

Доц. д-р инж. Румен Б. Пранчов

# **МАТЕРИАЛОЗНАНИЕ В ЕЛЕКТРОНИКАТА**

III преработено и допълнено издание

**НОВИ ЗНАНИЯ**  
София, 2005 г.

### **БЛАГОДАРНОСТ**

Издаването на този учебник стана възможно благодарение на подкрепата, оказана от Смартком-България АД в лицето на неговия изпълнителен директор инж. Бисер Иванов, за която авторът е много признателен.

Предговор \_\_\_\_\_ 7

## 1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ ЗА ВЪТРЕШНАТА СТРУКТУРА НА МАТЕРИАЛИТЕ

1.1. Особенности на строежа на твърдите тела _____	9
1.2. Класификация на материалите _____	13
1.3. Експлоатационни условия и изисквания, на които трябва да отговарят материалите _____	17

## 2. ДИЕЛЕКТРИЧНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

2.1. Поляризация _____	23
2.2. Електропроводимост в диелектричните материали _____	42
2.3. Загуби в диелектричните материали _____	47
2.4. Пробив в диелектричните материали _____	54
2.5. Физически свойства на диелектричните материали _____	59
2.6. Органични полимерни диелектрични материали _____	62
2.7. Електроизолационни компаунди и лакове _____	66
2.8. Неорганични диелектрични материали _____	70

## 3. ПРОВОДНИКОВИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

3.1. Основни свойства на материалите с електронна проводимост _____	77
3.2. Проводникови материали _____	89

## 4. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

4.1. Собствени полупроводници _____	97
4.2. Примесни полупроводници _____	101
4.3. Полупроводникови материали _____	113

## 5. МАГНИТНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

5.1. Основни свойства _____	119
5.2. Магнитномеки метали и сплави _____	131
5.3. Магнитномеки високочестотни материали _____	135
5.4. Магнитотвърди материали _____	138

## 6. РЕЗИСТОРИ

6.1. Електронни градивни елементи. Общи сведения _____	141
6.2. Класификация на резисторите _____	143
6.3. Параметри и свойства на постоянните резистори _____	144
6.4. Параметри и характеристики на променливите резистори _____	153
6.5. Резистори с общо предназначение _____	155
6.6. Резистори със специално предназначение _____	159
6.7. Полупроводникови нелинейни резистори _____	162

## **7. КОНДЕНЗАТОРИ**

7.1. Класификация на кондензаторите	171
7.2. Параметри и свойства на постоянните кондензатори	172
7.3. Параметри и характеристики на променливите кондензатори	177
7.4. Кондензатори с органичен диелектрик	180
7.5. Кондензатори с неорганичен диелектрик	184
7.6. Кондензатори с оксиден диелектрик	187

## **8. МАГНИТНИ СЪРЦЕВИНИ ЗА ИНДУКТИВНИ БОБИНИ**

8.1. Параметри на магнитните сърцевини	194
8.2. Видове магнитни сърцевини	196

Използвана литература	199
-----------------------	-----

# ПРЕДГОВОР

След откриването на транзистора през 1947 г. бурното развитие на електронните, комуникационните и компютърните системи се дължи на разработването и внедряването на нови материали и технологии. Материалите и техните свойства, проявяващи се под въздействието на електромагнитно поле, са средата – носител на непрекъснато развиващите се информационни технологии.

Изучаването на поведението на материалите в електромагнитно поле е основата, върху която се строи цялата конструкция на електронното, комуникационното и компютърното инженерство. Тъй като в съвременните електронни системи участват много различни видове материали, описването на техните свойства не е възможно без използването на класификация. В учебника е направена класификация по няколко признака, според която материалите се разделят на четири големи групи – диелектрични, проводникови, полупроводникови и магнитни материали. Изложени са основните електрически свойства на всяка група и са посочени характерните особености на най-разпространените представители. Разгледани са свойствата и параметрите на резисторите, кондензаторите и магнитните сърцевини за индуктивни бобини. Дадени са характерните особености на различните видове резистори, кондензатори и магнитни сърцевини.

Учебникът е написан по утвърдената учебна програма на дисциплината “Материалознание”, която се чете на студентите от първи курс, бакалавърска степен на слаботоковите специалности в Техническия университет – София и филиалите му. Тази дисциплина се изучава и в останалите висши технически училища в страната. Илюстриран е богато с графики и таблици, които могат да се използват като справочен материал. Учебникът може да се използва също и от студенти от по-горни курсове на обучение и от инженери.



# 1. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ ЗА ВЪТРЕШНАТА СТРУКТУРА НА МАТЕРИАЛИТЕ

## 1.1. ОСОБЕНОСТИ НА СТРОЕЖА НА ТВЪРДИТЕ ТЕЛА

Особеностите на строежа определят в голяма степен електрическите свойства на твърдите тела. По тази причина се налага да се припомнят някои основни положения от строежа на твърдите тела, подробно разгледани в дисциплините физика и химия.

Един от фундаменталните природни закони гласи, че общата енергия на материална система в равновесно състояние при определени околни условия клони към минимална стойност. В този смисъл е възможно изграждащите атоми да имат в материалната система по-висока енергия от тази на техните невъзбудени състояния, ако по този начин се осигурява състояние на минимална потенциална енергия. Това може да се случи при атомни структури, за които енергията на привличане между атомите е значително по-голяма във възбудено състояние, отколкото между същите атоми в невъзбудено състояние. Ето защо даден атом може да съществува в повече от едно енергийно състояние в различните материали в зависимост от природата на връзката му със съседните атоми. Ясно е, че ако няма такава връзка атомите не могат да образуват твърдо тяло.

В зависимост от природата си връзките биват първични (йонна, ковалентна и метална) и вторични (Ван дер Ваалсова).

Известно е, че атомите на химичните елементи във взаимодействието помежду си се стремят да получат пълен външен електронен слой. По този начин елементите от крайните групи на периодичната система на Менделеев се стремят да придобият или загубят валентни електрони, така че получените йони да имат запълнен външен електронен слой. Елементите от I и II валентна група образуват положителни йони, а тези от VI и VII валентна група – отрицателни йони. Подобни, противоположно заредени йони се привличат и електростатичната връзка в случая се нарича *йонна*.

Елементите от средните групи на периодичната система имат наполовина запълнени външни електронни слоеве. При взаимодействие с друг атом те образуват общи електронни двойки и по този начин се запълват външните електронни слоеве на двата атома. Този вид връзка се нарича *ковалентна*.

*Металната* връзка може да се разглежда като йонна и ковалентна едновременно. Запълването на външния електронен слой на металните атоми (особено от I и II валентна група) става за сметка на валентните електрони на всички атоми (колективни електрони), а не само на съседните. По този начин силите, предизвикващи образуването на металната връзка, възникват между положителните метални йони и колективните електрони.

Елементите от VIII валентна група имат запълнени външни електронни слоеве, поради което атомите им не влизат във взаимодействие помежду си или с атоми от други елементи. Това са така наречените *инертни газове*. При

много високи налягания и много ниски температури инертните газове могат да преминават в твърдо агрегатно състояние. Връзката между инертните атоми при тези условия представлява много слабо електростатично взаимодействие между изместените електрически полета, получени от движението на електроните във всеки атом. Нарича се *Ван дер Ваалсова връзка*. Подобни връзки са възможни между молекулите в органичните материали.

На фиг. 1.1 са показани четирите основни вида връзки между атомите и йоните на твърдите тела, разположени на върховете на тетраедър. Смесените връзки са показани по ръбовете на тетраедъра.



Освен сили на привличане съществуват и сили на отблъскване. В равновесно състояние двата вида сили са равни. Потенциалната енергия на материала е сумата от индивидуалните енергии на атомите и енергията на връзката. Нека потенциалната енергия  $E_p = 0$  е избрана за атоми, които са неограничено отдалечени (самотни атоми), така че да не оказват влияние един върху друг. За да се получи твърдо тяло, необходимо е атомите да бъдат близо един до друг. Ако новото състояние е по-стабилно, потенциалната енергия на съвкупността от атоми трябва да бъде  $E_p < 0$  и е обратно пропорционална на разстояние  $r$  между тях, повдигнато на някаква степен. При приближаване на атомите се проявяват силите на привличане и отблъскване. Потенциалната енергия на привличането  $E_{прп}$  е отрицателна, защото атомите извършват работа на привличане

$$(1.1) \quad E_{прп} = -\frac{\alpha}{r^n},$$

където  $\alpha$  е коефициент на пропорционалност;  
 $r$  – разстоянието между атомите;  
 $n$  – степенен показател.



Потенциалната енергия на отблъскване  $E_{\text{рот}}$  е положителна, защото е необходима външна работа за приближаване на атомите. Тя също е обратно пропорционална на разстоянието между тях

$$(1.2) \quad E_{\text{рот}} = -\frac{\beta}{r^m},$$

където  $\beta$  е коефициент на пропорционалност;

$m$  – степенен показател.

Общата потенциална енергия  $E_p$  е сумата от двете енергии

$$(1.3) \quad E_p = E_{\text{прп}} + E_{\text{рот}} = -\left(\frac{\alpha}{r^n}\right) + \left(\frac{\beta}{r^m}\right).$$

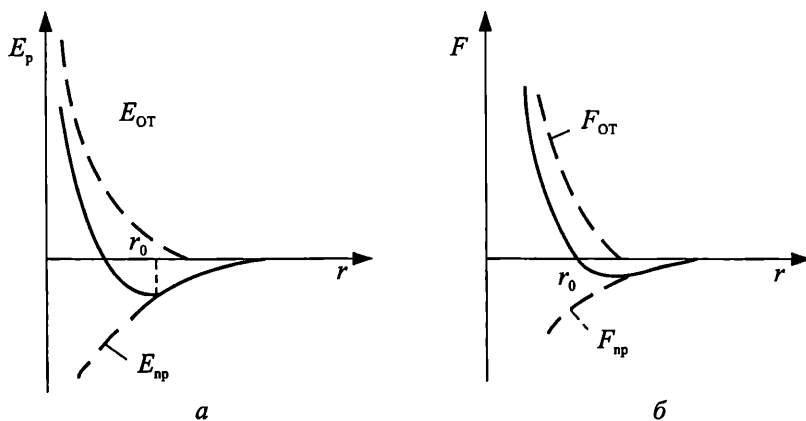
На фиг. 1.2 а са показани зависимостите (1.1), (1.2) и (1.3).

Силите между атомите могат лесно да се получат, като се диференцира изразът (1.3)

$$(1.4) \quad F = -\frac{dE_p}{dr} = -\frac{n\alpha}{r^{n+1}} + \frac{m\beta}{r^{m+1}}.$$

Силите, които действат между атомите в твърдото тяло, са показани графично на фиг. 1.2 б.

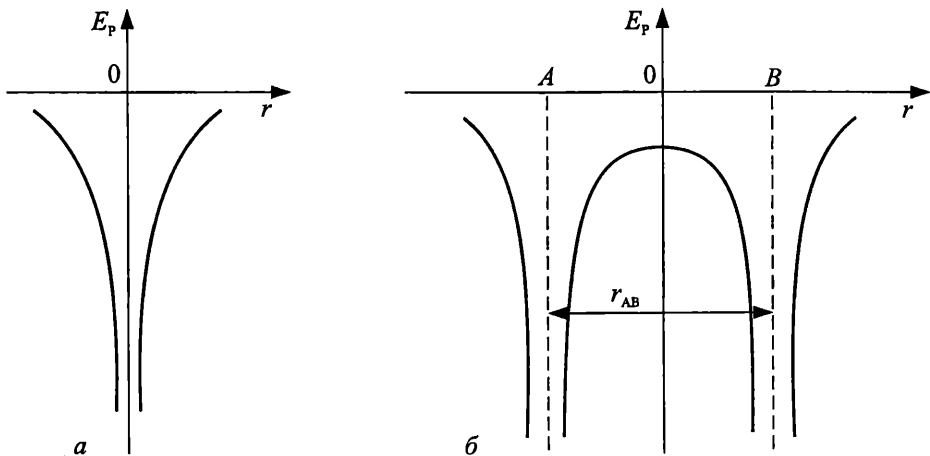
Зависимостите от фиг. 1.2 а и б могат да бъдат разгледани по следния начин: атомите не изпитват сили на взаимодействие ( $E = 0$  и  $F = 0$ ), когато са на големи разстояния помежду си; с приближаването на атомите възникват сили на привличане ( $F_{\text{прп}}$ ) и при малко разстояние (един до два атомни диаметра) възникват сили на отблъскване ( $F_{\text{рот}}$ ). При определено разстояние  $r = r_0$  двете сили се изравняват и изразът (1.4) става равен на нула, което съответства на минимална потенциална енергия на материалната система. Понататъшното намаляване на разстоянието между атомите води до нарастване на потенциалната енергия и системата става нестабилна. И така при разстояние  $r = r_0$  материалната система е в състояние на устойчиво равновесие.



Фиг. 1.2

Освен потенциалната енергия на взаимодействие атомите притежават и кинетична енергия на топлинно движение, насочено към разрушаване на устойчивото равновесно състояние. Агрегатното състояние и свойствата на материалите са в зависимост от съотношението на потенциалната и кинетичната енергия на атомите, които изграждат структурата им.

Известно е, че енергетичната диаграма на водородния атом има вида, показан на фиг. 1.3 а. При наличието на два атома, образувачи молекула, енергетичната диаграма има вида, показан на фиг. 1.3 б. Съществуването на водородната молекула  $H_2$  е възможно при положение, че двата електрона имат противоположни спинове, т.е. спазен е принципът на Паули. Общият брой на квантовите състояния на молекулата е сумата от позволените състояния в индивидуалните атоми.

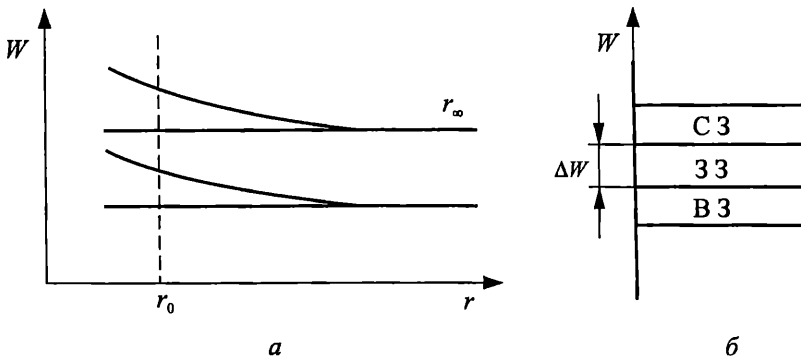


Фиг. 1.3

Съгласно със зоната теория твърдото тяло е една квантова система, изградена от голям брой атоми. Като се има предвид атомния модел на Бор, електроните, изграждащи атома, могат да заемат точно определени разрешени енергетични нива, между които се намират забранените енергетични нива. Свойствата на материалите се определят в най-голяма степен от електроните в най-външния слой (валентните електрони), поради което при по-нататъшните разглеждания именно те се имат предвид.

Енергетичната диаграма на един атом, който се намира на големи разстояния  $r_{\infty}$  до най-близкия съседен атом, съгласно модела на Бор, е показана на фиг. 1.4 а. При намаляване на разстоянието между съседните атоми, което е равносилно на промяна на агрегатното състояние – газообразно, течно и твърдо, атомите започват да си взаимодействат и енергетичните нива се разцепват. Вследствие на силното взаимодействие квантовите състояния престават да принадлежат на отделния атом и твърдото тяло сега представлява квантова система, изградена от голям брой частици. Когато разстоянията

между два съседни атома стане  $r = r_0$  (кристална структура), енергетичните нива на атома се разцепват в зони от нива, чиито брой съответства на броя на атомите в кристала. Зоните са отделени една от друга от области, в които няма разрешени енергетични нива (забранени зони). Зоната, получена от разцепването на енергетичните нива на валентните електрони, се нарича *валентна зона*, а тази, получена от разрешени, но незаети нива – *свободна зона* или *зона на проводимостта*. Между тях се намира *забранената зона* (фиг. 1.4 б). Широчината на получените зони не зависи от броя на атомите, а от енергетичното ниво, от което са произлезли – по-високо енергетично ниво – по-широка зона. При малки разстояния между атомите може да се получи припокриване на зоните, които съответстват на две съседни нива на атомите. Съгласно принципа на Паули зона, произлязла от ниво с два валентни електрона, е изцяло запълнена, а тази, произлязла от ниво с един валентен електрон – наполовина запълнена.



