{вг} = \eta_{тр}P_{\sim} = 0,7.0,15 =$ $= 0,105$ W.

**13.** Резултатното товарно съпротивление от колектор до колектор намираме по формулата $R_т = 4R_{т1} = 4.155 = 620\ \Omega$.

**14.** Коефициент на трансформация на изходния трансформатор

$$n = \sqrt{\frac{\eta_{тр}R_т}{R_{вг}}} = \sqrt{\frac{0,7.620}{4}} = 10.$$

**15.** Индуктивността на първичната намотка намираме по формулата $L_1 = \frac{R_т}{8F_н} = \frac{620}{8.100} = 0,77$ H.

**16.** Най-малкото сечение на магнитопровода при употреба на силициева ламарина е $Q_ж = 200\frac{R_{вг}}{F_н} = 200\frac{0,1}{100} = 0,2$ cm$^2$. Избираме $Q_ж =$ $= 0,25$ cm$^2$. Подходящи са ламели Ш-5 със средна дължина на силовите линии $l_ж = 5$ cm.

**17.** Броят на навивките в първичната намотка е $w_1 = 350\sqrt{\frac{L_1 l_ж}{Q_ж}} =$ $= 350\sqrt{\frac{0,77.5}{0,25}} = 1400$ навивки, като в средата правим извод.

**18.** Диаметърът на проводника на първичната намотка е

$$d_1 = 0,02\sqrt[4]{I_{Cп}^2 + \frac{1}{2}I_{Cm}^2} = 0,02\sqrt[4]{2^2 + \frac{1}{2}67^2} = 0,12\ \text{mm}.$$

**19.** Броят на навивките във вторичната намотка е $w_2 = \frac{w_1}{n} = \frac{1400}{10} =$ $= 140$ навивки.

**20.** Диаметърът на проводника на вторичната намотка е $d_2 = d_1\sqrt{n} =$ $= 0,12\sqrt{10} = 0,38$ mm.

**21.** От входната характеристика на фиг. 17.29 *б* се отчитат стойности за един транзистор:

а) амплитудата на променливия базов ток е $I_{Bm} = I_{Bmax} - I_{Bmin} =$ $= 0,4 - 0,024 = 0,376$ mA $= 3,76.10^{-4}$ A ;

б) амплитудата на променливото базово напрежение е $U_{Bm} = U_{Bmax} -$ $- U_{Bmin} = 0,68 - 0,51 = 0,17$ V.

**22.** Променливата мощност, изразходвана в базовата верига на един транзистор, е $P_{\sim B1} = \frac{1}{4}U_{Bm}I_{Bm} = \frac{1}{4}0,17.3,76.10^{-4} =$ $= 0,16$ mW. Обща-

та променливотокова мощност, изразходвана в базовите вериги на двата транзистора, е $P_{\sim B} = 2P_{\sim B1} = 2.1{,}6.10^{-5} = 3{,}2.10^{-5}$ W.

**23.** Коефициентът на усилване по напрежение на крайното стъпало е

$$K_u = \frac{U_{Cm}}{U_{Bm}} = \frac{4{,}5}{0{,}17} = 26.$$

**24.** Коефициентът на усилване по ток на крайното стъпало е $K_i = \frac{I_{Cm}}{I_{Bm}} = \frac{0{,}067}{3{,}76.10^{-4}} = 180.$

**25.** Коефициентът на усилване по мощност на крайното стъпало е $K_p = K_u K_i = 26.180 = 4300.$

***Проектиране на драйверно стъпало.*** Задачата на драйверното стъпало е да осигури противофазни напрежения (съответно токове) на базите на двата крайни транзистора.

**Пример 17.13.** Да се проектира драйверно стъпало, необходимо за задействане на изчисления в пример 17.12 двутактов усилвател (фиг. 17.28).

**1.** Намираме входното съпротивление на базовата верига на един транзистор от крайното стъпало: $R_{\text{вх}B1} = \frac{U_{Bm}}{I_{Bm}} = \frac{0{,}17}{3{,}76.10^{-4}} = 450\ \Omega.$

**2.** Намираме товарното съпротивление, включено към двата края на вторичната намотка на драйверния трансформатор: $R_т = 4.R_{\text{вх}B1} = 4.450 = 1800\ \Omega.$

**3.** Поради малката мощност избираме транзистор 2Т3511 с работна точка $I_{Cп} = 1$ mA, $U_{CE} = 4$ V, $h_{11e} = 2$ kΩ, $h_{12e} = 0{,}4.10^{-3}$, $h_{21e} = 4{,}5.10^{-5}$ S, $\Delta_e = 6.10^{-2}$.

**4.** Намираме изходното съпротивление на транзистора, като приемаме $R_г = 1$ kΩ:

$$R_{изх} = \frac{h_{11e} + R_г}{\Delta_e + R_г h_{22e}} = \frac{2.10^3 + 10^3}{6.10^{-2} + 10^3.4{,}5.10^{-5}} = 30\ \text{kΩ}.$$

За да осигурим по-малки нелинейни изкривявания, приемаме условно, че изходното съпротивление на транзистора е 5–15 пъти по-малко от действителната стойност, при което фактически драйверното стъпало е генератор на ток. Приемаме $R'_{изх} = 0{,}2$, $R_{изх} = 0{,}2.30.10^3 = 6$ kΩ.

**5.** Приемаме к. п. д. на драйверния трансформатор $\eta_{тр} = 0{,}7$.

**6.** Намираме $n = \frac{w_1}{w_2} = \sqrt{\frac{\eta_{тр} R'_{изх}}{R_т}} = \sqrt{\frac{0{,}7.6.10^3}{1{,}8.10^3}} = 1{,}5.$

**7.** Индуктивността на първичната намотка ще бъде $L_1 = \frac{R'_{изх}}{4\pi F_н} = \frac{6.10^3}{4\pi.100} = 5$ H.

**8.** Определяме най-малкото сечение на магнитопровода при употреба на силициева ламарина: $Q_ж = \frac{I_{Cп} L_1}{100} = \frac{1^2.5}{100} = 0{,}05$ cm. Приемаме $Q_ж = 0{,}16$ cm$^2$ и ламели Ш-4.



**9** Намираме броя на навивките в първичната намотка: $w_1 \approx \frac{45 L_1 I_{Cп}}{Q_ж} = \frac{45.5.1}{0{,}1} = 220$ навивки.

**10.** Диаметърът на проводника на първичната намотка е $d_1 = 0{,}02\sqrt{I_{Cп}} = 0{,}02\sqrt{1} = 0{,}02$ mm. Приемаме проводник с диаметър 0,05 mm.

**11.** Броят на навивките във вторичната намотка е $w_2 = \frac{w_1}{n} = \frac{2250}{1{,}5} = 1500$ навивки с извод в средата.

**12.** Диаметърът на проводника на вторичната намотка е $d_2 = d_1\sqrt{n} = 0{,}02\sqrt{1{,}5} = 0{,}025$ mm; приемаме $d_2 = 0{,}05$ mm.