Фиг. 1.4

## 1.2. КЛАСИФИКАЦИЯ НА МАТЕРИАЛИТЕ

Материалознанието е наука, която се занимава с голям брой обекти за изучаване, поради което класифицирането им е неизбежно. Класификацията представлява субективен процес, чиято цел е да систематизира обективно съществуващите свойства на материалите. Колкото и съвършена да е, тя винаги е продукт на отправната гледна точка, от която е била съставена. Всяка класификация съдържа в себе си определени групи с неизбежните им граници. Възниква въпросът, към коя група да бъдат причислени материалите, чиито параметри попадат точно на границите им? Като се има предвид, че причисляването на даден материал към една или друга група при класифицирането му не води до промяна на неговите свойства и параметри, подобен въпрос е несъществен.

При използването на една или друга класификация не трябва да се забравя, че материалите проявяват едновременно свойствата, характерни за няколко отделни класификационни групи, но преобладаващо влияние имат оп-

ределени свойства, което дава основания за причисляването им към определена класификационна група.

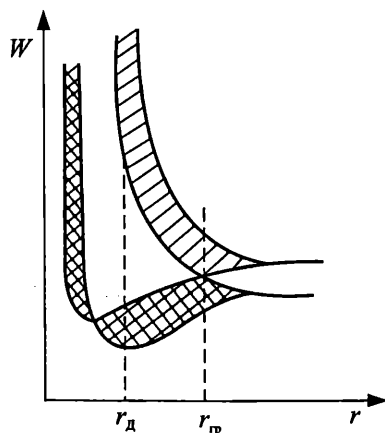
**Класификация съгласно зоната теория.** Широчината на забранената зона  $\Delta W$  на материалите позволява те да бъдат разделени на три големи групи съобразно с поведението им в електрическо поле (вж. фиг. 1.4):

1. Проводници –  $\Delta W \approx 0$  eV,
2. Полупроводници –  $\Delta W$  – до 3 eV.
3. Диелектрици –  $\Delta W$  – от 3 до 8 eV.

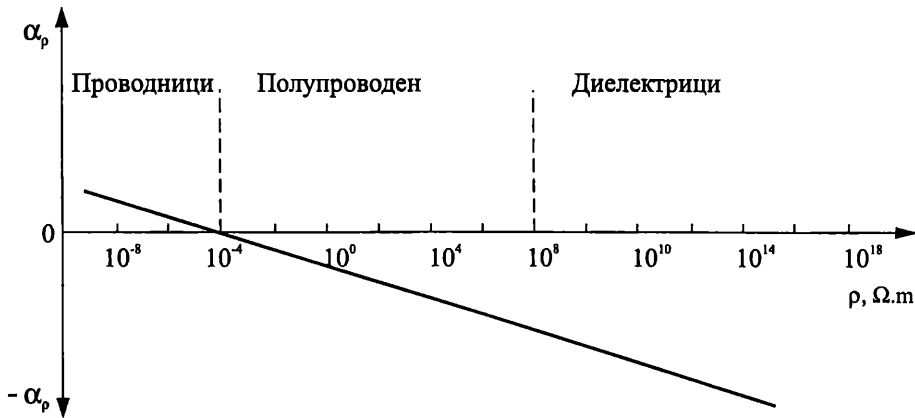
От всички видове проводникови материали най-голямо приложение в електрониката намират металните проводници, поради което именно техните свойства са разгледани в книгата.

В проводниците проводящото състояние е нормално, тъй като няма забранена зона. В полупроводниците и диелектриците проводящото състояние е възбудено, защото е необходимо внасянето на енергия отвън за преодоляването на забранената зона. Широчината на забранената зона е параметър на материала, който зависи от кристалната му структура и се изменя при промяна на температурата. При увеличаване на температурата нараства кинетичната енергия на атомите в кристалната решетка, което предизвиква стесняване на забранената зона. Поради температурния коефициент на обемно разширение под влияние на температурата се изменя обемът на твърдото тяло, т.е. изменят се междуатомните разстояния и по този начин – широчината на забранената зона.

Електрическите свойства зависят от условията на взаимодействие и от разстоянието между атомите в структурата на материала и са особеност на даден атом. Като илюстрация може да се посочи въглеродът с неговите две разновидности – графит и диамант. Както се вижда от енергетичната диаграма на фиг. 1.5, графитът проявява проводникови свойства ( $\Delta W \approx 0$  eV), а диамантът – диелектрични свойства ( $\Delta W = 5,3$  eV).



Фиг. 1.5



Фиг. 1.6

**Класификация по специфично съпротивление.** В зависимост от стойността на специфичното съпротивление материалите образуват един непрекъснат ред от около  $10^{-8}$  до около  $10^{18}$   $\Omega\text{m}$ . По този признак те се разделят също на проводници, полупроводници и диелектрици (фиг. 1.6).

Както ще стане ясно в следващите глави, знакът на температурния коефициент на специфичното съпротивление зависи изключително от типа на проводимостта. На фиг. 1.6 е показана и класификацията съобразно с температурния коефициент на специфичното съпротивление  $\alpha_\rho$ , чиито стойности са нанесени на ординатната ос.

**Класификация съобразно поведението на материалите в магнитно поле.** За оценка на поведението на материалите в магнитно поле се използва абсолютната магнитна проницаемост  $\mu$ . Тя се представя като

$$\mu = \mu_0 \mu_r,$$

където  $\mu_0$  е магнитната константа ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м);

$\mu_r$ <sup>1</sup> – относителната магнитна проницаемост.

В зависимост от стойността на относителната магнитна проницаемост и характера на зависимостта  $B = f(H)$  материалите се разделят на:

1. *Немагнитни* – диамагнетици  $\mu_r < 1$  и парамагнетици  $\mu_r > 1$ . Те се характеризират с линейна зависимост  $B = f(H)$  (фиг. 1.7 а).

2. *Магнитни* – феромагнетици  $\mu_r \gg 1$ . Те се характеризират с нелинейна зависимост  $B = f(H)$  (фиг. 1.7 б).

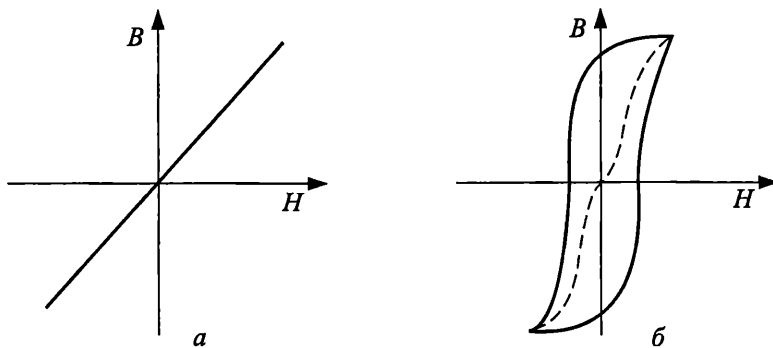
Понеже стойността на относителната магнитна проницаемост на немагнитните материали е много близо до единица, за преценка може да се използва величината магнитна възприемчивост

$$\kappa_r = \mu_r - 1.$$

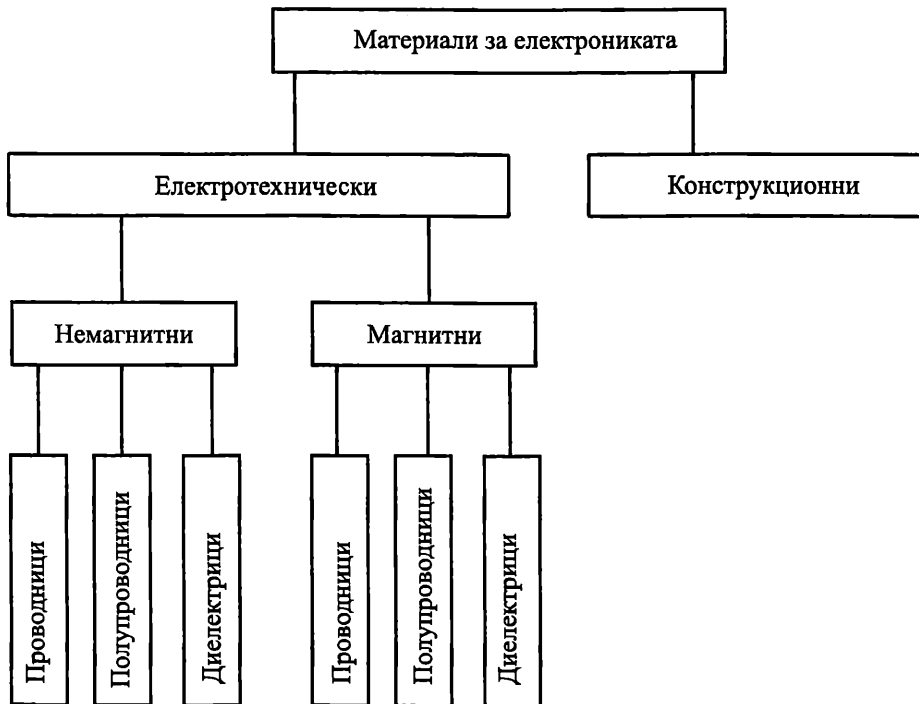
<sup>1</sup>  $\mu_r = \mu/\mu_0$ ;  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ ;  $\epsilon_0$  – диелектричната константа;  $\mu_0\epsilon_0 = 1/c^2$ ;  $c$  – скоростта на светлината.

Диамантиците имат  $\kappa_r = -(10^{-4} \div 10^{-8})$ , парамагантиците имат  $\kappa_r = (10^{-3} \div 10^{-7})$ , а за феромагантиците  $\kappa_r = (10^1 \div 10^5)$ .

Направените класификации са представени схематично на фиг. 1.8.



Фиг. 1.7



Фиг. 1.8

### 1.3. ЕКСПЛОАТАЦИОННИ УСЛОВИЯ И ИЗИСКВАНИЯ, НА КОИТО ТРЯБВА ДА ОТГОВАРЯТ МАТЕРИАЛИТЕ

Експлоатационните условия се формират от факторите, въздействащи върху свойствата на материалите. Според начина на въздействие се различават:

1. Основни фактори, които се изчисляват или избират по време на проектирането на електронния елемент или изделието.

2. Случайни фактори, които не могат да се оценят по време на проектирането.

Основните фактори от своя страна се разделят на:

– управляеми, чието въздействие се задава при проектирането, например температурата е управляем фактор, тъй като съществуват методи за термозащита;

– слабоуправляеми, чието въздействие може да се намали, но не може напълно да се компенсира; такива са например ударите и вибрациите;

– неуправляеми, чието въздействие не подлежи на контрол; подобни са физико-химичните процеси в структурата на материалите, като рекристализация, дифузия, деструкция, стареене и др.

Съобразно с експлоатационните условия се формират изискванията спрямо материалите. Например за работа при арктически условия се избират студоустойчиви материали, за работа при механични вибрации – материали с достатъчна виброустойчивост и т.н.

Факторите, въздействащи върху свойствата на материалите, биват: климатични, механични, биологични, радиационни и др. От тях най-съществено влияние върху свойствата на материалите за електронни апаратури и системи имат климатичните фактори. Под климат се разбира физико-химично състояние на атмосферата в продължение на 24 h или една година, а климатичната област е географска област с близки климатични условия.

Съществуват четири основни климатични области:

1. Умерена област, в която годишното изменение на температурата е в границите от -25 до +40 °С. Тя се означава с “N” и към нея спада нашата страна.

2. Студена област, в която средномесечната температура на най-студения месец е под -15 °С. Означава се с “F”.

3. Топла и суха област, в която средномесечната температура през най-топлия месец е над +40 °С. Означава се с “TA”. В тази област се получават големи денонощни колебания на температурата, висока радиация и голямо съдържание на пясък и прах във въздуха. Такива са условията в пустинните области.

4. Топла и влажна област, в която средномесечната температура през най-влажния месец е над 20 °С и относителната влажност на въздуха е над 80 %. Такива са условия в тропическата област. Означава се с “TH”.

От цитираните условия, разграничаващи климатичните области, най-съществено влияние върху поведението на материалите в електромагнитно поле имат температурата и относителната влажност.

**Влияние на температурата.** Температурата оказва многопосочно действие върху свойствата на материалите. Влиянието на температурата върху механичните свойства на материалите се оценява чрез температурните коефициенти на линейно и обемно разширение, които се означават съответно с  $\alpha_l$  и  $\alpha_v$ . Отделните материали в зависимост от структурния си строеж се характеризират с различни стойности на тези коефициенти. При повишаване на температурата на система от няколко механично свързани детайла от различни материали (с различни стойности на  $\alpha_l$ ) се получават деформации, които могат да предизвикат отказ. Вследствие на температурните коефициенти на линейно и обемно разширение се получават пукнатини по повърхността на масивни детайли, подложени на температурни удари. При краткотрайното нагряване температурата на повърхността и обема на детайла е различна, поради което разширението по повърхността и в обема е различно.

Влиянието на температурата върху електрическите свойства се оценява чрез температурния коефициент на съответния параметър. Например влиянието върху диелектричната проникваемост  $\epsilon$  се оценява с температурния коефициент на диелектричната проникваемост  $\alpha_\epsilon$ , върху специфичното съпротивление  $\rho$  – с  $\alpha_\rho$  и т.н. Температурният коефициент е относителна величина и се изчислява по израза

$$(1.5) \quad \alpha_x = \frac{dX}{XdT}, \text{ } ^\circ\text{C}^{-1},$$

където  $\alpha_x$  е температурният коефициент на параметъра  $X$ ;

$X$  – някой от електрическите параметри  $\epsilon$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  и др.;

$T$  – температурата;

$\frac{dX}{dT}$  – първата производна на функцията  $X = f(T)$ .

От (1.5) е ясно, че температурният коефициент оценява степента на изменение на параметрите от температурата и благодарение на това, че е относителна величина, е възможно да се сравнят количествено измененията на различни по дименсии величини. В зависимост от характера на функцията  $X = f(T)$  температурният коефициент може да бъде положителен или отрицателен, да зависи или да не зависи от температурата. На фиг. 1.9 *a* и *б* са показани съответно нарастваща и намаляваща линейна функция  $X = f(T)$ .

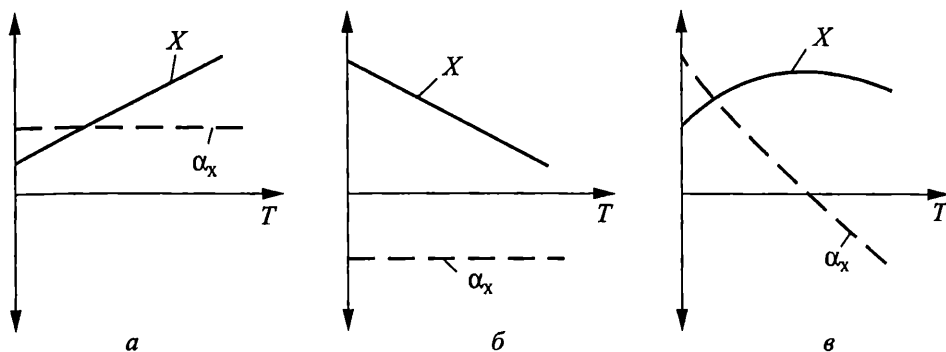
Очевидно при нарастваща линейна функция температурният коефициент е положителен и не зависи от температурата, а при намаляваща – отрицателен и също не зависи от температурата. За определянето на температурния коефициент при линейни функции вместо (1.5) може да се използва изразът

$$(1.6) \quad \alpha_x = \frac{X_2 - X_1}{X_1(T_2 - T_1)},$$



където  $X_1$  е стойността на параметъра  $X$  при температура  $T_1$ ;

$X_2$  – стойността на параметъра  $X$  при температура  $T_2$ .



Фиг. 1.9

На фиг. 1.9 в е показана нелинейна функция  $X = f(T)$ . Чрез графичното диференциране се получава зависимостта  $\alpha_X = \varphi(T)$ .

В случай, че се интересуваме от ограничен температурен интервал  $\Delta T$ , понякога е възможно да се направи линейна интерполация на зависимостта в този интервал и тогава  $\alpha_X$  за интервала се изчислява по израза

$$(1.7) \quad \alpha_X = \frac{\Delta X}{X \Delta T},$$

където  $\Delta X$  е изменението на параметъра  $X$  в температурния интервал  $\Delta T$ .

Температурата оказва влияние върху скоростта на стареене на материалите. За оценка на това влияние се използва законът на Арениус за скоростта на химическата реакция

$$(1.8) \quad K = C \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right),$$

където  $K$  е скоростта на химическата реакция;

$C$  – коефициент;

$W_a$  – енергията на активация на процеса, която е характеристика на материала;

$k$  – константата на Болцман;

$T$  – температурата.

За оценка на влиянието на температурата и електрическото поле се използва зависимостта на Айринг за скоростта на химическия процес

$$(1.9) \quad K = c_1 T^\beta \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right) \exp\left[\left(c_2 + \frac{c_3}{kT}\right) f(U)\right],$$

където  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  и  $\beta$  са коефициенти, зависещи от материала;

$f(U)$  – функцията на влияние на електрическото поле.

Въз основа на зависимостите (1.8) и (1.9) са създадени моделите на Арениус и Айринг за стареене на диелектричните материали.

Защитата от влиянието на температурата се осъществява по два основни начина – термокомпенсация и термостатиране.

*Термокомпенсацията* е метод, който се основава на комбинацията от положителни и отрицателни температурни коефициенти на електрическите параметри на градивните елементи. Например трептящият кръг, показан на фиг. 1.10 а, се състои от два елемента – индуктивна бобина и кондензатор.

Основният параметър на трептящия кръг е резонансната му честота  $f_p$ , която се определя по формулата на Томсън

$$(1.10) \quad f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

където  $L$  е индуктивността на бобината;

$C$  – капацитетът на кондензатора.

Под влияние на температурата и благодарение на температурния коефициент на капацитета  $\alpha_C$  и на бобината  $\alpha_L$  се изменя резонансната честота на кръга. При формирането на  $\alpha_C$  и  $\alpha_L$  най-голямо влияние оказват  $\alpha_\epsilon$  ( $\epsilon$  е диелектричната проницаемост на диелектрика на кондензатора) и  $\alpha_\mu$  ( $\mu$  е магнитната проницаемост на феромагнитната сърцевина на бобината) или върху зависимостта  $f_p = \varphi(T)$  оказват влияние материалите. Ако се подберат например  $\alpha_\epsilon < 0$  ( $\alpha_C < 0$ ) и  $\alpha_\mu > 0$  ( $\alpha_L > 0$ ), се получава така, че при повишаване на температурата резонансната честота на кръга  $f_{p1}$  е

$$(1.11) \quad f_{p1} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L + \Delta L)(C + \Delta C)}},$$

където  $\Delta L$  и  $\Delta C$  са измененията на индуктивността и на капацитета от температурата.

Като се има предвид, че

$$\Delta L = \alpha_L L \Delta T \text{ и } \Delta C = \alpha_C C \Delta T$$

при промяна на температурата с  $\Delta T$ , резонансната честота запазва стойностите си, ако е изпълнено условието

$$\sqrt{(1 + \alpha_L \Delta T)(1 + \alpha_C \Delta T)} = 1,$$

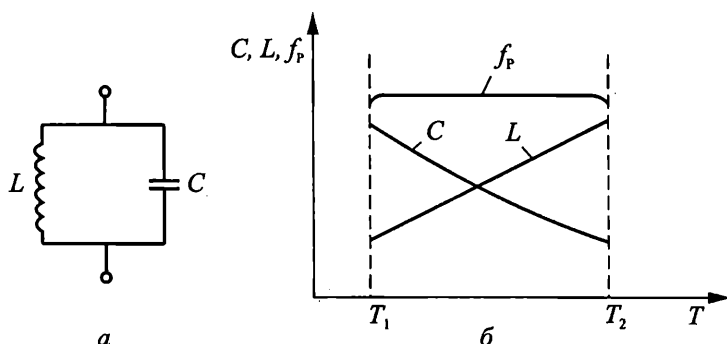
т.е.

$$\alpha_L + \alpha_C + \alpha_L \alpha_C \Delta T^2 = 0$$

Влиянието на  $(\alpha_L \alpha_C \Delta T^2)$  може да се пренебрегне, защото стойността му е много по-малка от  $\alpha_L$  и  $\alpha_C$ .

Следователно, ако температурните коефициенти  $\alpha_L$  и  $\alpha_C$  са еднакви, но с различни знаци, резонансната честота няма да се измени, както това е показано на фиг. 1.10 б.

Термокомпенсацията е метод, който позволява да се намали влиянието на температурата, но не и да се отстрани напълно, защото е трудно да се подберат температурни коефициенти, равни по абсолютна стойност и с обратен знак, особено при по-сложните схеми.



Фиг. 1.10

*Термостатирането* е метод, който позволява да се получи по-пълна защита от влиянието на околната температура. Това се постига с термостати с автоматично регулиране на температурата, в които се поставят защитаваните елементи. Температурната нестабилност в този случай се определя не от промените на околната температура, а от степента на постигнатата стабилност при автоматичното регулиране на температурата в термостата. Поддържаната в термостата температура трябва да бъде по-висока от околната и за умерената климатична област е в границите от  $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ . По този начин може да се постигне практически пълна защита от влиянието на околната температура. Недостатъци на този метод са утежнената от термостата конструкция и необходимото минимално време за установяване на температурата в термостата.

**Влияние на относителната влажност.** Относителната влажност на въздуха се колебае в широки граници в различните климатични области, а също така и в една климатична област, но в различно време от годината. Тя намалява обемното и повърхностното съпротивление и увеличава диелектричните загуби в диелектриците, ускорява корозията на металите и контактната корозия между метали с различни електрохимични потенциали, създава условия за мигриране на метални йони в обема и по повърхността на диелектриците и др.

Влиянието на относителната влажност върху свойствата на диелектриците се определя от водата, която е силно полярен диелектрик с малко специфично съпротивление, голяма диелектрична проникваемост и големи диелектрични загуби.

Влажността рязко увеличава скоростта на атмосферната и контактната корозия. Корозията се разпространява от повърхността към дълбочина и зависи от свойствата на продукта на корозията. Винаги обаче се увеличава повърхностното съпротивление на метала. Поради това корозията е особено опасна при контактите, защото увеличава контактното съпротивление.

Защитата на диелектриците от влиянието на относителната влажност на въздуха се осъществява чрез импрегниране или заливане. Металите се защитават от влиянието на влагата чрез нанасяне на метални покрития от коро-

зионноустойчиви метали (например злато, сребро, никел и др.), на лакови покрития и др. Най-пълна защита се получава чрез херметизиране, но този метод се използва само в крайни случаи, защото утежнява конструкцията на електронните апаратури.

Комбинираното влияние на висока температура и висока относителна влажност на въздуха е особено опасно за стабилната работа на материалите. Такива условия съществуват в топлата и влажна климатична област (“ТН”), където се проявява влиянието на биологичния фактор (плесени, бактерии, насекоми) и на силната слънчева радиация. В топлата и суха климатична област “ТА” се добавя влиянието на пясъка и праха. Работата на електронните апаратури и системи в такива тежки околни условия се осигурява чрез специални мерки за защита, известни като “тропикализация на електронните елементи и апаратури”.

## 2. ДИЕЛЕКТРИЧНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

### 2.1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Въздействието на електрическо поле върху диелектрик се изразява в:

1. Индуциране на електрически диполи в обема на диелектрика и ориентирането им по посока на електрическото поле. С други думи в диелектрика се създават диполи, които не съществуват без въздействие на електрическо поле.

2. Ориентиране на съществуващи диполи по посока на електрическото поле, т.е. диелектриктът съдържа диполи в структурата си и без въздействието на електрическо поле.

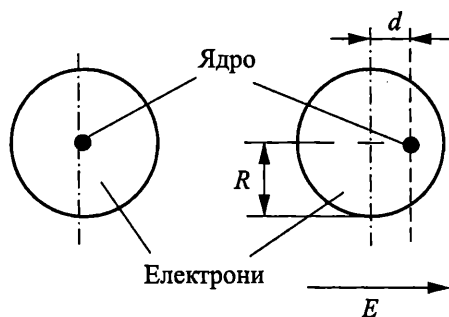
Общият ефект от влиянието на електрическото поле върху диелектричния материал се нарича *поляризация* на материала.

Нека разгледаме най-простия случай, в който диелектричния материал е изграден от атоми. Атомът може да се представи като съставен от ядро (носител на положителните заряди) и електронен облак (носител на отрицателните заряди), равномерно разпределен около ядрото – фиг. 2.1. Еквивалентните центрове на положителните и отрицателните заряди на атома съвпадат и електрическият момент на атома е нула. При въздействие на външно електрическо поле електроните и ядрото се изместват в противоположни посоки, в резултат на което еквивалентните центрове на положителните и отрицателните заряди не съвпадат и атомът придобива диполен момент, т.е. той се поляризира (фиг. 2.1). Диполният момент на атома е

$$(2.1) \quad p = (z \cdot q) \cdot d,$$

където  $z \cdot q$  са положителните, съответно отрицателните заряди в атома;

$d$  – разстоянието между отместените еквивалентни центрове.



Фиг. 2.1

Диполният момент е вектор  $p$  с посока винаги към положителния полюс. Стойността на индуцирания диполен момент е свойство на конкретния атом или ако се обобщи, на частиците, изграждащи материала. За да се оцени влиянието на електрическото поле върху целия материал, представен като

сума от изграждащите го частици, диполните им моменти се сумират и сумата се разделя на обема на материала. Това е поляризацията на материала, т.е.

$$(2.2) \quad P = \frac{\sum_i p_i}{V}, \frac{C}{m^2}.$$

Дименсията на поляризацията е  $\frac{C}{m^2}$  (количество електричество на единица площ), т.е. повърхнинна плътност на зарядите.

Тъй като диполният момент  $p$  е вектор, поляризацията  $P$  също е вектор. Това е важно да се знае, защото ако поляризацията е нула, това не винаги означава, че в диелектрика не съществуват диполи, а че векторната сума от техните диполни моменти е нула. Когато един диелектрик, изграден от диполни молекули не се намира в електрическо поле, посоките на диполните моменти са хаотично разпределени в обема на диелектрика и векторната им сума ще бъде нула, т.е. поляризацията е нула.

Поляризацията на диелектричните материали е величина, която може да бъде измерена. Наистина, ако един хомогенен диелектрик се постави в хомогенно електрическо поле поляризацията може да се представи като

$$(2.3) \quad P = \frac{\sum_{i=1}^n p_i}{V} = Np_{cp},$$

където  $N = \frac{n}{V}$  е броя на атомите (градивните частици) за единица обем;

$$p_{cp} = \frac{\sum_i p_i}{n} \text{ – средната стойност на диполния момент на атомите (градивните частици).}$$

Връзката между поляризацията и електрическото поле, което я поражда, се описва от емпиричния закон

$$(2.4) \quad P = \epsilon_0 k E,$$

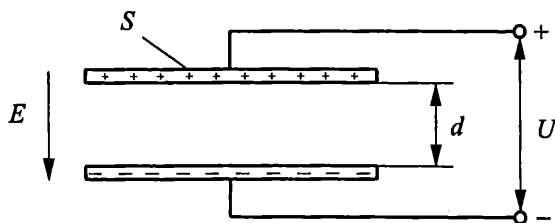
където  $\epsilon_0$  е диелектричната константа (абсолютната диелектрична проникваемост на вакуума);

$k$  – константа, която зависи от материала и се нарича електрическа възприемчивост на диелектричния материал;

$E$  – интензитетът на електрическото поле.

На фиг. 2.2 е показана система от два паралелни електрода (с повърхнина  $S$  и разстояние между тях  $d$ ), върху които е приложено електрическо поле с интензитет  $E$ . Електрическото поле причинява натрупване на заряди върху електродите. Поляризацията на диелектричните материали може да се представи и по следния начин:

$$P = D - D_0,$$



Фиг. 2.2

където  $D$  е електрическата индукция (плътността на електрическите заряди, натрупани върху електродите), когато средата между двата електрода е диелектричен материал;

$D_0$  – електрическата индукция, когато средата е вакуум.

Като се има предвид, че

$$(2.6) \quad D = \epsilon_r \epsilon_0 E \text{ и } D_0 = \epsilon_0 E,$$

където  $\epsilon_r$  е *относителната диелектрична проникваемост* на диелектричния материал, която показва колко пъти повече заряди се натрупват между електродите.

В такъв случай

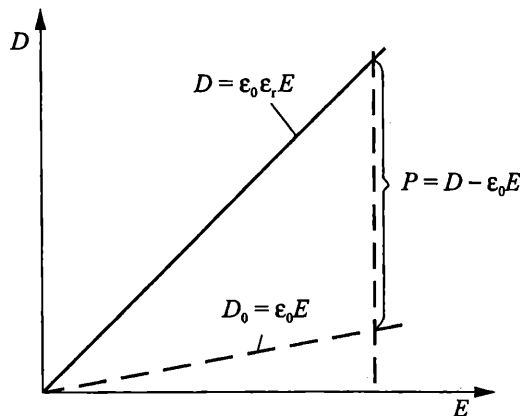
$$(2.7) \quad P = D - D_0 = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E.$$

Функцията (2.7) е показана на фиг. 2.3.

Като се сравни (2.7) с (2.4) е ясно, че

$$\kappa = \epsilon_r - 1,$$

т.е. електрическата възприемчивост на диелектричния материал е относителната му диелектрична проникваемост минус 1.



Фиг. 2.3

От (2.7) става ясно, че мярка за поляризация на материалите е тяхната диелектрична проникваемост или електрическата възприемчивост.

В литературата се цитират две определения за поляризация на материалите, едното от които я описва като състояние, а другото като процес:

1. Поляризацията е състояние на диелектрика, което се характеризира с това, че електрическият момент на макроскопичен обем от него е отличен от нула.

2. Поляризацията представлява процес на изместване на еластично свързаните електрически заряди в диелектрика и ориентиране на диполните молекули.

Двете определения изчерпват напълно описанието както на хода на измененията, които настъпват в материала, така и на полученото ново равновесно състояние под въздействието на електрическото поле.

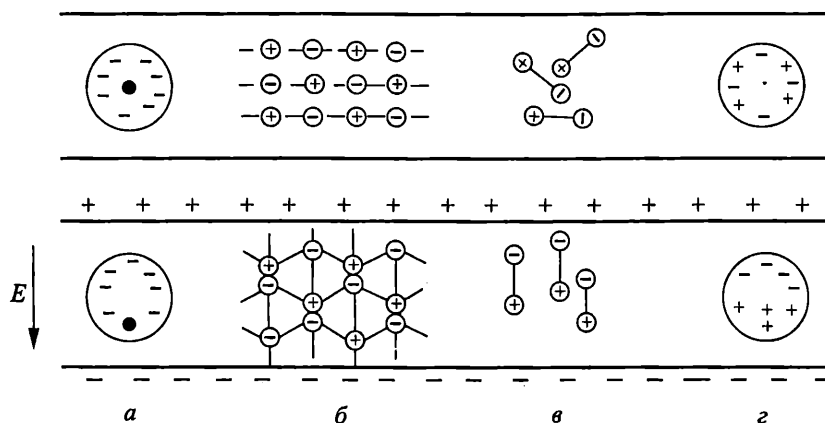
С оглед използването на диелектричните материали в електронните апаратури много важно е да се познават зависимостите на основните електрически параметри от външни фактори, най-важните, от които са температурата на околната среда и честотата на приложеното променливо електрическо поле. Това означава, че трябва да се познават зависимостите  $\epsilon_r = f(T)$  и  $\epsilon_r = f(\omega)$ , където  $T$  и  $\omega$  са съответно температурата на околната среда и ъгловата честота на променливото електрическо поле.

### 2.1.1. Видове поляризации

Различават се четири вида поляризации, които имат различен механизъм на установяване на диполния момент – електронна, йонна, диполна и структурна. Всяка от тях може да се раздели на подвидове, някои от които са описани в края на тази част. Спонтанната поляризация представлява особен вид, който се различава значително от споменатите поляризации, поради което е разгледана самостоятелно.

Четири основни вида поляризации са показани схематично на фиг. 2.4.

Електронната поляризация  $P_e$  (фиг. 2.4 а) представлява изместване на еквивалентните центрове на зарядите на атома. Тя се проявява във всички материали независимо от структурата им.



Фиг. 2.4



Йонната поляризация  $P_{\text{й}}$  се получава в резултат на противоположно изместване на положителните и отрицателните йони, които изграждат структурата на йонния диелектрик (фиг. 2.4 б). Електронната и йонната поляризация се получават чрез индуциране на диполен момент от външно електрическо поле. Индуцираните диполи изчезват след премахване на външното електрическо поле.

Диполната поляризация  $P_{\text{д}}$  се получава в резултат на ориентиране на постоянните диполи под влияние на външно електрическо поле, които дотогава са били случайно (хаотично) ориентирани (фиг. 2.4 в). Постоянните диполи, които изграждат диполните диелектрици, съществуват независимо от външните въздействия.