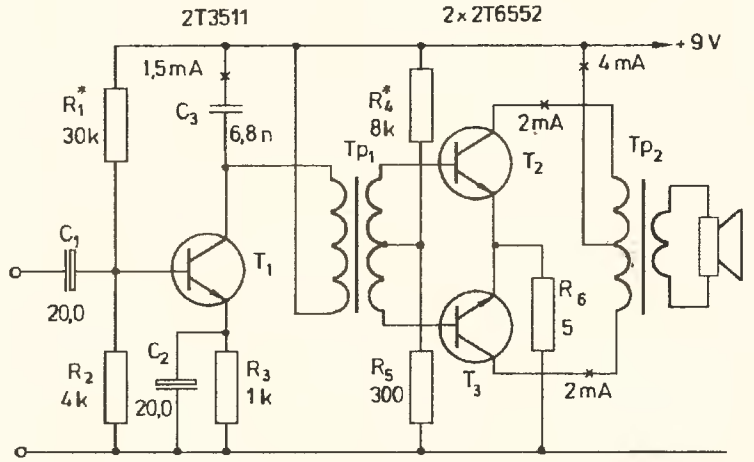
**13.** Коефициентът на усилване по напрежение на драйверното стъпало, отнесен към вторичната намотка, е

$$K_u = \frac{1}{2}.\frac{n R_т h_{21e}}{h_{11e} + n_2 R_т \Delta_e} = \frac{1}{2}.\frac{1{,}5.1{,}8.10^3.75}{2.10^3 + 1{,}5^2.1{,}8.10^3.6.10^3} = 50.$$

Това означава, че чувствителността на целия усилвател от фиг.17.28 е

$$U_{вх} = \frac{U_{Bm}}{K_u} = \frac{0{,}17}{50} = 35\ \text{mV}.$$

На фиг. 17.30 е показана практическа схема на двустъпален НЧ усилвател с двутактно крайно стъпало. Изходната мощност на усилвателя е 100 mV, а чувствителността му е около 30 mW.




Фиг. 17.30

При тези данни коефициентът на нелинейни изкривявания е около 10 %, а средният консумиран ток е от порядъка на 15 mA. Изходният трансформатор има следните данни (при $R_{вг} = 4 \div 6\ \Omega$):

магнитопровод — пермалой Ш-4 със сечение $Q_ж = 0,3 \div 0,5$ cm$^2$; първична намотка $2 \times 450$ навивки ПЕЛ-0,1 mm; вторична намотка 60 навивки ПЕЛ-0,23 mm. Драйверният трансформатор има следните данни: магнитопровод — пермалой Ш-4 със сечение 0,2–0,4 cm$^2$; първична намотка 1600 навивки ПЕЛ-0,06 mm; вторична намотка $2 \times 250$ навивки ПЕЛ-0,08 mm. Колекторните токове в режим на покой са отбелязани на схемата, като техните големини практически се определят чрез подбор на резисторите $R_1$ и $R_2$.

Резисторът $R_6$ служи за температурна стабилизация. Неговото действие е изяснено в т. 6.7. Наличността на резистора $R_6$ води до отрицателна обратна връзка по ток, която подобрява качествата на стъпалото, но едновременно с това намалява изходната мощност. Ето защо в практиката емитерният резистор $R_6$ има стойност най-често 3–10 Ω.

## 17.10. БЕЗТРАНСФОРМАТОРНИ КРАЙНИ СТЪПАЛА

Недостатъците на НЧ трансформатори са общоизвестни: голям обем, висока цена, сложна технология, големи нелинейни и честотни изкривявания, Като се прибави и излишният разход на енергия (к. п. д. е от порядъка на 0,4–0,9), става ясно, че премахването на изходните трансформатори е един основен проблем в НЧ усилвателна техника.

По принцип този проблем може да бъде решен, като се осигури съгласуване между високоговорителя и усилвателния елемент. Досегашната практика показва, че най-добри технико-икономически показатели имат високоговорители със съпротивление на бобинката $R_{вг} = 2 \div 12$ Ω. Значителна мощност обаче в едно толкова малко съпротивление може да бъде получена със сравнително големи токове, т.е. усилвателният елемент трябва да има твърде малко изходно съпротивление.

Съществува голямо разнообразие на безтрансформаторни крайни стъпала, което се дължи както на възможността за включване по трите основни типа схеми (ОЕ, ОБ, ОК), така и на употребата на двата основни типа транзистори: PNP и NPN.

Безтрансформаторните крайни стъпала се изграждат, като се използва директната връзка между транзисторите. Понастоящем вече са разработени крайни стъпала на интегрални схеми с радиатор, чиято мощност достига няколко десетки вата. Въпросите, свързани с безтрансформаторните крайни стъпала, ще бъдат разгледани подробно в част II на настоящата книга.