Структурната поляризация  $P_{\text{ст}}$  е характерна за многофазните материали и представлява ориентиране на електрически заредени области в структурата на материала (фиг. 2.4 г).

**Електронна поляризация.** Моделите на атома предполагат равномерно разпределение на електроните около ядрото на атома, така че атомът като цяло не притежава диполен момент, т.е. еквивалентните центрове на отрицателно и положително заредените частици, които изграждат атома, съвпадат. При въздействие на външно електрическо поле електроните и ядрото се изместват в противоположни посоки, в резултат на което еквивалентните центрове не съвпадат и атомът придобива диполен момент, т.е. той се е поляризил (фиг. 2.1). В поляризиращия атом действат две сили – сила на електрическото поле  $F_E$  и кулонова сила  $F_C$ , насочена в противоположна посока:

$$(2.8) \quad F_E = F_C.$$

Известно е, че

$$(2.9) \quad F_E = zqE,$$

където  $zq$  е зарядът на ядрото;

$E$  – интензитетът на електрическото поле,  
а кулоновата сила  $F_C$  е

$$(2.10) \quad F_C = \frac{(zq)^2 d}{4\pi\epsilon_0 R^3},$$

където  $d$  е разстоянието, на което са изместени еквивалентните центрове (фиг. 2.1);

$R$  – радиусът на атома.

Знае се, че за поляризиращия атом е в сила равенството (2.8). С помощта на (2.8) и (2.10) се получава

$$(2.11) \quad d = \frac{4\pi\epsilon_0 R^3}{zq} E.$$

Като се има предвид, че  $z$  е броят и  $q$  е зарядът на протоните в ядрото на атома, общият заряд  $Q$  на поляризиращия атом е  $Q = zq$ . От (2.3) и (2.11) следва, че диполният момент на атома  $p_e$  е

$$(2.12) \quad p_e = Qd = (4\pi\epsilon_0 R^3)E = \alpha_e E,$$

където  $\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 R^3$  е поляризуемостта на атома при електронна поляризация.

Ако броят на атомите в единица обем е  $N$  (2.3), за електронната поляризация  $P_e$  се получава изразът

$$(2.13) \quad P_e = Np_e = N\alpha_e E.$$

Електронната поляризация се осъществява за изключително кратко време (около  $10^{-15}$  s) без загуби на енергия, защото изместването на еквивалентните центрове при образуването на индуцирания дипол е на много малко разстояние  $d$  (части от атомния радиус). Пак по същата причина диелектричната проницаемост за сметка на електронната поляризация има малки стойности.

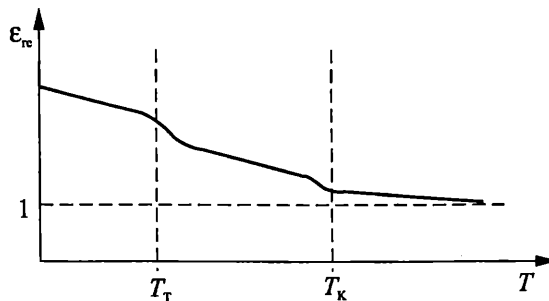
От (2.12) е ясно, че електронната поляризация не зависи пряко от температурата. Но от (2.7) и (2.13) се получава, че

$$(\epsilon_{re} - 1)\epsilon_0 E = N\alpha_e E$$

или

$$(2.14) \quad \epsilon_{re} = 1 + \frac{N\alpha_e}{\epsilon_0}.$$

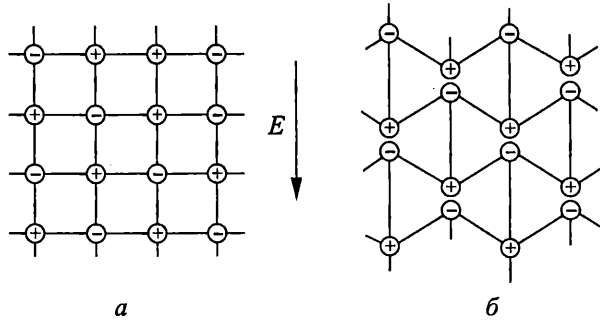
Вследствие на температурния коефициент на обемно разширение на материалите броят на частиците в единица обем  $N$  се изменя под влияние на температурата. Тогава от (2.14) следва, че диелектричната проницаемост зависи от температурата по същия начин, както се изменя броят на частиците  $N$ . На фиг. 2.5 е показана подобна зависимост за положителен температурен коефициент на обемно разширение ( $\alpha_v > 0$ ). В точките на топене  $T_T$  и на кипене  $T_K$ , където се получава рязка промяна в плътността на материалите, се наблюдава и рязко изменение на диелектричната проницаемост.



Фиг. 2.5

**Йонна поляризация.** Йонната поляризация се наблюдава в кристални йонни вещества с плътна опаковка на йоните, т.е. равномерно разпределени положителни и отрицателни йони в обема на кристалната решетка. Типичен представител на тези вещества е кристалът на натриевия хлорид (NaCl), пока-

зан на фиг. 2.6 а. Под влияние на електрическото поле положителните йони се изместват към отрицателния полус, а отрицателните йони – към положителния полус и по този начин еквивалентните центрове на изграждащите материала заредени частици се изместват на разстояние  $d$  – получава се индуциран диполен момент.



Фиг. 2.6

Силата, която увеличава разстоянието  $d$  е кулоновата сила  $F_C$

$$(2.15) \quad F_C = qE,$$

където  $q$  е зарядът на йона;

$E$  – интензитетът на електрическото поле.

Силата, която намалява разстоянието  $d$  се получава благодарение на еластичните свойства на йонния кристал:

$$(2.16) \quad F_{ел} = k_{ел} d,$$

където  $k_{ел}$  се нарича коефициент на еластичност, който зависи от модула на Юнг.

От (2.15) и (2.16) следва, че разстоянието, при което се получава равновесие  $F_C = F_{ел}$  е

$$(2.17) \quad d = \frac{qE}{k_{ел}}.$$

Диполният момент при йонната поляризация е

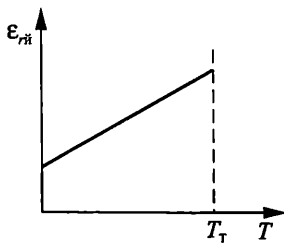
$$(2.18) \quad p_{\text{й}} = qd = \frac{q^2}{k_{ел}} d = \alpha_{\text{й}} d,$$

където  $\alpha_{\text{й}} = \frac{q^2}{k_{ел}}$  е поляризуемостта на йонната структура.

Йонната поляризация е

$$(2.19) \quad P_{\text{й}} = N \frac{q^2}{k_{ел}} d = N\alpha_{\text{й}} d.$$

Благодарение на равномерното разпределение на положителните и отрицателните йони изместването на еквивалентните центрове се осъществява



Фиг. 2.7

на малки разстояния (по-малки от решетъчната константа). Поради това йонната поляризация се осъществява за кратко време (около  $10^{-13}$  s) без загуби на енергия.

Йонната поляризация не зависи пряко от температурата, но тъй като кинетичната енергия на йоните нараства с повишаване на температурата, силата на връзката между йоните отслабва и еквивалентните центрове се изместват на по-голямо разстояние. Типична зависимост на  $\epsilon_{гн}$  от температурата е показана на фиг. 2.7. Зависимостта се прекъсва при температурата на топене, защото йонните вещества в течно агрегатно състояние губят диелектричните си свойства (стават проводници с йонна проводимост).

**Диполна поляризация.** Диполната поляризация (вж. фиг. 2.4 в) се наблюдава в материали с диполна структура, т.е. материали, изградени от постоянни диполи. Когато такъв материал не изпитва въздействието на електрическото поле, постоянните диполи са ориентирани хаотично и общият електрически момент е нула. Под въздействието на електрическо поле, постоянните диполи се ориентират предимно по посока на полето. Големината на диполните молекули, триенето между тях и кинетичната им енергия обуславят увеличеното време за установяване на поляризацията в сравнение с електронната и йонната поляризация, както и съпровождащите я загуби на енергия. Диполната поляризация  $P_d$  зависи от температурата  $T$ , електрическият момент на постоянните диполи  $p_d$  и интензитета на електрическото поле  $E$ :

$$(2.20) \quad P_d = N \frac{p_d^2}{3kT} E^2,$$

където  $N$  е броят на диполите в единица обем;  
 $k$  – константата на Болцман.

От (2.20) и (2.13) следва, че поляризуемостта на постоянните диполи  $\alpha_d$  е

$$(2.21) \quad \alpha_d = \frac{p_d^2}{3kT}.$$

Постоянните диполи създават собствено електрическо поле, наречено локално поле, което зависи от външното електрическо поле и поляризацията. Ако за определяне на интензитета на локалното поле  $E_{лок}$ , се използва изразът за интензитета на Лоренцовото поле, се получава

$$(2.22) \quad E_{лок} = E + \frac{P_d}{3\epsilon_0},$$

където  $E$  е интензитетът на външното електрическо поле;  
 $P_d$  – диполната поляризация;  
 $\epsilon_0$  – електричната константа.

<sup>1</sup> Изразът се извежда в курсовете по физика на твърдото тяло.

Тогава диполната поляризация следва да бъде

$$(2.23) \quad P_d = N\alpha_d E_{\text{лок}}$$

или

$$(2.24) \quad P_d = \frac{N\alpha_d}{1 - \frac{N\alpha_d}{3\epsilon_0}} E.$$

От сравнението на (2.24) и (2.20) е ясно, че

$$N\alpha_d < \frac{N\alpha_d}{1 - \frac{N\alpha_d}{3\epsilon_0}},$$

т.е. локалното поле подпомага поляризацията на постоянните диполи.

От изразите (2.7) и (2.24) лесно може да се получи, че

$$(2.25) \quad \frac{N\alpha_d}{3\alpha_0} = \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{k}{k + 3}.$$

Това уравнение е известно като уравнение на Клаузиус-Мосоти и то дава връзката между параметрите на микро-ниво (поляризуемостта  $\alpha_d$  на дипола) и на макро-ниво (относителната диелектрична проникваемост  $\epsilon_r$  на диелектричния материал).

Диполната поляризация е известна още като *диполно-релаксационна поляризация*. Наименованието е свързано с времето за релаксация  $\tau$ , характерно за бавните поляризации. Това е времето за възстановяване на хаотичното разположение на постоянните диполи в материала след премахване на електрическото поле, т.е. времето за деполяризация. Този процес протича по експоненциален закон

$$(2.26) \quad N_t = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}},$$

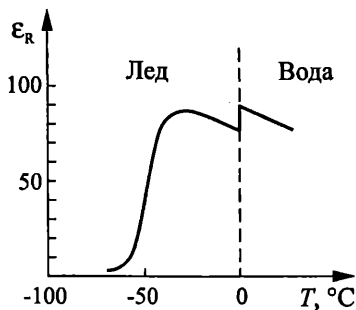
където  $N_t$  е броят на ориентираните диполи след време  $t$ ;

$N_0$  – броят на ориентираните диполи в началния момент.

Времето за релаксация зависи от кинетичната енергия на диполите –  $\tau = \frac{1}{\omega_0}$ , където  $\omega_0$  е честотата на топлинните колебания на постоянните диполи.

Температурната зависимост на диполната поляризация е по-сложна, отколкото описанието ѝ чрез израза (2.20), защото в него не се отчита отслабването на междумолекулярните сили на триене при повишаване на температурата. По този начин се облекчава ориентирането на постоянните диполи по посока на полето. Ето защо температурната зависимост на диелектричната проникваемост от диполна поляризация има нарастваща и намаляваща част според това кой от двата процеса преобладава. Като илюстрация може да се посочи температурната зависимост на  $\epsilon_r$  на водата (фиг. 2.8). При температурата на топене се получава рязко нарастване на диелектричната проникваемост

поради отрицателния температурен коефициент на обемно разширение на водата, т.е. при температурата на топене се получава рязко нарастване на броя на диполите в единица обем.



Фиг. 2.8

**Структурна поляризация.** Тя се проявява най-вече в многофазните диелектрични материали. Много бавна поляризация е, тъй като се получава като резултат на преместване на макрообемни части от структурата на диелектрика. Позволява да се осъществи така нареченото електроочистване на течни диелектрици. При прилагане на постоянно електрическо поле за продължително време примесите с по-висока електропроводимост се отделят на електродите поради структурната поляризация.

Разгледаните поляризации действително могат да се посочат като представителни, защото обхващат всички възможни поляризационни процеси в зависимост от структурата на материала и времето за протичане.

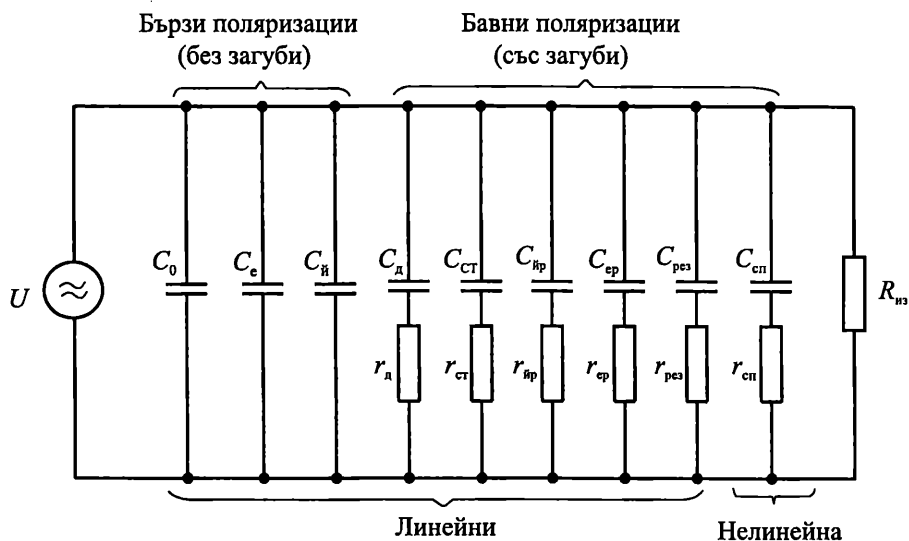
**Йонно-релаксационна поляризация.** Това е йонна поляризация в йонни диелектрици с неплътна опаковка на йоните, поради което изместването е на по-големи разстояния. Установява се за по-дълго време и се придружава от загуби на енергия.

**Електронно-релаксационна поляризация.** Възниква в резултат на намиращи се в структурата на материала "дефектни" електрони и дупки.

**Резонансна поляризация.** Наблюдава се при честоти на приложеното електрическо поле от светлинния обхват, които съвпадат със собствената механична резонансна честота на изграждащите структурата частици.

За всички поляризации, разгледани дотук, е характерна линейната зависимост на  $D = f(E)$ , поради което се наричат *линейни поляризации*.

Общата еквивалентна схема на описаните видове поляризации е показана на фиг. 2.9. Според нея поляризиациите се разделят на бързи и бавни, без и със загуби на енергия, линейни и нелинейни.



Фиг. 2.9

### 2.1.2. Поляризационни процеси в променливо електрическо поле

В досегашните разглеждания поляризационните процеси протичаха под влияние на постоянно електрическо поле. Изключение е направено само в еквивалентната схема от фиг. 2.9, която е валидна за променливо електрическо поле поради означените активни съпротивления  $r$ , еквивалентни на загубите на енергия.

Преди да се изследва зависимостта на поляризацията от честотата на променливото електрическо поле нека въведем понятието комплексна диелектрична проницаемост.

Първото уравнение на Максвел за разпространение на променливо електромагнитно поле в идеални диелектрици (специфичната електропроводимост на средата  $\sigma = 0$ ), представено в комплексна форма е

$$(2.27) \quad \operatorname{rot} \dot{H} = j\omega \epsilon_r \epsilon_0 \dot{E},$$

където  $\dot{H}$  е интензитетът на магнитното поле;

$\dot{E}$  – интензитетът на електрическото поле;

$\omega$  – кръговата честота на електромагнитното поле.

В реален диелектрик ( $\sigma > 0$ ) уравнението придобива вида

$$(2.28) \quad \operatorname{rot} \dot{H} = (\sigma + j\omega \epsilon_r \epsilon_0) \dot{E}.$$

Разпространението на електромагнитно поле в реален диелектрик може да се приведе във форма подобна на разпространението в идеален диелектрик, ако се въведе понятието комплексна диелектрична проницаемост, т.е.

$$(2.29) \quad \operatorname{rot} \dot{H} = j\omega \dot{\epsilon}_r \epsilon_0 \dot{E},$$

от където следва, че

$$j\omega\dot{\epsilon}_r\epsilon_0 = \sigma + j\omega\dot{\epsilon}_r\epsilon_0$$

или

$$(2.30) \quad \dot{\epsilon}_r = \epsilon'_r + \epsilon''_r = \epsilon_r - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}.$$

Реалната част на комплексната относителна диелектрична проницаемост е самата относителна диелектрична проницаемост –  $\text{Re}[\dot{\epsilon}_r] = \epsilon_r$ , а имагинерната част –  $\text{Im}[\dot{\epsilon}_r] = -\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$ .

Ако с  $\alpha_0$  се означи поляризуемостта при постоянно електрическо поле, а с  $\alpha$  – поляризуемостта при променливо електрическо поле, в електротехниката се доказва зависимостта

$$(2.31) \quad \alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega\tau},$$

където  $\omega$  е кръговата честота на променливото електрическо поле;  
 $\tau$  – времето за релаксация на поляризационните процеси.

Независимо от вида на поляризацията в сила е изразът (2.13), именно

$$P = N\alpha E,$$

а (2.14) може да се запише като

$$\epsilon_r - 1 = \frac{N\alpha}{\epsilon_0}.$$

За променливо електрическо поле поляризуемостта  $\alpha$  се замества с израза (2.31)

$$\epsilon_r - 1 = \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0(1 + j\omega\tau)} \frac{1 - j\omega\tau}{1 - j\omega\tau}.$$

След малка преработка се получава

$$(2.32) \quad \dot{\epsilon}_r = 1 + \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0(1 + \omega^2\tau^2)} - j\frac{N\alpha_0\omega\tau}{\epsilon_0(1 + \omega^2\tau^2)},$$

където  $\dot{\epsilon}_r$  е комплексната относителна диелектрична проницаемост.

Изразът (2.32) представлява друг запис на въведеното вече понятие комплексна относителна диелектрична проницаемост – (2.30).

За да се установи влиянието на променливото електрическо поле върху поляризацията, трябва да се изучи честотната зависимост на диелектричната проницаемост –  $\epsilon_r = f(\omega)$ .

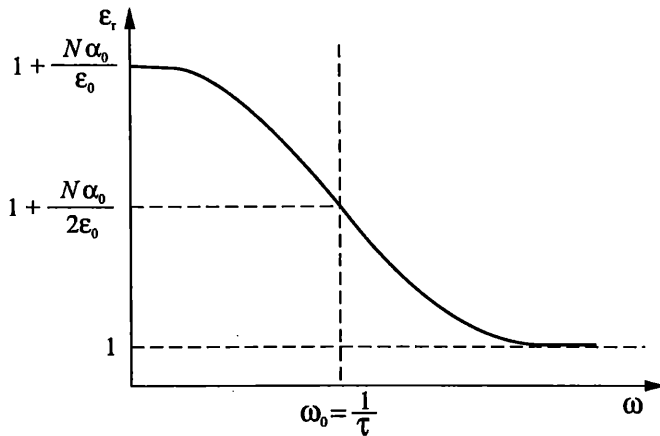
Нека разгледаме зависимостта

$$(2.33) \quad \epsilon_r = 1 + \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0(1 + \omega^2\tau^2)},$$

която представлява реалната част на (2.32), за три случая:

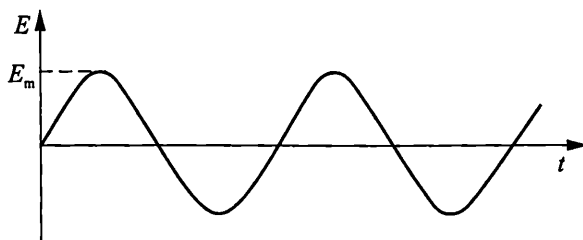


- 1)  $\omega \rightarrow 0, \epsilon_r \rightarrow 1 + \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0}$ ;
- 2)  $\omega \rightarrow \infty, \epsilon_r \rightarrow 1$ ;
- 3)  $\omega = \omega_0 \left( \omega_0 = \frac{1}{\tau} \right), \epsilon_r = 1 + \frac{N\alpha_0}{2\epsilon_0}$ .



Фиг. 2.10

Графически тази зависимост е показана на фиг. 2.10. При постоянно електрическо поле поляризацията се установява еднократно и еднопосочно в зависимост от посоката на приложеното поле. При променливо електрическо поле ( $E = E_m \sin(\omega t)$ ), чиято зависимост от времето е показана на фиг. 2.11, посоката на полето се изменя непрекъснато в такт с честотата. Това означава, че поляризацията се извършва непрекъснато също в такт с честотата и в противоположни посоки, като следва посоката на интензитета на полето. Зависимостта от фиг. 2.10 показва, че времето за установяване на поляризацията е достатъчно за честоти на електрическото поле, близки до честотата  $\omega_0$ . След това поляризацият процес не може да следва изменението на интензитета на полето, поради което поляризацията намалява. При много висока честота ( $\omega \rightarrow \infty$ ) времето за установяване на поляризацията е толкова голямо в сравнение с периода на променливото поле, че поляризацият процес въобще не започва. За илюстрация на това обяснение нека разгледаме пример за поляризация на диполен диелектрик в променливо електрическо поле. При ниски честоти на полето диполите имат достатъчно време за пълно ориентиране по посока на интензитета му и поляризацията се извършва напълно. При повишаване на честотата в близост до честотата  $\omega_0$ , която зависи от времето на релаксация на диполите, времето за промяна на посоката на полето не е достатъчно за пълното ориентиране на диполите, т.е. те не могат да следват изменението на посоката на полето или все едно поляризацията намалява.

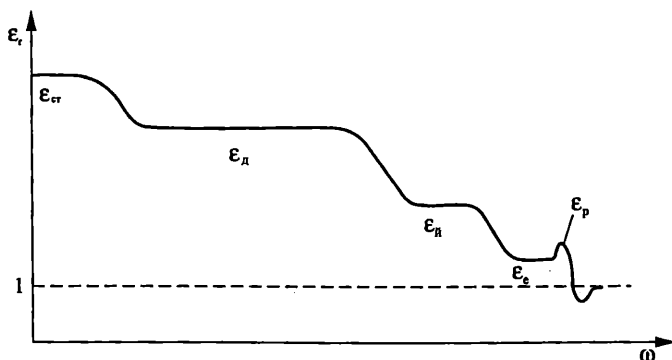


Фиг. 2.11

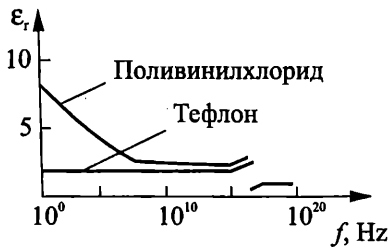
При много високи честоти диполите въобще не реагират на бързо изменящата се посока на въздействие на електрическото поле вследствие на инертността им – поляризацията не се осъществява.

Като се има предвид времето за установяване (съответно времето за релаксация) на разгледаните четири представителни вида поляризация, честотната зависимост на диелектричната проникваемост има вида, показан на фиг. 2.12. В областта на много високи честоти се получава рязко нарастване на диелектричната проникваемост вследствие на резонансната поляризация –  $P_{рез}$ . На фиг. 2.13 е показана честотната зависимост на диелектричната проникваемост на два материала – поливинилхлорид и политетрафлуоретилен (тефлон). Тефлонът е неполярен диелектрик и в него се наблюдава електронна поляризация, а поливинилхлоридът е полярен диелектрик, тъй като в структурата му има постоянен дипол на мономера  $C_2H_3Cl$  и в него се наблюдава електронна и диполна поляризация. При честоти на полето над  $10^7$  Hz диполната поляризация спира и остава само електронната поляризация, която също затихва при честоти над  $10^{15}+10^{16}$  Hz. Рязкото нарастване на диелектричната проникваемост при честота  $10^{16}$  Hz се получава благодарение на резонансната поляризация.

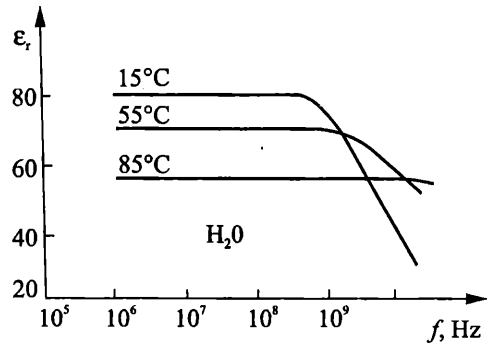
Температурата оказва влияние върху честотната зависимост на диелектричната проникваемост. На фиг. 2.14 е показано семейство криви на зависимостта  $\epsilon_r(\omega)$  за водата при параметър температурата. При повишаване на температурата се намалява времето на релаксация  $\tau$ , поради което се увеличава критичната честота  $\omega_0$ .



Фиг. 2.12



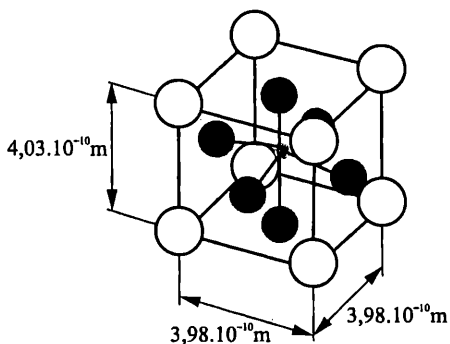
Фиг. 2.13



Фиг. 2.14

### 2.1.3. Спонтанна поляризация

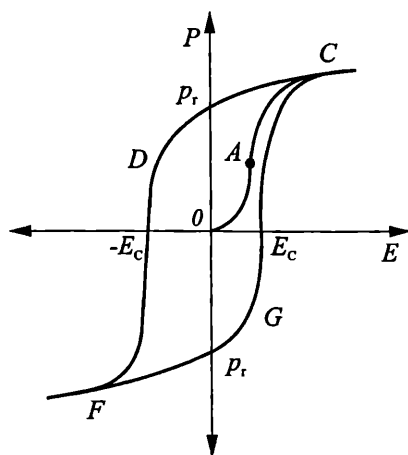
Проявяването на спонтанната поляризация се свързва с доменната структура на сегнетодиелектриците. Типичен представител на сегнетодиелектриците е  $BaTiO_3$ . При температура под  $120^\circ C$  бариевият титанат има тетрагонална кристална решетка с бариев ( $Ba^{2+}$ ) йон във възлите на кристалната клетка, кислороден ( $O^{2-}$ ) йон в близост до центъра на всяка странична стена и титанов ( $Ti^{4+}$ ) йон в близост до центъра на кристалната клетка (фиг. 2.15). По този начин всяка единична кристална клетка представлява един дипол. Електрическите моменти на кристалните клетки в рамките на една доменна област са насочени еднопосочно, както е показано на фиг. 2.16. Всяка доменна област съдържа много (около  $10^{18}$ ) кристални клетки. Кристалът пък съдържа много доменни области, ориентирани по всички посоки, затова поляризацията му е почти нула. При прилагане на външно електрическо поле доменните области, чиито електрически моменти сключват остър ъгъл с посоката на полето или са съпосочни с него, увеличават размерите си. Това предизвиква рязко нарастване на поляризацията (фиг. 2.17), по-нататъшното увеличаване на интензитета на полето води до ориентиране на посоката на електрическите моменти на домените по посока на полето, което също увеличава поляризацията. След като този процес приключи (кривата  $AC$  от фиг. 2.17), по-нататъшното увеличаване на интензитета на приложеното поле не води до промяна в поляризацията на диелектрика – достигнато е насищане. При премахване на външното електрическо поле поляризацията не изчезва, а намалява до някаква стойност, наречена *остатъчна поляризация*  $P_r$ . Причината за това е, че границите на домените не могат да се върнат в изходно положение. Необходимо е прилагането на обратно електрическо поле с интензитет  $E_c$  (наречен *коерцитивен*), което връща границите на домените в изходно положение, т.е. възстановява поляризацията на нула. При променливо електрическо поле се описва известният *хистерезисен цикъл*  $CDFGC$ , характерен за спонтанната поляризация. Необходимата енергия за осъществяването ѝ е пропорционална на площта, затворена от хистерезисния цикъл.



Фиг. 2.15



Фиг. 2.16



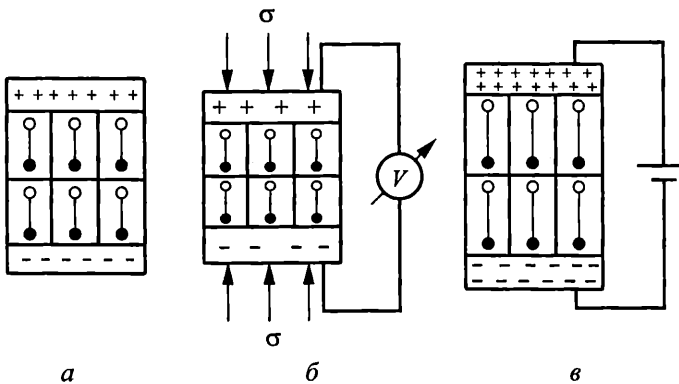
Фиг. 2.17

Остатъчната поляризация  $P_r$  изчезва с течение на времето, защото се възстановява изходното енергетично равновесие. Намалването на поляризацията се извършва по експоненциален закон от вида (2.26). За съжаление времето за релаксация на спонтанната поляризация е малко и сегнетодиелектриците не могат да се използват в качеството на запомнящи елементи.

При температури над  $120^\circ \text{C}$  кристалната решетка на  $\text{BaTiO}_3$  се променя – от тетрагонална става кубична. Кубичната кристална решетка е симетрична и в нея не съществуват постоянни диполи, съответно доменна структура. Следователно при температури над  $120^\circ \text{C}$   $\text{BaTiO}_3$  от материал с доменна структура (сегнетодиелектрик) преминава в материал без доменна структура (обикновен диелектрик). Температурата, при която материалите губят доменната си структура, се нарича *точка на Кюри*.

Пиезоелектричеството се получава като резултат на спонтанната поляризация. Диполните моменти на единичните кристални клетки (вж. фиг. 2.15) се ориентират предимно в една посока в резултат на силните локални елект-

рически полета, съпровождащи спонтанната поляризация. Получават се положително и отрицателно заредени страни на домена в кристала (фиг. 2.18 а). При механично въздействие (натиск или опън) върху кристала се получава скъсяване или удължаване на рамото на единичните диполни моменти, т.е. изменя се потенциалната разлика между двата заредени края (фиг. 2.18 б). Както се разбира, механичното въздействие се преобразува в електрически сигнал – *прав пиезоефект*. При прилагане на електрическото поле по посока на локалното електрическо поле в кристала увеличеният заряд в краищата предизвиква разтягане на диполите, т.е. удължаване на кристала (фиг. 2.18 в). Електрическото въздействие се преобразува в механично изменение – *обратен пиезоефект*.



Фиг. 2.18

Пиезоефектът представлява всъщност преобразуване на механично в електрическо въздействие. Връзката между тези въздействия се дава от пиезомодула

$$(2.34) \quad \frac{Q}{S} = d \frac{F}{S} = d\sigma,$$

където  $Q$  е зарядът, С;

$F$  – силата, N;

$S$  – повърхнината,  $m^2$ ;

$\sigma$  – механичното напрежение в сечението на диелектричния образец,

$\frac{N}{m^2}$ ;

$d$  – пиезомодулът, C/N.

Материалите, в които се проявява пиезоефектът, се наричат *пиезодиелектрици*; това са например  $BaTiO_3$ , кварц и др.

### 2.1.4. Класификация на диелектричните материали

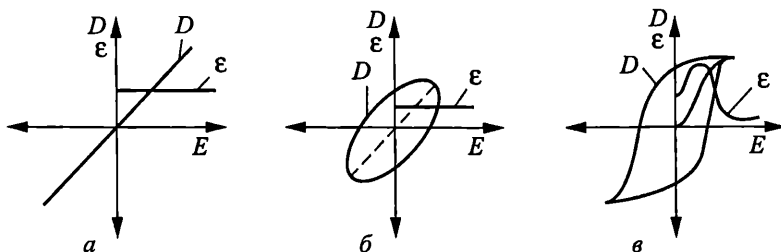
Поляризиациите се разделят на две големи групи – линейни и нелинейни (вж. фиг. 2.9). Според механизмите на поляризация диелектричните материали се разделят също на линейни и нелинейни.