**Основни параметри на българските биполярни транзистори (вж. изображението на цоклите в края на таблицата)**

| Транзистор | Тип | $U_{CB\,max}$, V | $I_{C\,max}$, mA(A) | $f_т$ MHz(kHz) | $h_{21E}$, $\beta$ | $P_{C\,max}$, mW (W) | Цокъл |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| AC103A | Ge,PNP | −32 | 200 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| AC103B | Ge,PNP | −45 | 200 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| AC103W | Ge,PNP | −60 | 250 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| AC104A | Ge,NPN | 32 | 150 | 1 | >20 | 150 | 1 |
| AC104B | Ge,NPN | 32 | 150 | 1,5 | >20 | 150 | 1 |
| AC104W | Ge,NPN | 32 | 150 | 2,2 | >20 | 150 | 1 |
| AC350 | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | 500 | 2 |
| AC350H | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | 300 | 2 |
| AC350K | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | (2,5) | 2 |
| AC402A | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | 300 | 2 |
| AC402B | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | (2,5) | 2 |
| AC402W | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 2,5 | >20 | 500 | 2 |
| AC404A | Ge,PNP | −45 | 500 | 2 | >20 | 350 | 3 |
| AC404B | Ge,PNP | −45 | 500 | 1,8 | >20 | 550 | 3 |
| AC404W | Ge,PNP | −45 | 500 | 1 | >20 | 550 | 3 |
| AD301 | Ge,PNP | −30 | (3) | (200) | 20–150 | (30) | 4 |
| AD302 | Ge,PNP | −40 | (3) | (200) | 20–150 | (45) | 4 |
| AD303 | Ge,PNP | −60 | (3) | (200) | 20–150 | (45) | 4 |
| AD304 | Ge,PNP | −80 | (3) | (200) | 20–150 | (45) | 4 |
| AD312 | Ge,PNP | −40 | (6) | (250) | 20–80 | (45) | 4 |
| AD313 | Ge,PNP | −60 | (6) | (250) | 20–80 | (45) | 4 |
| AD314 | Ge,PNP | −80 | (6) | (250) | 20–80 | (45) | 4 |
| AD325 | Ge,PNP | −100 | (10) | (100) | 15–80 | (45) | 4 |
| AD701D | Ge,PNP | −40 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| AD701E | Ge,PNP | −60 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| AD701G | Ge,PNP | −80 | (3) | (300) | >20 | (45) | 4 |
| AD701J | Ge,PNP | −80 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| AD702A | Ge,PNP | −30 | (3) | (200) | >20 | (30) | 4 |
| AD702B | Ge,PNP | −40 | (3) | (200) | >20 | (45) | 4 |
| AD702D | Ge,PNP | −40 | (6) | (250) | >20 | (45) | 4 |
| AD702E | Ge,PNP | −60 | (6) | (250) | >20 | (45) | 4 |
| AD702G | Ge,PNP | −80 | (3) | (200) | >20 | (45) | 4 |
| AD702J | Ge,PNP | −80 | (6) | (250) | >20 | (45) | 4 |
| AD702W | Ge,PNP | −60 | (3) | (200) | >20 | (45) | 4 |
| AD702Z | Ge,PNP | −100 | (10) | (400) | >20 | (45) | 4 |
| AF203A | Ge,PNP | −30 | 250 | 7,5 | >20 | 150 | 2 |
| AF203B | Ge,PNP | −24 | 250 | 12 | >20 | 150 | 2 |
| AF203W | Ge,PNP | −18 | 250 | 25 | >20 | 150 | 2 |
| AF301A | Ge,PNP | −20 | 10 | 25 | ≥20 | 150 | 1 |
| AF301B | Ge,PNP | −20 | 10 | 45 | ≥20 | 150 | 1 |
| AF301D | Ge,PNP | −20 | 10 | 68 | >20 | 150 | 1 |
| AF301E | Ge,PNP | −20 | 10 | 87 | >20 | 150 | 1 |
| AF301G | Ge,PNP | −20 | 10 | 65 | ≥20 | 150 | 1 |
| AF301J | Ge,PNP | −20 | 10 | 100 | ≥20 | 150 | 1 |
| AF301W | Ge,PNP | −20 | 10 | 20 | >20 | 150 | 1 |
| AF302A | Ge,PNP | −32 | 10 | 40 | >20 | 120 | 1 |
| AF302B | Ge,PNP | −32 | 10 | 60 | >20 | 120 | 1 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| AF302G | Ge,PNP | −32 | 10 | 85 | >20 | 120 | 1 |
| AF302W | Ge,PNP | −32 | 10 | 70 | >20 | 120 | 1 |
| ASX11 | Ge,PNP | −30 | 250 | 7,5 | >20 | 150 | 1 и 2 |
| ASX12 | Ge,PNP | −24 | 250 | 12 | >20 | 150 | 1 и 2 |
| ASX13 | Ge,PNP | −18 | 250 | 25 | >20 | 150 | 1 и 2 |
| ГТ203А | Ge,PNP | −30 | 250 | 7,5 | >20 | 150 | 2 |
| ГТ203Б | Ge,PNP | −24 | 250 | 12 | >20 | 150 | 2 |
| ГТ203В | Ge,PNP | −18 | 250 | 25 | >20 | 150 | 2 |
| ГТ204А | Ge,PNP | −10 | 5 | 5 | 10–200 | 150 | 5 |
| ГТ301А | Ge,PNP | −20 | 10 | 40 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301Б | Ge,PNP | −20 | 10 | 27 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301В | Ge,PNP | −20 | 10 | 20 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301Г | Ge,PNP | −20 | 10 | 65 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301Д | Ge,PNP | −20 | 10 | 68 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301Е | Ge,PNP | −20 | 10 | 87 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ301Ж | Ge,PNP | −20 | 10 | 100 | >20 | 150 | 1 |
| ГТ302А | Ge,PNP | −32 | 10 | 40 | >20 | 120 | 1 |
| ГТ302Б | Ge,PNP | −32 | 10 | 60 | >20 | 120 | 1 |
| ГТ302В | Ge,PNP | −32 | 10 | 70 | >20 | 120 | 1 |
| ГТ302Г | Ge,PNP | −32 | 10 | 85 | >20 | 120 | 1 |
| ГТ702А | Ge,PNP | −30 | (3) | (200) | >20 | (30) | 6 |
| ГТ702Б | Ge,PNP | −40 | (3) | (200) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702В | Ge,PNP | −60 | (3) | (200) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702Г | Ge,PNP | −80 | (3) | (200) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702Д | Ge,PNP | −40 | (6) | (250) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702Е | Ge,PNP | −60 | (6) | (250) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702Ж | Ge,PNP | −80 | (6) | (250) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ702З | Ge,PNP | −100 | (10) | (400) | >20 | (45) | 6 |
| ГТ1321 | Ge,PNP | −32 | 250 | 0,9 | 20–44 | 200 | 1 |
| ГТ1322 | Ge,PNP | −32 | 250 | 1,2 | 40–66 | 200 | 1 |
| ГТ1323 | Ge,PNP | −32 | 250 | 1,7 | 60–150 | 200 | 1 |
| ГТ1351 | Ge,PNP | −32 | 150 | 1,0 | 20–44 | 200 | 1 |
| ГТ1352 | Ge,PNP | −32 | 150 | 1,4 | 40–66 | 200 | 1 |
| ГТ1353 | Ge,PNP | −32 | 150 | 1,7 | 60–250 | 200 | 1 |
| ГТ2306 | Ge,PNP | −18 | 100 | 1,5 | 15–70 | 150 | 1 |
| ГТ2307 | Ge,PNP | −18 | 100 | 4 | 25–120 | 150 | 1 |
| ГТ2308 | Ge,PNP | −18 | 100 | 7 | 40–180 | 150 | 1 |
| ГТ4124 | Ge,PNP | −24 | 500 | 0,6 | 20–44 | 350 | 3 |
| ГТ4125 | Ge,PNP | −24 | 500 | 0,8 | 40–150 | 350 | 3 |
| ГТ4130 | Ge,PNP | −24 | 500 | 0,6 | 25–44 | 550 | 7 |
| ГТ4131 | Ge,PNP | −24 | 500 | 0,8 | 40–150 | 550 | 7 |
| ГТ4143 | Ge,PNP | −45 | 500 | 0,6 | 20–44 | 350 | 3 |
| ГТ4144 | Ge,PNP | −45 | 500 | 0,8 | 40–80 | 350 | 3 |
| ГТ4145 | Ge,PNP | −45 | 500 | 0,6 | 20–44 | 550 | 7 |
| ГТ4146 | Ge,PNP | −45 | 500 | 0,8 | 40–80 | 550 | 3 |
| ГТ4350 | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 1,0 | 50–250 | 300 | 3 |
| ГТ4351 | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 1,0 | 50–250 | (1,5) | 3 |
| ГТ4352 | Ge,PNP | −32 | (1,5) | 1,0 | 50–250 | (2,5) | 3 |
| ГТ7212 | Ge,PNP | −30 | (3) | 0,2 | 20–150 | (30) | 4 |
| ГТ7213 | Ge,PNP | −40 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7214 | Ge,PNP | −60 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7238 | Ge,PNP | −40 | (6) | 0,25 | 20–80 | (40) | 4 |
| ГТ7239 | Ge,PNP | −60 | (6) | 0,25 | 20–80 | (40) | 4 |
| ГТ7240 | Ge,PNP | −80 | (6) | 0,25 | 20–80 | (40) | 4 |



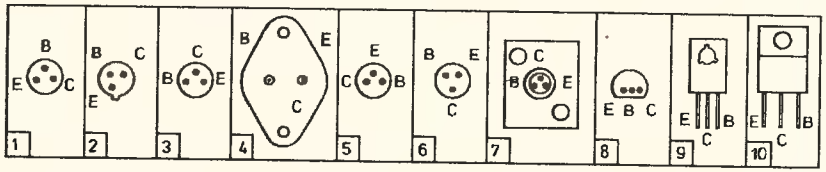
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ГТ7250 | Ge,PNP | −80 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7301 | Ge,PNP | −30 | (3) | 0,2 | 20–150 | (30) | 4 |
| ГТ7302 | Ge,PNP | −40 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7303 | Ge,PNP | −60 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7304 | Ge,PNP | −80 | (3) | 0,2 | 20–150 | (40) | 4 |
| ГТ7312 | Ge,PNP | −40 | (6) | 0,2 | 20–80 | (40) | 4 |
| ГТ7313 | Ge,PNP | −60 | (6) | 0,25 | 20–80 | (40) | 4 |
| ГТ7314 | Ge,PNP | −80 | (6) | 0,25 | 20–80 | (40) | 4 |
| ГТ7325 | Ge,PNP | −100 | (10) | 0,25 | 15–80 | (40) | 4 |
| SFT124 | Ge,PNP | −24 | 500 | 1 | 30 | 350 | 3 |
| SFT124B | Ge,PNP | −18 | 500 | 1 | 30 | 350 | 3 |
| SFT124C | Ge,PNP | −12 | 500 | 1 | 30 | 350 | 3 |
| SFT125 | Ge,PNP | −24 | 500 | 2 | 70 | 350 | 3 |
| SFT125B | Ge,PNP | −18 | 500 | 2 | 70 | 350 | 3 |
| SFT125C | Ge,PNP | −12 | 500 | 2 | 70 | 350 | 3 |
| SFT130 | Ge,PNP | −24 | 500 | 1 | 30 | 550 | 7 |
| SFT130C | Ge,PNP | −12 | 500 | 1 | 30 | 550 | 7 |
| SFT131 | Ge,PNP | −24 | 500 | 1,8 | 70 | 550 | 7 |
| SFT131C | Ge,PNP | −12 | 500 | 1,8 | 70 | 550 | 7 |
| SFT212 | Ge,PNP | −30 | (3) | (300) | 40 | (30) | 4 |
| SFT213 | Ge,PNP | −40 | (3) | (300) | 40 | (45) | 4 |
| SFT214 | Ge,PNP | −60 | (3) | (300) | 40 | (45) | 4 |
| SFT306 | Ge,PNP | −18 | 100 | 1,5 | 28 | 150 | 1 |
| SFT306A | Ge,PNP | −12 | 100 | 1,5 | 28 | 150 | 1 |
| SFT306C | Ge,PNP | −9 | 100 | 1,5 | 28 | 150 | 1 |
| SFT307 | Ge,PNP | −18 | 100 | 6 | 40 | 150 | 1 |
| SFT307A | Ge,PNP | −12 | 100 | 6 | 40 | 150 | 1 |
| SFT307C | Ge,PNP | −9 | 100 | 6 | 40 | 150 | 1 |
| SFT308 | Ge,PNP | −18 | 100 | 10 | 70 | 150 | 1 |
| SFT308A | Ge,PNP | −12 | 100 | 10 | 70 | 150 | 1 |
| SFT308C | Ge,PNP | −9 | 100 | 10 | 70 | 150 | 1 |
| SFT317 | Ge,PNP | −20 | 10 | 40 | 100 | 150 | 1 |
| SFT319 | Ge,PNP | −20 | 10 | 30 | 40–100 | 150 | 1 |
| SFT320 | Ge,PNP | −20 | 10 | 35 | 80 | 150 | 1 |
| SFT321 | Ge,PNP | −24 | 250 | (900) | 30 | 200 | 1 |
| SFT321B | Ge,PNP | −18 | 250 | (900) | 30 | 200 | 1 |
| SFT321C | Ge,PNP | −12 | 250 | (900) | 30 | 200 | 1 |
| SFT322 | Ge,PNP | −24 | 250 | 1,2 | 50 | 200 | 1 |
| SFT322B | Ge,PNP | −18 | 250 | 1,2 | 50 | 200 | 1 |
| SFT322C | Ge,PNP | −12 | 250 | 1,2 | 50 | 200 | 1 |
| SFT323 | Ge,PNP | −24 | 250 | 1,7 | 85 | 200 | 1 |
| SFT323B | Ge,PNP | −18 | 250 | 1,7 | 85 | 200 | 1 |
| SFT323C | Ge,PNP | −12 | 250 | 1,7 | 85 | 200 | 1 |
| SFT351 | Ge,PNP | −24 | 150 | 1 | 33 | 200 | 1 |
| SFT351B | Ge,PNP | −18 | 150 | 1 | 33 | 200 | 1 |
| SFT351C | Ge,PNP | −12 | 150 | 1 | 33 | 200 | 1 |
| SFT352 | Ge,PNP | −24 | 150 | 1,4 | 57 | 200 | 1 |
| SFT352B | Ge,PNP | −18 | 150 | 1,4 | 57 | 200 | 1 |
| SFT352C | Ge,PNP | −12 | 150 | 1,4 | 57 | 200 | 1 |
| SFT353 | Ge,PNP | −24 | 150 | 1,7 | 92 | 200 | 1 |
| SFT353B | Ge,PNP | −18 | 150 | 1,7 | 92 | 200 | 1 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| SFT353C | Ge,PNP | −12 | 150 | 1,7 | 92 | 200 | 1 |
| T143 | Ge,PNP | −45 | 500 | 1 | >20 | 350 | 3 |
| T144 | Ge,PNP | −45 | 500 | 2 | >20 | 350 | 3 |
| T145 | Ge,PNP | −45 | 500 | 1 | >20 | 550 | 3 |
| T146 | Ge,PNP | −45 | 500 | 1,8 | >20 | 550 | 3 |
| T238 | Ge,PNP | −40 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| T239 | Ge,PNP | −60 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| T240 | Ge,PNP | −80 | (6) | (350) | >20 | (45) | 4 |
| T241 | Ge,PNP | −32 | 500 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| T242 | Ge,PNP | −45 | 250 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| T243 | Ge,PNP | −60 | 250 | (700) | >20 | 150 | 1 |
| T250 | Ge,PNP | −80 | (3) | (300) | >20 | (45) | 4 |
| T316 | Ge,PNP | −20 | 10 | (600) | >20 | 120 | 1 |
| T316H | Ge,PNP | −32 | 10 | 250 | >20 | 120 | 1 |
| T317 | Ge,PNP | −20 | 10 | 40 | >20 | 150 | 1 |
| T319 | Ge,PNP | −20 | 10 | 45 | >20 | 150 | 1 |
| T320 | Ge,PNP | −20 | 10 | 20 | >20 | 150 | 1 |
| T321N | Ge,NPN | 32 | 150 | 1 | >20 | 150 | 1 |
| T322N | Ge,NPN | 32 | 150 | 1,5 | >20 | 150 | 1 |
| T323N | Ge,NPN | 32 | 150 | 2,2 | >20 | 150 | 1 |
| T328 | Ge,PNP | −40 | (6) | (300) | >20 | (45) | 4 |
| T329 | Ge,PNP | −60 | (6) | (300) | >20 | (45) | 4 |
| T354 | Ge,PNP | −20 | 10 | 68 | >20 | 150 | 1 |
| T354H | Ge,PNP | −32 | 10 | 60 | >20 | 120 | 1 |
| T357 | Ge,PNP | −20 | 10 | 87 | >20 | 150 | 1 |
| T357H | Ge,PNP | −32 | 10 | 70 | >20 | 120 | 1 |
| T358 | Ge,PNP | −20 | 10 | 100 | >20 | 150 | 1 |
| T358H | Ge,PNP | −32 | 10 | 85 | >20 | 120 | 1 |
| 2T3107 | Si,NPN | 45 | 100 | 150 | 120–460 | 300 | 2 |
| 2T3108 | Si,NPN | 25 | 100 | 150 | 120–800 | 300 | 2 |
| 2T3109 | Si,NPN | 25 | 100 | 150 | 180–800 | 300 | 2 |
| 2T3167 | Si,NPN | 45 | 100 | 150 | 100–460 | 150 | 8 |
| 2T3168 | Si,NPN | 25 | 100 | 150 | 100–460 | 150 | 8 |
| 2T3169 | Si,NPN | 25 | 100 | 150 | 180–850 | 150 | 8 |
| 3T3237 | Si,NPN | 50 | 100 | 150 | 100–460 | 150 | 8 |
| 3T3238 | Si,NPN | 30 | 100 | 150 | 100–850 | 150 | 8 |
| 2T3239 | Si,NPN | 30 | 100 | 150 | 180–850 | 150 | 8 |
| 2T3303 | Si,NPN | 20 | 10 | 300 | 10–200 | 30 | 2 и 8 |
| 2T3307 | Si,PNP | −45 | 100 | 100 | 70–450 | 300 | 2 |
| 2T3308 | Si,PNP | −25 | 100 | 100 | 70–800 | 300 | 8 |
| 2T3309 | Si,PNP | −25 | 100 | 100 | 90–800 | 300 | 8 |
| 2T3333 | Si,NPN | 20 | 10 | 300 | 10–200 | 30 | 2 и 8 |
| 2T3401 | Si,NPN | 20 | 10 | 60 | 40–150 | 30 | 2 и 8 |
| 2T3402 | Si,NPN | 20 | 10 | 60 | 40–150 | 30 | 2 и 8 |
| 2T3422 | Si,NPN | 20 | 10 | 60 | 40–150 | 30 | 2 и 8 |
| 2T3501 | Si,NPN | 20 | 10 | 120 | 20–150 | 250 | 2 и 8 |
| 2T3502 | Si,NPN | 20 | 10 | 120 | 20–150 | 250 | 2 и 8 |
| 2T3511 | Si,NPN | 20 | 100 | 120 | 20–200 | 200 | 2 и 8 |
| 2T3512 | Si,NPN | 20 | 100 | 120 | 90–450 | 200 | 2 и 8 |
| 2T3513 | Si,NPN | 25 | 150 | 125 | 1000 | 250 | 8 |
| 2T3531 | Si,NPN | 120 | 30 | 90 | 30–180 | 250 | 2 и 8 |



| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2T3532 | Si,NPN | 100 | 30 | 90 | 30–180 | 250 | 2 и 8 |
| 2T3603 | Si,NPN | 20 | 150 | 300 | 10–200 | 250 | 2 и 8 |
| 2T3604 | Si,NPN | 20 | 200 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3605 | Si,NPN | 20 | 200 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3606 | Si,NPN | 20 | 100 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3607 | Si,NPN | 20 | 100 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3608 | Si,NPN | 40 | 200 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3609 | Si,NPN | 40 | 200 | 300 | 15–280 | 200 | 8 |
| 2T3633 | Si,NPN | 20 | 150 | 300 | 15–200 | 250 | 2 |
| 2T3671 | Si,NPN | 25 | 100 | 600 | 20–160 | 150 | 2 |
| 2T3672 | Si,NPN | 25 | 100 | 600 | 20–500 | 150 | 8 |
| 2T3673 | Si,NPN | 25 | 60 | 600 | 20–500 | 60 | 2 |
| 2T3771 | Si,NPN | 40 | 40 | 100 | 40–240 | 220 | 2 |
| 2T3841 | Si,PNP | −15 | 200 | 300 | 15–790 | 150 | 2 |
| 2T3850 | Si,PNP | −110 | 100 | 50 | >30 | 150 | 2 |
| 2T3851 | Si,PNP | −70 | 100 | 50 | >30 | 150 | 2 |
| 2T6541 | Si,NPN | 75 | 500 | 200 | 26–470 | 800 | 9 |
| 2T6542 | Si,NPN | 60 | 500 | 70 | 26–470 | 800 | 9 |
| 2T6551 | Si,NPN | 75 | 500 | 200 | 26–470 | 800 | 2 |
| 2T6552 | Si,NPN | 60 | 500 | 70 | 26–470 | 800 | 2 |
| 2T6554 | Si,NPN | 60 | 600 | 200 | 8–140 | 700 | 2 |
| 2T6555 | Si,NPN | 60 | 600 | 200 | 8–71 | 700 | 2 |
| 2T6601 | Si,NPN | 40 | 300 | 300 | 10–200 | 350 | 2 |
| 2T6602 | Si,NPN | 20 | 300 | 300 | 10–200 | 350 | 2 |
| 2T6631 | Si,NPN | 40 | 300 | 300 | 10–200 | 350 | 2 |
| 2T6632 | Si,NPN | 20 | 300 | 300 | 10–200 | 350 | 2 |
| 2T6821 | Si,PNP | −60 | 500 | 60 | 20–470 | 600 | 2 |
| 2T6822 | Si,PNP | −45 | 500 | 60 | 35–400 | 600 | 2 |
| 2T6831 | Si,PNP | −60 | 500 | 60 | 20–470 | 600 | 9 |
| 2T6832 | Si,PNP | −45 | 500 | 60 | 35–400 | 600 | 9 |
| 2T7042 | Si,NPN | 300 | (12) | 8 | 8 | (120) | 4 |
| 2T7043 | Si,NPN | 400 | (10) | 8 | 8 | (120) | 4 |
| 2T7044 | Si,NPN | 450 | (8) | 8 | 8 | (120) | 4 |
| 2T7055 | Si,NPN | 100 | (5) | 2,5 | 20–250 | (5) | 4 |
| 2T7066 | Si,DPNP | −80 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7066A | Si,DPNP | −100 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7066B | Si,DPNP | −120 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7066C | Si,DPNP | −140 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7067 | Si,DNPN | 80 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7067A | Si,DNPN | 100 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7067B | Si,DNPN | 120 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7067C | Si,DNPN | 140 | (16) | 3 | 1000 | (150) | 4 |
| 2T7110 | Si,DNPN | 60 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7111 | Si,DNPN | 80 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7112 | Si,DNPN | 100 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7115 | Si,DPNP | −60 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7116 | Si,DPNP | −80 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7117 | Si,DPNP | −100 | (2) | 3 | 1000 | (50) | 10 |
| 2T7231 | Si,NPN | 25 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7232 | Si,PNP | −25 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7233 | Si,NPN | 45 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2T7234 | Si,PNP | −45 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7235 | Si,NPN | 60 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7236 | Si,PNP | −60 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7237 | Si,NPN | 100 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7238 | Si,PNP | −100 | (2) | 3 | 40–250 | (25) | 9 |
| 2T7531 | Si,NPN | 25 | (4) | 3 | 20–60 | (40) | 10 |
| 2T7532 | Si,PNP | −25 | (4) | 3 | 20–60 | (40) | 10 |
| 2T7533 | Si,NPN | 45 | (4) | 3 | 50–120 | (40) | 10 |
| 2T7534 | Si,PNP | −45 | (4) | 3 | 50–220 | (40) | 10 |
| 2T7535 | Si,NPN | 60 | (4) | 3 | 90–250 | (40) | 10 |
| 2T7536 | Si,PNP | −60 | (4) | 3 | 90–250 | (40) | 10 |
| 2T7537 | Si,NPN | 80 | (4) | 3 | 90–250 | (40) | 10 |
| 2T7538 | Si,PNP | −80 | (4) | 3 | 90–250 | (40) | 10 |
| 2T7631 | Si,NPN | 25 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7632 | Si,PNP | −25 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7633 | Si,NPN | 45 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7634 | Si,PNP | −45 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7635 | Si,NPN | 60 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7636 | Si,PNP | −60 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7637 | Si,NPN | 80 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7638 | Si,PNP | −80 | (8) | 3 | 20 | (60) | 10 |
| 2T7875 | Si,DNPN | 60 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T7876 | Si,DPNP | −60 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T7877 | Si,DNPN | 80 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T7878 | Si,DPNP | −80 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T7879 | Si,DNPN | 100 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T7880 | Si,DPNP | −100 | (1) | 3 | 1000 | (9) | 9 |
| 2T9135 | Si,NPN | 45 | (1) | 150 | 40–250 | (8) | 9 |
| 2T9136 | Si,PNP | −45 | (1) | 60 | 40–250 | (8) | 9 |
| 2T9137 | Si,NPN | 60 | (1) | 150 | 40–160 | (8) | 9 |
| 2T9138 | Si,PNP | −60 | (1) | 60 | 40–160 | (8) | 9 |
| 2T9139 | Si,NPN | 100 | (1) | 150 | 40–160 | (8) | 9 |
| 2T9140 | Si,PNP | −100 | (1) | 60 | 40–160 | (8) | 9 |