В линейните диелектрици поляризиациите могат да протичат със или без загуби на енергия:

1. Линейни диелектрици без загуби на енергия – в тях се наблюдават електронна и йонна поляризация; зависимостта  $D = f(E)$  е линейна, което означава, че диелектричната им проницаемост не зависи от интензитета на електрическото поле (фиг. 2.19 а).

2. Линейни диелектрици със загуби на енергия – в тях се наблюдават релаксационни поляризации; зависимостта  $D = f(E)$  се описва от елипса (фиг. 2.19 б), а загубите на енергия са пропорционални на повърхнината, заградена от елипсата. Диелектричната им проницаемост също не зависи от интензитета на електрическото поле.

3. Нелинейни диелектрици – в тях се наблюдава спонтанна поляризация; зависимостта  $D = f(E)$  е нелинейна (хистерезисен цикъл); диелектричната им проницаемост може да достигне много големи стойности (около 10000), но зависи от интензитета на електрическото поле (фиг. 2.19 в).



Фиг. 2.19

Освен по посочените признаци диелектричните материали се разделят на още две групи:

1. Неполярни диелектрици – тяхната структура се характеризира с липса на постоянни диполи. По време на поляризацията се получават индуцирани диполи, които след премахване на електрическото поле изчезват. Това означава, че в неполярните диелектрици протичат поляризации с малки стойности на диелектричната проницаемост и с малки загуби на енергия.

2. Полярни диелектрици – тяхната структура се характеризира с наличието на постоянни диполи, които по време на поляризацията се ориентират по посока на външното електрическо поле. В полярните диелектрици протичат поляризации с големи стойности на диелектричната проницаемост и с големи загуби на енергия.

### 2.1.5. Влияние на агрегатното състояние върху диелектричната проницаемост на материалите

Диелектричната проницаемост на материалите зависи най-вече от преобладаващия механизъм на поляризацията, но зависи също така и от агрегатното състояние, защото при прехода от едно състояние в друго се изменя плътността и структурата на материала.

Газовете се характеризират с малка плътност, поради което диелектричната им проницаемост е близка до единица. Основен механизъм при тях е електронната поляризация. При нарастване на налягането на газа диелектричната му проницаемост нараства поради увеличаване на плътността.

От всички газообразни материали най-голямо значение има въздухът, защото той е средата, в която се намират електронните апаратури и системи. Въздухът с неговите електрически характеристики и параметри осигурява работните условия на останалите материали. Ясно е, че той трябва да притежава отлични диелектрични параметри, за да се осигури високо изолационно съпротивление, високо капацитивно съпротивление, малка диелектрична проницаемост и малки загуби на енергия.

Течните и твърдите диелектрични материали се отличават от газовете главно по плътността на веществото. При газовете полярните молекули оказват малко влияние върху поляризацията на материала, защото разстоянията между съседните молекули са големи. При течните и твърдите материали локалните полета, създавани от диполните структури, оказват значително влияние върху поляризацията.

Симетричните структури (например структурата на полиетилен е симетрична) имат само индуцирани диполи, а несиметричните структури притежават постоянни диполи, които в газовете и течностите могат да бъдат ориентирани по посока на полето, а в твърдите вещества ориентацията им е затруднена.

При газообразните диелектрици основно значение има електронната поляризация и е в сила изразът (2.13) или

$$(2.35) \quad \epsilon_r = 1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0}.$$

При течните и твърдите диелектрици трябва да се вземат предвид и локалните полета, особено при диполните структури, за които е в сила изразът (2.24) или

$$(2.36) \quad \epsilon_r = 1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0 - \frac{N\alpha}{3}}.$$

При сравнението на относителната диелектрична проницаемост на газообразните диелектрици с тази на течните и твърдите диелектрици се вижда, че:

$$1. \text{ Броят на градивните частици в единица обем } N \text{ е } N_{\text{течн.,тв.}} \gg N_{\text{газ}}$$

$$2. \frac{N\alpha}{\epsilon_0 - \frac{N\alpha}{3}} > \frac{N\alpha}{\epsilon_0}.$$

Направеното сравнение убедително показва, че относителната диелектрична проникваемост на течните и твърдите диелектрици е по-голяма от тази на газообразните диелектрици.

## 2.2. ЕЛЕКТРОПРОВОДИМОСТ В ДИЕЛЕКТРИЧНИТЕ МАТЕРИАЛИ

Електропроводимостта на диелектриците се получава за сметка на поляризацията им и наличието на малко количество свободни заряди в структурата им. Тя зависи от вида на електрическото поле (постоянно или променливо), агрегатното им състояние и температурата.

### 2.2.1. Електропроводимост при постоянно електрическо поле

Съгласно с едно от определенията на поляризацията тя е процес на изместване на еластично свързаните заряди. Това означава, че по време на развитието на този процес се получава движение на електрическите заряди или че по време на поляризацията протича електрически ток, наречен *поляризационен ток* или *ток на изместване*.

При прилагане на постоянно електрическо поле поляризацията се осъществява еднократно и материалът остава поляризиран докато е под въздействие на полето, т.е. поляризационният ток протича еднократно по време на установяване на поляризацията. Схемата за измерване на поляризационния ток е показана на фиг. 2.20 а, а зависимостта на поляризационния ток от времето – на фиг. 2.20 б.

Токът, получен от бързите поляризации  $I_{б.пол.}$  (електронна и йонна), протича за много кратко време ( $10^{-13}$ – $10^{-15}$  s) и трудно може да бъде регистриран. Токът от бавните поляризации, наричан още *абсорбиционен ток*  $I_{аб.}$ , се регистрира в областта на намаляването му. След установяване на всички видове поляризации, наблюдавани в изследвания диелектрик, поляризационният ток става равен на нула. Плътноста на поляризационния ток  $J_{пол.}$  се определя от скоростта на изменение на плътността на зарядите (индукцията):

$$(2.37) \quad J_{пол.} = \frac{dD}{dt} \approx J_{аб.},$$

където  $D$  е индукцията на електрическото поле;

$t$  – времето;

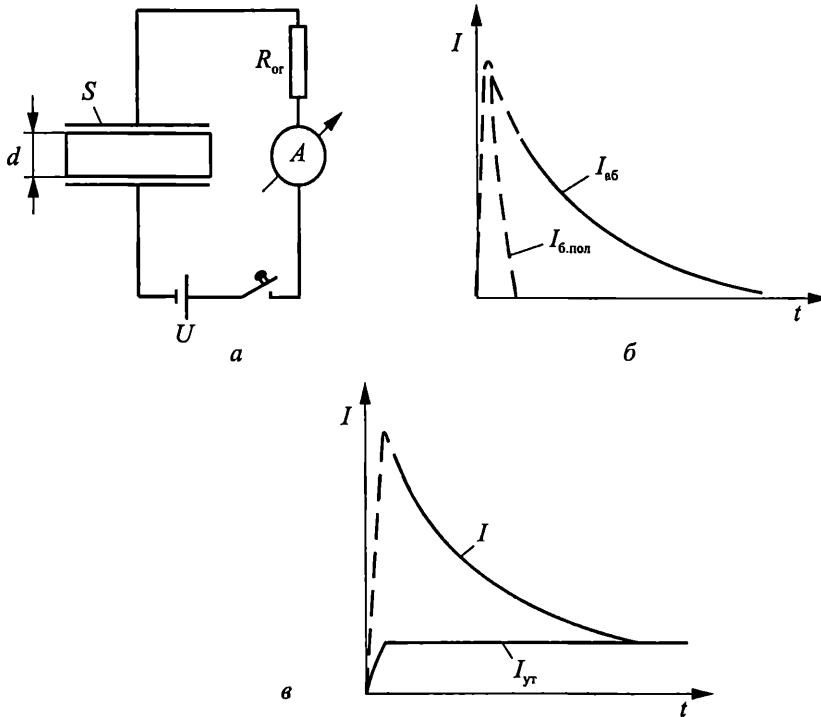
$J_{аб.}$  – плътността на абсорбиционния ток.

В (2.37) токът от бързите поляризации е пренебрегнат, защото протича за изключително кратко време.

Във всеки реален диелектрик има макар и малко свободни токоносители, което ще рече, че винаги протича малък ток от електропроводимост, на-



речен *утечен ток*  $I_{ут}$ . Колкото по-добри диелектрични свойства притежава даден материал, толкова по-малък е утечният му ток.



Фиг. 2.20

Като се има предвид (2.37) и наличието на утечен ток, следва, че при прилагане на постоянно поле през диелектрика протича ток  $I$ , чиято зависимост от времето е показана на фиг. 2.20 в. Съставките на тока  $I$  са:

$$(2.38) \quad I = I_{пол} + I_{ут} = I_{б.пол} + I_{аб} + I_{ут}.$$

Много често вместо утечния ток като характеристика на електропроводимостта на диелектричните материали се използва *изолационното съпротивление*  $R_{из}$ :

$$(2.39) \quad R_{из} = \frac{U}{I - I_{пол}} = \frac{U}{I_{ут}},$$

където  $U$  е приложеното постоянно напрежение;

$I$  – общият ток през диелектрика;

$I_{пол}$  – поляризационният ток през диелектрика.

От фиг. 2.20 в се вижда, че при измерването на изолационното съпротивление на материала е необходимо да се изчака достатъчно време за затихване на всички поляризации в материала. Изолационното съпротивление е омично по своята природа, т.е. не зависи от времето и честотата на приложеното напрежение.

### 2.2.2. Електропроводимост при променливо електрическо поле

Ако приложеното електрическо поле е променливо от вида

$$(2.40) \quad E = E_m \sin \omega t,$$

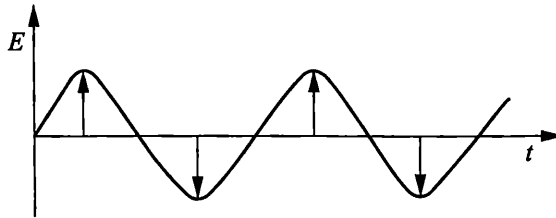
където  $E$  е интензитетът на полето;

$E_m$  – амплитудната стойност на интензитета на полето;

$\omega$  – кръговата честота;

$t$  – времето,

посоката на полето се изменя непрекъснато в такт с честотата (фиг. 2.21).



Фиг. 2.21

За поляризации без загуба на енергия индукцията  $D$  следва интензитета на полето:

$$(2.41) \quad D = D_m \sin \omega t,$$

където  $D_m$  е амплитудната стойност на индукцията, а плътността на поляризационния ток  $J_{\text{пол}}$  е

$$(2.42) \quad J_{\text{пол}} = \frac{dD}{dt} = D_m \omega \cos \omega t = J_m \cos \omega t,$$

където  $J_m$  е амплитудната стойност на плътността на тока.

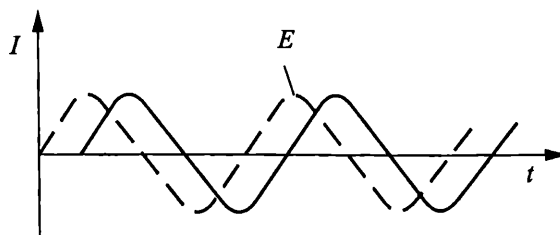
Поляризационният ток е

$$(2.43) \quad I_{\text{пол}} = J_{\text{пол}} S = D_m S \omega \cos \omega t = I_m \cos \omega t,$$

където  $S$  е повърхнината на диелектрика;

$I_m$  – амплитудната стойност на поляризационния ток.

Зависимостта (2.43) е показана на фиг. 2.22.



Фиг. 2.22

При прилагане на постоянно електрическо поле поляризационният ток затихва след известно време и през диелектрика остава да тече само постоя-

нен утечен ток – (2.38). При прилагане на променливо електрическо поле през диелектрика протича променлив поляризационен ток (2.43) и променлив утечен ток (във фаза с приложеното променливо напрежение):

$$I = I_{\text{пол}} + I_{\text{ут}} = I_m \cos \omega t + I_{\text{ут} m} \sin \omega t.$$

От изложеното следва, че диелектрик, включен в електрическа верига чрез два електрода (кондензатор), ограничава протичането на постоянен, но не и на променлив ток.

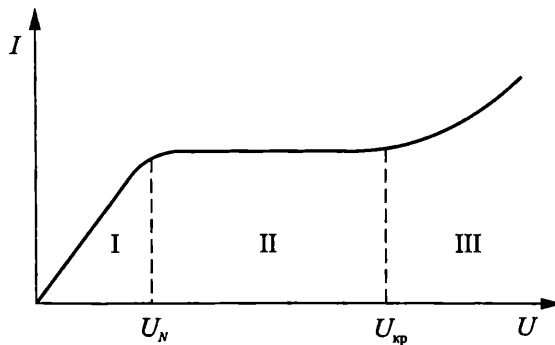
Когато поляризициите в диелектрика са със загуби на енергия, електропроводимостта му е от вида (2.43), но променливият ток е изместен на ъгъл  $\delta$  (ъгъл на загубите):

$$I_{\text{пол}} = I_m \cos(\omega t - \delta).$$

### 2.2.3. Електропроводимост на газообразни, течни и твърди диелектрични материали

Електропроводимостта на газовете при слаби електрически полета е много малка. Тя зависи от способността за йонизация. Известно е, че йонизацията на газовете се осъществява или от външни йонизационни източници, или при ударна йонизация на самия газ. Електропроводимостта на газовете се определя с помощта на волт-амперната им характеристика (фиг. 2.23). В първата област тази характеристика е линейна поради процесите на рекомбинация (броят на свободните токоносители се запазва постоянен). Електропроводимостта на газа е малка и се подчинява на закона на Ом. Във втората област се наблюдава ток на насищане  $I_{\text{нас}}$  – за напрежения от  $U_N$  до  $U_{\text{кр}}$  токът се запазва постоянен. В третата област започва ударна йонизация (пробивът) на газа.

Напрежението, при което започва втората област от волт-амперната характеристика, е номиналното напрежение на газообразния диелектрик –  $U_N$ . Към добрите диелектрични свойства на въздуха може да се прибави и много малката му електропроводимост – плътността на тока на насищане  $J_{\text{нас}} = 10^{-15} \text{ A/m}^2$ .



Фиг. 2.23

Електропроводимостта на течните диелектрици зависи от наличието на дисоциирани примеси, включително влага при неполярните, и дисоциирани собствени молекули при полярните материали. Тя има йонен характер.

Електропроводимостта на неполярните течности е малка и зависи от степента на почистване от примеси. Полярните течности винаги имат повишена електропроводимост, като нарастването на диелектричната проникваемост предизвиква нарастване и на електропроводимостта. Силно полярните течности (например водата) имат толкова голяма електропроводимост, че могат да се разглеждат не като диелектрици, а като проводници с йонна проводимост.

Електропроводимостта на твърдите диелектрици се обуславя от движението на собствени или примесни йони, а при някои материали – и от свободни електрони. В материали с йонен строеж електропроводимостта се получава от йони, напуснали кристалната решетка поради топлинните колебания. При ниски температури се откъсват слабо закрепените примесни йони, а при високи температури – собствените йони. В материали с атомна или молекулна кристална решетка електропроводимостта се получава изключително от примесите.

Температурната зависимост на електропроводимостта на диелектриците се определя от йонния характер на проводимостта или по-конкретно от необходимата енергия за дисоциация  $W_d$  и преместване  $W_{np}$  на йоните в структурата на материала.

Според дифузионния модел специфичната електропроводимост се определя съгласно с израза

$$(2.44) \quad \sigma = nq\mu, \text{ S/m},$$

където  $q$  е зарядът на токоносителя, C;

$n$  – броят на свободните токоносители в единица обем,  $m^{-3}$ ;

$\mu$  – подвижността на токоносителите,  $m^2/V.s$ .

В слаби електрически полета броят на свободните токоносители  $n$  и подвижността им  $\mu$  не зависят от интензитета на полето, а зависят от температурата по известната експоненциална зависимост

$$(2.45) \quad n = n_0 \exp\left(-\frac{W_d}{kT}\right),$$

където  $n_0$  е броят на свободните токоносители при нормална температура на околната среда;

$W_d$  – енергията на дисоциация;

$k$  – константата на Болцман;

$T$  – температурата,

и

$$(2.46) \quad \mu = \mu_0 \exp\left(-\frac{W_{np}}{kT}\right),$$

където  $\mu_0$  е подвижността на токоносителите при нормална температура на околната среда;

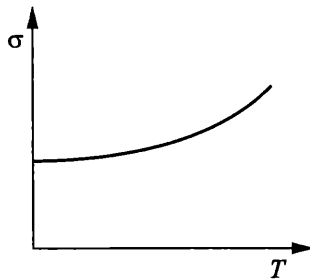
$W_{\text{пр}}$  – енергията на преместване.

С помощта на (2.44), (2.45) и (2.46) лесно може да се намери температурната зависимост на специфичната електропроводимост  $\sigma$ :

$$(2.47) \quad \sigma = qn_0\mu_0 \exp\left(-\frac{W_d + W_{\text{пр}}}{kT}\right) = A \exp\left(-\frac{b}{T}\right),$$

където  $A = qn_0\mu_0$  и  $b = \frac{W_d + W_{\text{пр}}}{k}$  са коефициенти, зависещи от материала.

Зависимостта (2.47) е показана на фиг. 2.24.



Фиг. 2.24

Енергията на дисоциация е значително по-голяма от енергията на преместване ( $W_d \gg W_{\text{пр}}$ ), т.е. специфичната електропроводимост зависи най-вече от концентрацията на токоносителите.

### 2.3. ЗАГУБИ В ДИЕЛЕКТРИЧНИТЕ МАТЕРИАЛИ

Загубите на енергия в диелектричните материали (диелектрични загуби) се обуславят от процесите, които настъпват в тях под въздействието на електрическото поле, основен от които е поляризацията. В постоянно електрическо поле поляризацията се осъществява еднократно и необходимата енергия за това се изразходва също еднократно. В променливо електрическо поле благодарение на обратимостта на поляризационния процес материалът се поляризира непрекъснато в такт с изменението на посоката на интензитета на полето (честотата). Загубите на енергия от поляризация в променливо поле нарастват значително, когато периодът на изменение на интензитета на полето стане съизмерим с необходимото време за установяване на поляризацията.

Най-общото определение за диелектрични загуби гласи, че това е електрическа мощност, изразходвана за нагряването на диелектрика, когато той се намира в електрическо поле. Това определение включва и загубите на енергия, свързани с другите нетипични процеси в диелектрика, протичащи под въздействието на електрическото поле – електропроводимост и др.

За оценка на диелектричните загуби се използва ъгъла  $\delta$ , наречен ъгъл на загубите. Ъгълът  $\delta$  представлява ъгъла, допълващ до  $90^\circ$  фазовия ъгъл  $\varphi$  между тока и напрежението в капацитивна верига.

За изясняване на същността на ъгъла  $\delta$  и връзката му с диелектричните загуби се използват еквивалентните схеми на диелектриците.

### 2.3.1. Паралелна еквивалентна схема

Паралелната еквивалентна схема на диелектричен образец (фиг. 2.25 а) е показана на фиг. 2.25 б. Активното съпротивление  $R$  е еквивалентно на диелектричните загуби. От векторната диаграма на напрежението и токовете (фиг. 2.25 в) се вижда, че благодарение на активното съпротивление  $R$  ъгълът  $\varphi$  (фазовият ъгъл) е по-малък от  $90^\circ$ . Ъгълът  $\delta$  допълва фазовия ъгъл до  $90^\circ$ , т.е.

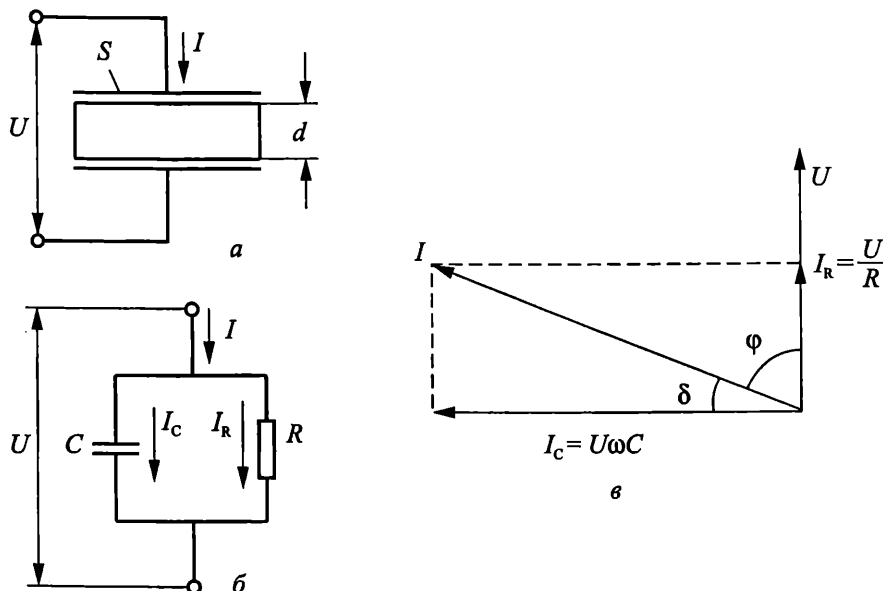
$$(2.48) \quad \delta = 90^\circ - \varphi$$

и

$$(2.49) \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{U}{R} \cdot \frac{1}{U\omega C} = \frac{1}{\omega CR},$$

където  $C$  е капацитетът на образца от фиг. 2.25 а;

$\omega$  – кръговата честота на приложеното напрежение.



Фиг. 2.25

Активните загуби  $P$  в материала са

$$(2.50) \quad P = UI_R = \frac{U^2}{R} = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \text{ W.}$$

Специфичните загуби  $P_V$  (загубите в единица обем) се изчисляват по израза

$$(2.51) \quad P_V = \frac{P}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta}{Sd} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon_r \operatorname{tg} \delta, \text{ W/m}^3,$$

където  $V = Sd$  е обемът на диелектричния образец съгласно с фиг. 2.25 а,  $\text{m}^3$ ;

$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d}$  е капацитетът на образца от същата фигура, F.

Ако в (2.49) заместим  $R = \frac{1}{\sigma} \frac{d}{S}$  и  $C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d}$ , се получава  $\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_r \epsilon_0}$ .

Но от (2.30) се вижда, че  $\frac{\sigma}{\omega \epsilon_r \epsilon_0}$  представлява отношението на имагинерната

към реалната част на комплексната диелектрична проницаемост, т.е.  $\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$ ,

от което следва, че имагинерната част на комплексната диелектрична проницаемост е

$$(2.52) \quad \epsilon_r'' = \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \quad \text{или} \quad \dot{\epsilon}_r = \epsilon_r - j \epsilon_r \operatorname{tg} \delta.$$

### 2.3.2. Видове диелектрични загуби

**Поляризационни загуби.** Както е отбелязано в т.2.3.1, основната част от диелектричните загуби се причинява от поляризацията и понеже релаксационните поляризации се придружават от загуби на енергия, често те се наричат релаксационни загуби. С тангенса на ъгъла на загубите се оценяват релаксационните загуби, които се наблюдават само в променливо електрическо поле и честотната им зависимост се описва от имагинерната част на комплексната диелектрична проницаемост. Като се имат предвид (2.32) и (2.52), следва, че

$$(2.53) \quad \epsilon_r \operatorname{tg} \delta = \frac{N \alpha_0 \omega \tau}{\epsilon_0 (1 + \omega^2 \tau^2)}.$$

Честотният анализ на (2.53) позволява да се изясни честотната зависимост на  $\operatorname{tg} \delta$ . Нека разгледаме зависимостта (2.53) за три стойности на честотата, както това е направено при анализа на честотната зависимост за диелектричната проницаемост (т.2.1.2), а именно:

$$1) \omega \rightarrow 0, \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \rightarrow 0, \text{ но } \epsilon_r \rightarrow 1 + \frac{N \alpha_0}{\epsilon_0}, \text{ следователно } \operatorname{tg} \delta \rightarrow 0;$$

$$2) \omega \rightarrow \infty, \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \rightarrow 0, \text{ но } \epsilon_r \rightarrow 1, \text{ следователно } \operatorname{tg} \delta \rightarrow 0;$$

$$3) \omega \rightarrow \omega_0 (\omega_0 = 1/\tau), \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \rightarrow \frac{N \alpha_0}{\epsilon_0}, \text{ но } \epsilon_r = 1 + \frac{N \alpha_0}{\epsilon_0}, \text{ следователно}$$

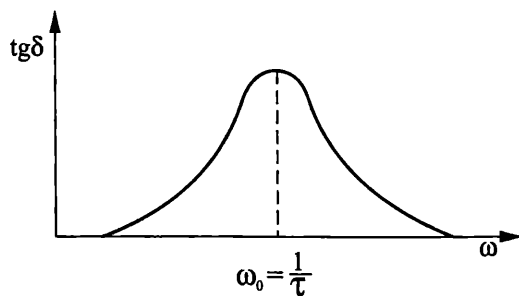
$\operatorname{tg}\delta = \frac{N\alpha_0}{2\varepsilon_0 + N\alpha_0}$ . Получената стойност на  $\operatorname{tg}\delta$  при  $\omega = \omega_0$  е максималната му стойност.

Зависимостта (2.53) е изобразена на фиг. 2.26. За  $\omega \rightarrow 0$  (постоянно поле)  $\operatorname{tg}\delta$  клони към нула, защото при постоянно поле няма загуби от поляризация. При много високи честоти ( $\omega \rightarrow \infty$ ) периодът на промяна на посоката на полето е много по-малък от необходимото време за установяване на поляризацията, т.е. поляризацията не може да се осъществи и няма да има загуби от нея. Максималните загуби се получават, когато честотата на полето съвпадне с честотата, определена от времето за релаксация. В полярните диелектрици се наблюдават по-бавни поляризации в сравнение с тези в неполярните, поради което максималните загуби се получават при по-ниски честоти.

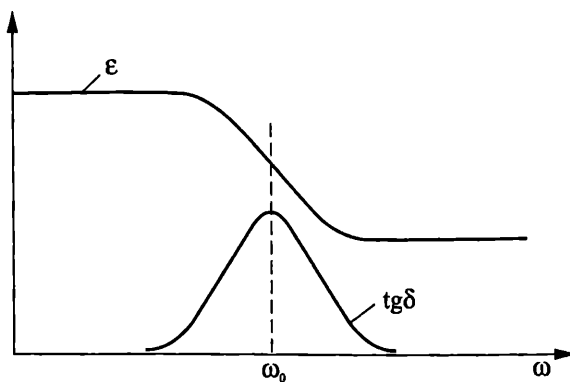
Честотната зависимост на  $\operatorname{tg}\delta$  от фиг. 2.26 е малко неочаквана, ако се има предвид изразът (2.49). Това е така, защото еквивалентното съпротивление  $R$  е честотно зависимо, а не омично.

На фиг. 2.27 са показани честотните зависимости на  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  върху една координатна система.

Типични стойности на диелектричната проникваемост,  $\operatorname{tg}\delta$  и изолационното съпротивление на някои диелектрични материали са дадени в табл. 2.1.



Фиг. 2.26



Фиг. 2.27



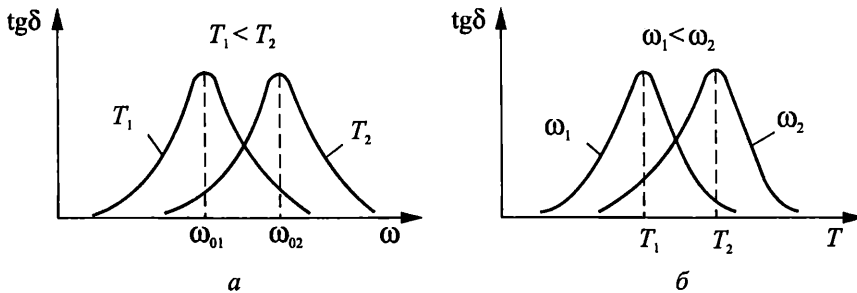
Таблица 2.1

Основни свойства на някои диелектрични материали

Материал	$\epsilon_r$	$\text{tg } \delta \cdot 10^4$	$R_{\text{из}}, \Omega$
Керамики			
$\text{Al}_2\text{O}_3$	10	5	$10^{13} \div 10^{15}$
$\text{SiO}_2$	3,8	3	$10^{12} \div 10^{16}$
Полимери			
Полиетилен	2,1	2	$>10^{18}$
Полистирол	2,5	3	$10^{17} \div 10^{18}$
Поливинилхлорид	7	100	$10^{11} \div 10^{15}$

Температурната зависимост на  $\text{tg } \delta$  се определя от температурната зависимост на времето за релаксация  $\tau$ .

Известно е, че времето за релаксация намалява при повишаване на температурата. Това води до изместване надясно на максимума на честотната зависимост на  $\text{tg } \delta$  (фиг. 2.28 а). Подобна е температурната зависимост на  $\text{tg } \delta$  при параметър честотата (фиг. 2.28 б).



Фиг. 2.28

**Загуби от електропроводимост.** Тези загуби при добрите диелектрици са малки. Характеризират с това, че не зависят от честотата, което трябва да се очаква, защото изолационното съпротивление е омично (не зависи от честотата на полето). Активните загуби от електропроводимост се изчисляват по израза

$$(2.54) \quad P = \frac{U^2}{R_{\text{из}}},$$

където  $U$  е напрежението, приложено върху образеца от фиг. 2.25 а;

$R_{\text{из}}$  – изолационното съпротивление на образеца.

Загубите от електропроводимост са основен вид диелектрични загуби в постоянно електрическо поле и участват във формирането на диелектричните загуби в променливо електрическо поле.

Загубите от електропроводимост са температурно зависими, защото изолационното съпротивление зависи от температурата. От фиг. 2.25 *a* и закона на Ом е ясно, че

$$(2.55) \quad R_{\text{из}} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{S},$$

където  $\sigma$  е специфичната електропроводимост на материала;

$d$  – дебелината на образца;

$S$  – сечението на образца.

От (2.47) и (2.55) може да се напише, че

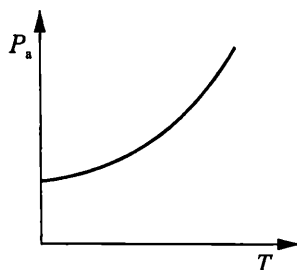
$$(2.56) \quad R_{\text{из}} = \frac{1}{A \exp(-b/T)} \cdot \frac{d}{S} = A' \exp\left(\frac{b}{T}\right),$$

което означава, че изолационното съпротивление намалява по експоненциална крива при повишаване на температурата.

От (2.54) и (2.56) следва, че

$$(2.57) \quad P = \frac{U^2}{A'} \exp\left(-\frac{b}{T}\right)$$

или активните загуби от електропроводимост нарастват по експоненциална крива с повишаване на температурата (фиг. 2.29).



Фиг. 2.29

**Йонизационните загуби** се наблюдават в газообразни или твърди диелектрици с газова фаза (порести). Това са загуби на енергия, необходима за йонизиране на газа, и се получават, когато е изпълнено условието  $U > U_{\text{йон}}$ . Йонизационните загуби могат да се изчислят по приблизителната формула

$$(2.58) \quad P_{\text{йон}} = Bf (U - U_{\text{йон}})^3,$$

където  $B$  е коефициент;

$f$  – честотата на приложеното напрежение;

$U$  – приложеното напрежение;

$U_{\text{йон}}$  – йонизационното напрежение.

При високи честоти йонизационните загуби в порестите материали могат да бъдат толкова големи, че да предизвикат недопустимо нагриване на материала.

## 2.3.3. Последователна еквивалентна схема

При последователната еквивалентна схема активното съпротивление, еквивалентно на диелектричните загуби, е включено последователно на капацитета (фиг. 2.30 а). От векторната диаграма (фиг. 2.30 б) следва, че

$$(2.59) \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{U_r}{U_{C_S}} = \frac{I r}{I / \omega C_S} = \omega r C_S$$

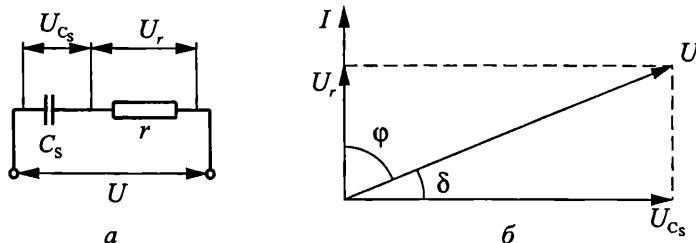
и

$$(2.60) \quad P = I U_r = I^2 r = \frac{U^2 r}{\left( \frac{1}{\omega C_S} \right)^2 + r^2} = \frac{U^2 \omega C_S \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta},$$

където  $C_S$  е капацитетът на диелектричния образец в последователната схема;  $r$  – еквивалентното загубно съпротивление.