Забележка. Означението DNPN (или DPNP) показва, че се касае за дарлингтонов (съставен) транзистор. Техните особености са разгледани във II част на книгата в раздела за усилвателите с директна връзка.





## Нови означения на някои български транзистори

| Старо означение | Ново означение | Старо означение | Ново означение | Старо означение | Ново означение |
|---|---|---|---|---|---|
| AD301 | ГТ7-301 | SFT212 | ГТ7-212 | SFT353 | ГТ1-353 |
| AD302 | ГТ7-302 | SFT213 | ГТ7-213 | T143 | ГТ4-143 |
| AD303 | ГТ7-303 | SFT214 | ГТ7-214 | T144 | ГТ4-144 |
| AD304 | ГТ7-304 | SFT306 | ГТ2-306 | T145 | ГТ4-145 |
| AD312 | ГТ7-312 | SFT307 | ГТ2-307 | T146 | ГТ4-146 |
| AD313 | ГТ7-313 | SFT308 | ГТ2-308 | T238 | ГТ7-238 |
| AD314 | ГТ7-314 | SFT321 | ГТ1-321 | T239 | ГТ7-239 |
| SFT124 | ГТ4-124 | SFT322 | ГТ1-322 | T240 | ГТ7-240 |
| SFT125 | ГТ4-125 | SFT323 | ГТ1-323 | T250 | ГТ7-250 |
| SFT130 | ГТ4-130 | SFT351 | ГТ1-351 | | |
| SFT131 | ГТ4-131 | SFT352 | ГТ1-352 | | |

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Гершунский*, Б. С. Основы электроники. Киев, Высшая школа, 1989.
2. *Горюнов*, Н. Н. Справочник по полупроводниковые приборы. М., Энергоиздат, 1982.
3. *Дулин*, В. Н. Электронные приборы. М., Энергия, 1981.
4. *Гусев*, В. Г. Электроника. М., Высшая школа, 1982.
5. *Пасынков*, В. В. и Л. К. *Чиркин*. Полупроводниковые приборы. М., Высшая школа, 1987.
6. *Недев*, Н. К. и др. Оптоелектронни прибори. С., Техника, 1980.
7. *Табаков*, С. Е. Тиристорна техника. С., Техника, 1978.
8. *Шишков*, А. И. Полупроводникова техника, ч.I. Полупроводникови прибори. С., Техника, 1989.
9. *Шишков*, А. И. Полеви транзистори. С., Техника, 1978.
10. *Шишков*, А. И. Електроника. Учебник за II степен на ЕСПУ. С., Техника, 1984.
11. *Шишков*, А. И. Транзистори и диоди. Кратък справочник. С., Техника, 1991.




## СЪДЪРЖАНИЕ


Предговор ..... 3
Някои по-важни съкращения, използвани в книгата ..... 4

**1**
**Физически свойства на полупроводниците**

1.1. Кратки исторически сведения ..... 5
1.2. Строеж на веществото ..... 6
1.3. Строеж на кристалите ..... 7
1.4. Механизъм на протичане на електрическия ток в проводниците ..... 9
1.5. Същност на електрическото съпротивление ..... 11
1.6. Концентрация и подвижност на токоносителите ..... 13
1.7. Дифузия ..... 15
1.8. Основи на зонната теория ..... 16
1.9. Общи свойства на полупроводниците ..... 19
1.10. Свойства на силиция, германия и селена ..... 20
1.11. Собствена проводимост на полупроводниците ..... 23
1.12. Примесна проводимост на полупроводниците ..... 29
1.13. P силиций и N силиций ..... 31

**2**
**Електронно-дупчест преход**

2.1. Електронно-дупчест преход в равновесно състояние ..... 36
2.2. Обратно включване на PN прехода ..... 41
2.3. Право включване на PN прехода ..... 45
2.4. Капацитет на PN прехода ..... 49
2.5. Пробиви в PN прехода ..... 51
2.6. Други видове преходи ..... 53
2.7. Въздействие на светлината върху полупроводниците ..... 55
2.8. Въздействие на корпускулни частици върху полупроводниците 58

## 3
## Полупроводникови диоди


3.1. Общи сведения ..... 60
3.2. Линейно и нелинейно съпротивление ..... 60
3.3. Волт-амперна характеристика на полупроводниковите диоди . 65
3.4. Обратен ток на реалнин PN преход ..... 69
3.5. Силициеви и германиеви диоди ..... 73
3.6. Точкови диоди ..... 76
3.7. Импулсни диоди ..... 80
3.8. Планарно-епитаксиална технология ..... 83
3.9. Изправителни диоди ..... 85
3.10. Меднооксисни вентили ..... 93
3.11. Селенови вентили ..... 94
3.12. Ценерови диоди (силициеви стабилитрони) ..... 99
3.13. Стабистори ..... 105
3.14. Тунелни диоди ..... 106
3.15. Обърнати диоди ..... 110
3.16. Варикапи (параметрични диоди) ..... 111
3.17. Светодиоди ..... 113
3.18. Диоди на Шотки ..... 118
3.19. PIN диоди ..... 119
3.20. Диоди на Гън ..... 120
3.21. Диоди с лавинно прелитане ..... 121
3.22. Магнитодиоди ..... 121
3.23. Ламбда-диоди ..... 122
3.24. Правила за монтиране на полупроводниковите диоди ..... 122
3.25. Проверка на годността на полупроводниковите диоди ..... 123
3.26. Замяна на полупроводникови диоди ..... 129
3.27. Производствени толеранси на полупроводниковите диоди ..... 130
3.28. Някои приложения на полупроводниковите диоди ..... 131


## 4
## Общи свойства на биполярните транзистори


4.1. Видове транзистори ..... 143
4.2. Общи сведения за биполярните транзистори ..... 143
4.3. Видове биполярни транзистори и технология за получаването им ..... 145
4.4. Как усилва биполярният транзистор ..... 149
4.5. Обратен колекторен ток ..... 152
4.6. Схема с общ емитер ..... 155
4.7. Схема с обща база ..... 167
4.8. Схема с общ колектор (емитерен повторител) ..... 171
4.9. Основни изводи за работата на биполярния транзистор ..... 173





4.10. Инверсно включване на биполярния транзистор ..... 174


## 5
## Статични характеристики на биполярните транзистори


5.1. Общи сведения ..... 176
5.2. Модулация на широчината на базата ..... 177
5.3. Входни статични характеристики ..... 178
5.4. Входно съпротивление на транзистора ..... 182
5.5. Изходни статични характеристики ..... 184
5.6. Изходно съпротивление на транзистора ..... 187
5.7. Статични характеристики на правото предаване по ток ..... 189
5.8. Статични характеристики на обратното предаване по напрежение ..... 190
5.9. Пълни статични характеристики на транзисторите ..... 191
5.10. Влияние на температурата върху статичните характеристики на биполярния транзистор ..... 192


## 6
## Работна точка на биполярния транзистор


6.1. Постоянни и променливи съставки на токове и напрежения ... 195
6.2. Посока на токовете и полярност на напреженията в електронните схеми ..... 197
6.3. Физически смисъл на понятието работна точка ..... 200
6.4. Избор на работна точка на транзистора ..... 206
6.5. Коефициент на температурна нестабилност ..... 212
6.6. Нестабилизирани схеми за осигуряване на работната точка .. 215
6.7. Стабилизирани схеми за осигуряване на работната точка .... 219
6.8. Осигуряване на работна точка при схеми ОБ и ОК ..... 225
6.9. Компенсационни схеми за температурно стабилизиране на работната точка ..... 229
6.10. Други схеми за осигуряване на работната точка ..... 232


## 7
## Малосигнални параметри на транзистора и еквивалентни схеми при ниски честоти


7.1. Малосигнални параметри ..... 234
7.2. Физически параметри на биполярния транзистор ..... 235
7.3. Транзисторът като четириполюсник ..... 238
7.4. $z$-параметри ..... 240
7.5. $y$-параметри ..... 241

7.6. $h$-параметри ..... 243
7.7. $s$-параметри ..... 247
7.8. Еквивалентни схеми на биполярния транзистор ..... 248
7.9. Графично определяне на $h$-параметрите ..... 252

## 8
## Динамични параметри на биполярните транзистори

8.1. Общи сведения ..... 255
8.2. Динамични параметри при схема ОЕ ..... 257
8.3. Динамични параметри при схема ОБ ..... 264
8.4. Динамични параметри при схема ОК ..... 265
8.5. Сравнение между динамичните параметри при схеми ОЕ, ОБ и ОК ..... 269

## 9
## Работа на биполярните транзистори при високи честоти

9.1. Общи сведения ..... 270
9.2. Честотни свойства на транзистора при схема ОБ ..... 273
9.3. Честотни свойства на транзистора при схема ОЕ ..... 275
9.4. Малосигнални параметри на транзистора при високи честоти 279

## 10
## Шумови свойства на биполярните транзистори

10.1. Общи сведения ..... 282
10.2. Собствени шумове в биполярния транзистор ..... 282
10.3. Шумови параметри на биполярния транзистор ..... 284

## 11
## Гранични режими и основни параметри на биполярните транзистори

11.1. Пробиви и максимално допустими напрежения в биполярния транзистор ..... 287
11.2. Топлинни параметри на биполярния транзистор ..... 289
11.3. Максимално допустима мощност, разсейвана от колектора .. 292
11.4. Максимално допустим колекторен ток ..... 294
11.5. Охлаждащи радиатори ..... 295
11.6. Работа на биполярния транзистор в микрорежим ..... 298
11.7. Работа на биполярния транзистор в лавинен режим ..... 299
11.8. Основни параметри на биполярните транзистори ..... 301



## 12
## Практически указания за работа с биполярни транзистори

12.1. Проверка на годността на биполяриите транзистори с омметър ..... 313
12.2. Определяне иа коефициента $\beta$ с милиамперметър ..... 315
12.3. Определяне иа изводите на неизвестен транзистор ..... 316
12.4. Замяна на транзистори ..... 318
12.5. Правила за монтиране на биполярни транзистори ..... 319

## 13
## Полеви транзистори с PN преход

13.1. Общи сведения ..... 321
13.2. Видове полеви транзистори и техните особености ..... 322
13.3. Устройство и действие на полевите транзистори с PN преход ..... 323
13.4. Статични характеристики на PN транзисторите ..... 325
13.5. Нискочестотни малосигнални параметри на PN транзисторите ..... 328
13.6. Честотни свойства на PN транзисторите ..... 331
13.7. Еквивалентни схеми на PN транзисторите ..... 333
13.8. Три основни схеми на свързване на PN транзисторите ..... 334
13.9. Работна точка на PN транзисторите ..... 335
13.10. Динамични параметри на схемата ОС ..... 340
13.11. Особености на схемата ОД ..... 342
13.12. Влияние на температурата върху PN транзисторите ..... 343
13.13. PN транзисторът като управляемо съпротивление ..... 345
13.14. Шумови свойства на PN транзисторите ..... 347
13.15 Основни параметри на PN транзисторите ..... 348
13.16. Проверка на годността на PN транзисторите с омметър ..... 350

## 14
## MOS транзистори

14.1. Общи сведения ..... 351
14.2. Принцип на действие на MOS транзисторите ..... 351
14.3. Видове MOS транзистори ..... 353
14.4. MOS транзистори със собствен канал ..... 354
14.5. Характеристики и параметри на MOS транзисторите със собствен каиал ..... 356
14.6. Особености на MOS транзисторите със собствен канал ..... 360
14.7. MOS транзистори с индуциран канал ..... 362
14.8. Особености на MOS транзисторите с индуциран канал ..... 366

14.9. Мощни полеви транзистори ..... 369
14.10. Двугейтови MOS транзистори ..... 371
14.11. Правила за работа с MOS транзистори ..... 374

## 15
## Тиристори

15.1. Общи сведения за тиристорите ..... 377
15.2. Устройство на тиристорите ..... 377
15.3. Основно свойство на тиристорите ..... 378
15.4. Волт-амперна характеристика на тиристора при отворена управляваща верига ..... 380
15.5. Физическо обяснение на волт-амперната характеристика на тиристора при отворена управляваща верига ..... 382
15.6. Волт-амперни характеристики на тиристора при наличност на ток в управляващата верига ..... 384
15.7. Физическо обяснение на отпушващото действие на управляващия ток ..... 385
15.8. Входна характеристика на тиристора ..... 386
15.9. Бързодействие на тиристора ..... 388
15.10. Начини за отпушване на тиристора ..... 389
15.11. Начини за запушване на тиристора ..... 390
15.12. Тиристорът като регулиращ елемент ..... 393
15.13. Основни параметри на тиристорите ..... 396
15.14. Проверка на годността на тиристорите с омметър ..... 400
15.15. Диодни тиристори (динистори) ..... 400
15.16. Симетрични диодни тиристори (симетрични динистори, диаци) ..... 401
15.17. Симетрични триодни тиристори (симистори, триаци) ..... 402
15.18. Фототиристори ..... 405

## 16
## Други полупроводникови елементи

16.1. Еднопреходни транзистори (двубазови диоди) ..... 406
16.2. Термистори ..... 411
16.3. Варистори ..... 412
16.4. Фоторезистори ..... 414
16.5. Фотодиоди ..... 417
16.6. Фототранзистори ..... 418
16.7. Фотоелементи ..... 420
16.8. Оптрони ..... 421



## 17
## Биполярният транзистор като линеен усилвател

17.1. Общи сведения ..... 423
17.2. Физическо обяснение на усилвателните свойства на транзистора ..... 425
17.3. Многостъпални транзисторни НЧ усилватели ..... 430
17.4. Съпротивително-капацитивна връзка ..... 431
17.5. Трансформаторна връзка ..... 436
17.6. Директна (галванична) връзка ..... 440
17.7. Особености на крайните стъпала ..... 442
17.8. Еднотактно трансформаторно крайно стъпало ..... 449
17.9. Двутактно трансформаторно крайно стъпало ..... 451
17.10. Безтрансформаторни крайни стъпала ..... 460

Приложение 1 ..... 461
Приложение 2 ..... 467
Литература ..... 468

**ПОЛУПРОВОДНИКОВА ТЕХНИКА**
**Част 1. Полупроводникови елементи**
Автор доц. к.т.н. инж. ***Атанас Иванов Шишков***
Рецензент на третото издание
доц. к.т.н. инж. ***Росица Йорданова Дойчинова***

●

Националност българска
Четвърто издание
ISBN 954-0369-9
Изд. № 17214

●

Отговорен редактор инж. ***Радка Берова***
Художествен редактор ***Мария Димитрова***
Художник ***Вихра Стоева***
Технически редактор ***Вера Григорова***
Коректор ***Юлиян Витиг***

●

Формат 60 × 90/16
Печ. коли 30,00
Изд. коли 30,00

●

Издателство "***Техника***" — ЕООД, пл. "Славейков" 1, София
Предпечатна подготовка "***Херон прес***", ул. "Оборище" 39, София
Печат "***Образование и наука***" — ЕАД, София

# ИЗДАТЕЛСТВО "ТЕХНИКА"

**Отдел "Маркетинг и търговия"**
**София 1000, пл."Славейков" 11**
**тел. 88–47–48, 87–52–49**
**факс 87–49–06**

Фирмена книжарница
София 1000, пл. "Славейков" 1
тел. 87–35–44

# ТЪРСЕТЕ

**Атанас Шишков**

**ПОЛУПРОВОДНИКОВА ТЕХНИКА — 2 ЧАСТ**
**(Усилватели и интегрални схеми)**

Второ прераб. доп. издание, 1994
480 стр., твърда подвързия
Цена 110 лв.

Атанас Шишков е един от авторите, които умеят да обяснят и най-сложните неща ясно и просто. Неслучайно неговите книги се търсят и преиздават многократно.

- Общи сведения за електронните усилватели
- Работа на диодите и транзисторите в усилвателните схеми
- Нискочестотни усилватели с директна връзка
- Общи сведения за интегралните схеми
- Градивни елементи на интегралните схеми
- Аналогови (линейни) интегрални схеми
- Цифрови (логически) интегрални схеми

**Клаус Щренг**

## АНАЛОГОВИ ИНТЕГРАЛНИ СХЕМИ (СПРАВОЧНИК)

Второ издание, 1994
Немска
320 стр., твърда подвързия
Цена 85 лв.

- Условни буквени означения и съкращения
- Списък на типовете интегрални схеми
- Операционни усилватели
- Двойни, тройни и четворни усилватели
- Компаратори на напрежение
- Звукочестотни предусилватели
- Регулиращи звукочестотни усилватели
- Усилватели на мощност
- Радиочестотни усилватели
- Междинночестотни усилватели с честотен детектор и звукочестотен предусилвател
- Честотни детектори с PLL-система
- Датчици за време
- Стереодекодери
- Стабилизатори на напрежение и регулатори на стабилизирано напрежение
- Модулатори/смесители
- Транзисторни матрици
- Корпуси
- Фирми — производителки на аналогови интегрални схеми
- Приложение — условни означения на интегралните схеми, произвеждани от различни фирми



**Анатолий Нефьодов**
**Анатолий Савченко**
**Юрий Феоктистов**

## ИНТЕГРАЛНИ СХЕМИ ЗА ЕЛЕКТРОННИ АПАРАТУРИ (СПРАВОЧНИК)

Първо издание, 1994
Руска
400 стр., твърда подвързия
Цена 110 лв.

- Условни означения на интегралните схеми
- Електрически параметри на аналогови интегрални схеми — операционни усилватели, нискочестотни усилватели на мощност, преобразуватели (ЦАП и АЦП), интегрални схеми за вторични източници на електрозахранване
- Електрически параметри на цифрови интегрални схеми — логически интегрални схеми, микропроцесори, едночипови полупроводникови запомнящи устройства
- Приложения — габаритни размери на типови корпуси, списък на аналоговите интегрални схеми, включени в справочника

**Алън Опенхайм**
**Алън Уилски**
**Ян Йънг**

## СИГНАЛИ И СИСТЕМИ

Първо издание, 1993
Американска
662 стр., твърда подвързия
Цена 160 лв.

Разглеждането на проблемите е основано на лекциите, които се четат във факултета по електронна и изчислителна техника в Масачузетския технологичен институт. Включени са над 350 примера за упражнения.

- Математическо представяне на сигналите и системите
- Линейни инвариантни системи
- Анализ на Фурие на непрекъснати сигнали и системи
- Анализ на Фурие на дискретни сигнали и системи
- Филтрация, модулация и дискретизиране
- Преобразуване на Лаплас
- Z-преобразуване
- Линейни системи с обратна връзка
- Приложение — разлагане на елементарни дроби