Веднага възниква въпросът, дали двете еквивалентни схеми са равностойни при определяне на  $\operatorname{tg} \delta$  и на активните загуби и коя от двете да бъде използвана? Диелектричните загуби в материалите се определят от структурата им и околните условия и не могат да зависят от субективния избор на еквивалентната схема. Следователно задължително е да бъдат изпълнени условията

$$(2.61) \quad \begin{cases} (\operatorname{tg} \delta)_{\text{пар}} = (\operatorname{tg} \delta)_{\text{посл}} \\ (P)_{\text{пар}} = (P)_{\text{посл}} \end{cases}$$



Фиг. 2.30

От условията (2.61) се получава връзката между стойностите на елементите на двете еквивалентни схеми:

$$(2.62) \quad \begin{cases} \frac{1}{\omega C_S r} = \omega C_S r \\ U^2 \omega C_S \operatorname{tg} \delta = \frac{U^2 \omega C_S \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \end{cases}$$

откъдето

$$(2.63) \quad \begin{cases} C = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}, \\ R = r \left( 1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta} \right). \end{cases}$$

При добрите диелектрици  $\operatorname{tg} \delta \ll 1$  и тогава от (2.63) се получава

$$(2.64) \quad \begin{cases} C \approx C_s \\ R \gg r. \end{cases}$$

Изборът на едната от двете еквивалентни схеми е въпрос на удобство при анализа на конкретна схема.

## 2.4. ПРОБИВ В ДИЕЛЕКТРИЧНИТЕ МАТЕРИАЛИ

Високото изолационно съпротивление на диелектричните материали се запазва до определена критична стойност на интензитета на електрическото поле. Ако интензитетът на полето превиши тази критична стойност, диелектричът изгубва диелектричните си свойства – това явление се нарича *пробив*. Напрежението, при което настъпва пробив, се нарича *пробивно напрежение*  $U_{\text{пр}}$ , а съответният интензитет на полето – *диелектрична якост*  $E_{\text{пр}}$ :

$$(2.65) \quad E_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{пр}}}{d}, \text{ V/m,}$$

където  $d$  е дебелината на образеца от диелектричен материал, m.

Диелектричната якост на материалите зависи от структурата им, поради което механизмът на пробива се определя от агрегатното им състояние.

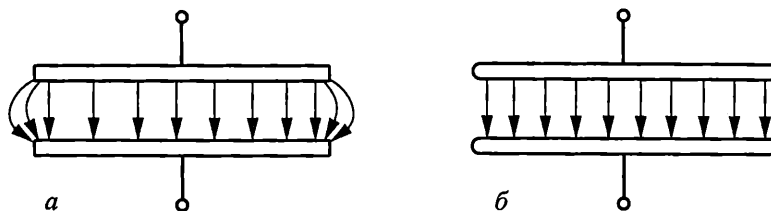
### 2.4.1. Пробив в газообразни диелектрици

На фиг. 2.23 бе показана волт-амперната характеристика на газовете и бе посочено, че в третата ѝ част започва процесът на ударна йонизация – рязко увеличаване на електропроводимостта или пробив. Важна отличителна черта на пробива на газовете е неговата обратимост – след премахване на въздействието на електрическото поле газообразният диелектрик възстановява диелектричните си свойства.

Пробивът в газовете зависи от това дали полето е нееднородно или еднородно. Нееднородното поле се характеризира със закривени силови линии в местата на нееднородност (фиг. 2.31 а). Еднородно се смята полето между два безкрайно дълги успоредни електрода. Практически то се получава между два успоредни електрода със заоблени краища (фиг. 2.31 б).

При прилагане на електрическо поле неголемият брой йони и свободни електрони в газа започват насочено движение. Заредените частици придобиват допълнителна енергия  $W$ , която за еднородно поле се изчислява по израза

$$(2.66) \quad W = Eq\lambda_{\text{ср}},$$



Фиг. 2.31

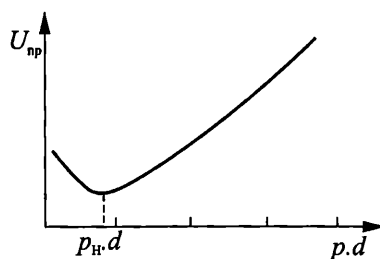
където  $E$  е интензитетът на полето;

$q$  – зарядът на частицата;

$\lambda_{\text{ср}}$  – средната дължина на свободния ѝ пробег.

Когато тази енергия стане по-голяма от определена критична стойност  $W_{\text{йон}}$  ( $W > W_{\text{йон}}$ ), при сблъсък с друга частица тя се йонизира и започва процес на ударна йонизация – пробив.

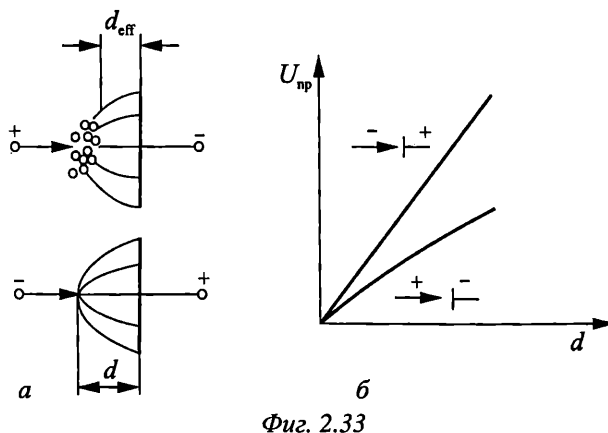
Пробивът на газовете зависи от налягането им. На фиг. 2.32 е показана зависимостта  $U_{\text{пр}} = f(p.d)$  за въздуха. Аргументът на функцията е произведението на налягането  $p$  и разстоянието между двата електрода  $d$ . При нормални околни условия ( $T_A = 20^\circ\text{C}$  и  $p_n = 0,1 \text{ MPa}$ ) и разстояние между електродите  $d = 1 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  диелектричната якост на въздуха е  $E_{\text{пр}} = 3,2 \text{ MV/m}$ . Ако налягането на въздуха е по-малко от атмосферното, броят на молекулите в единица обем намалява и вероятността за удар (йонизация) намалява. Това води до повишаване на пробивното напрежение (фиг. 2.32). Пробивът във вакуум се обяснява с “избиване” на електрони от повърхността на електродите (студена емисия). Ако налягането на въздуха е по-голямо от атмосферното, броят на частиците в единица обем нараства и средната дължина на свободния пробег намалява. Това означава, че за да се изпълни условието за йонизация (2.66), е необходим по-висок интензитет на полето.



Фиг. 2.32

В нееднородно поле пробивното напрежение зависи от поляритета на приложеното напрежение. Силно нееднородно поле се създава между два електрода, единият от които е с форма на игла, а другият е плосък (фиг. 2.33 а). Най-голяма нееднородност (съответно най-голям интензитет) се получава в областта около иглата. Това означава, че там започва йонизацията на газа. Ако иглата е положителния полюс, създадените положителни газови

йони около нея представляват продължение на електрода и ефективното разстояние между двата електрода намалява –  $d_{\text{eff}} < d$ . Ако иглата е отрицателният полюс, получените положителни газови йони около нея рекомбинират и ефективното разстояние остава равно на действителното –  $d_{\text{eff}} = d$ . Зависимостта  $U_{\text{np}} = f(d)$  е показана на фиг. 2.33 б.



Фиг. 2.33

#### 2.4.2. Пробив в течни диелектрици

Течните диелектрици имат значително по-висока диелектрична якост от газовете. Като най-важна причина за това се сочи значително по-голямата плътност на течностите, т.е. значително по-малката средна дължина на свободния пробег. Това означава, че изпълнението на условието (2.66) се осъществява при значително по-висок интензитет на електрическото поле. Течните диелектрици имат висока диелектрична якост, при условие, че не съдържат примеси. Водата, газовете, малките механични частици силно намаляват диелектричната им якост.

В много чистите течни диелектрици пробивът може да се получи в резултат на избиване на електрони от металните електроди.

В технически чистите течни диелектрици пробивът може да се получи в резултат на частични прегрявания в местата с примеси с повишена проводимост, кипване на течностите в тези места, образуване на газов мост между електродите, йонизация и пробив.

При високочестотни електрически полета пробивът се получава поради прегряването на течните диелектрици от диелектричните загуби в тях.

#### 2.4.3. Пробив в твърди диелектрици

Пробивът в твърдите диелектрици се осъществява по три механизма: електрически, топлинен и електрохимически. Проявяването на един или друг механизъм или на няколко едновременно зависи от околните условия и структурата на материалите. Например в топлоустойчивите неорганични дие-

лектрици настъпва топлинен пробив при високи температури (над 300 °C за керамиките).

**Електрическият пробив** представлява чисто електронен процес и се развива за много кратко време ( $10^{-7}+10^{-8}$  s). В технически чистите диелектрици винаги съществуват макар и малко свободни електрони. При по-висок интензитет на полето те могат да придобият достатъчно енергия, за да се получи избиване на електрони от градивните частици. Така възниква електронна лавина – получава се ударна йонизация в твърдото тяло. За да се наблюдава чисто електрически пробив, не трябва да има загуби от поляризация, йонизация на газове включвания и електропроводимост, с което се осигурява температурата на диелектрика да бъде еднаква с тази на околната среда. Ако електрическото поле и структурата на образеца са еднородни и са създадени условия за протичане на чисто електрически пробив, получената диелектрична якост може да се разглежда като параметър на материала, който не зависи от геометричните размери на образеца. В такъв случай пробивното напрежение е линейна функция на дебелината на образеца.

В диелектрици с нееднородна структура се наблюдават повече “слаби” места (структурни дефекти, примеси) и вероятността за тяхното съществуване се увеличава с нарастване на дебелината на материала. Зависимостта на диелектричната якост от дебелината на образец от такъв диелектрик е показана на фиг. 2.34. Вижда се, че диелектричната якост е по-голяма при тънки образци, отколкото при дебели. Затова в справочниците е посочена дебелината на образеца, при която е извършено измерването на диелектричната якост.

В таблица 2.2 са дадени стойностите на диелектричната якост на някои материали.

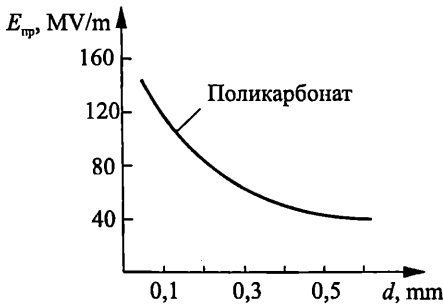
Таблица 2.2  
Диелектрична якост на някои материали

Материал	$E_{пр}$ , MV/m (дебелина на образеца 3 mm)
Тефлон	20
Полиетилен	20÷40
Поливинилхлорид	12÷40
Алуминооксидна керамика	36
Стеатит	20÷30

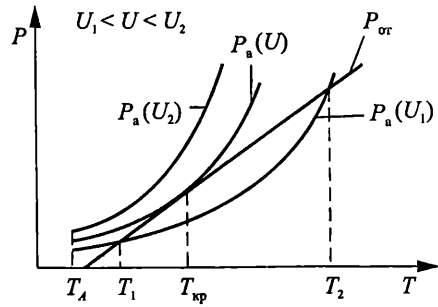
**Топлинният пробив** се получава при нарастване на температурата на материала, когато той се намира в електрическо поле. Температурата нараства, ако е нарушено топлинното равновесие, т.е. количеството отделена топлина е по-голямо от количеството отдадена топлина. Отделената топлина зависи от диелектричните загуби на материала, а отдадената – от конструкцията и условията на топлоотдаване. Следователно топлинният пробив за разлика от електрическия е характеристика не само на материала, а и

на конструкцията. Пробивното напрежение зависи от честотата на полето, условията на топлоотдаване и околната температура.

Условията за осъществяване на механизма на топлинния пробив се получават при първоначално повишаване на температурата на материала за сметка на по-висока околна температура, влошени условия за топлоотдаване или повишени диелектрични загуби. След като се получи по-висока температура, най-важна роля за топлинния пробив придобиват загубите от електропроводимост, защото те по-рязко нарастват (вж. фиг. 2.29) в сравнение със загубите от поляризация (вж. фиг. 2.28 б). От (2.57) може да се получи семейство криви  $P_a = f(T)$  с параметър приложеното напрежение, показани на фиг. 2.35. Те показват как нараства отделената в материала топлина при изменение на температурата.



Фиг. 2.34



Фиг. 2.35

Отдадената топлина  $P_{от}$  от диелектричния образец с конструкция съгласно с фиг. 2.25 а може да се оцени приблизително чрез формулата на Нютон (2.67)

$$P_{от} = 2hS(T - T_A),$$

където  $h$  е коефициентът на топлопроводност в мястото на контакта електрод – диелектрик;

- $S$  – повърхнината на диелектрика;
- $T$  – температурата на диелектрика;
- $T_A$  – температурата на околната среда.

Тази формула е точна, ако са изпълнени следните условия: температурата на диелектрика в целия му обем да бъде еднаква и цялото топлоотдаване да става през електродите. Зависимостта на отдадената топлина от температурата е показана на фиг. 2.35. Кривата на отделената топлина при напрежение  $U_1$  [ $P_a(U_1)$ ] има две пресечни точки с правата на отдадената топлина ( $P_{от}$ ). Ако диелектричният образец работи при нормална околна температура  $T_A$  и напрежение  $U_1$ , температурата му нараства до  $T = T_1$ , тъй като в температурния интервал  $T_A - T_1$  отделената топлина е по-голяма от отдадената. В точка  $T_1$  двете количества стават равни и настъпва устойчиво равновесие. При условие, че температурата  $T_1$  е по-ниска от топлоустойчивостта на материала, той може да работи неограничено дълго време в този режим. В температурния интервал



$T_1 - T_2$  съществува неравенството  $P_{от} > P_a$ , т.е. не е изпълнено условието за топлинен пробив. За температури  $T > T_2$  е изпълнено неравенството  $P_{от} < P_a$  и температурата непрекъснато нараства до настъпването на топлинен пробив. Ако върху образеца е приложено напрежение  $U_2$  независимо от температурата на околната среда, винаги е изпълнено условието за топлинен пробив –  $P_{от} < P_a$ . При напрежение  $U$  двете зависимости имат обща точка, на която съответства неустойчиво равновесие. Пробивното напрежение  $U_{пр}$  се намира от условията

$$(2.68) \quad \begin{cases} P_a = P_{от} \\ \frac{\partial P_a}{\partial T} = \frac{\partial P_{от}}{\partial T} \end{cases}.$$

*Електрохимическият пробив* се получава в резултат на структурни изменения (стареење) на материала, подложен на продължително въздействие на електрическо поле.

## 2.5. ФИЗИЧЕСКИ СВОЙСТВА НА ДИЕЛЕКТРИЧНИТЕ МАТЕРИАЛИ

### 2.5.1. Влагоустойчивост

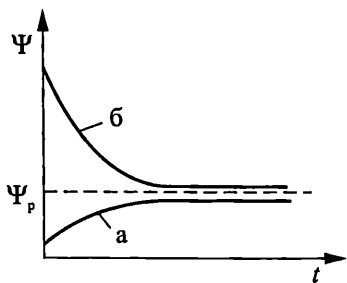
Водата представлява силно полярна течност с висока диелектрина проницаемост ( $\epsilon_r \approx 80$ ), големи диелектрични загуби ( $\text{tg } \delta \approx 0,08$  при  $f = 1 \text{ MHz}$ ) и ниско изолационно съпротивление ( $R_{из} \approx 10^3 \div 10^4 \text{ } \Omega\text{m}$ ). Ето защо присъствието на вода в структурата на диелектричните материали предизвиква рязко влошаване на електроизолационните им свойства.

Една от важните характеристики на въздуха като среда за съществуване на електронните апаратури е неговата влажност. При температура  $30 \div 40 \text{ }^\circ\text{C}$  и относителна влажност на въздуха около 98% въздействието на влагата става много съществено. Такива условия има в страните с влажен тропически климат, поради което електронните елементи и апаратури, предназначени за там, се проектират, конструират и произвеждат по специални изисквания.

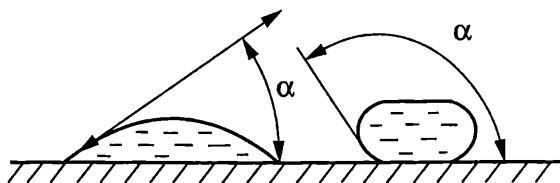
За оценка на поведението на материалите в среда с висока влажност се използват понятията хигроскопичност (способност да се овлажняват) и влагопроницаемост (способност да пропускат влага).

Образец от диелектричен материал, поставен при определени условия, след достатъчно дълго време придобива някаква равновесна влажност, която зависи от изходната влажност на материала и на въздуха. Достигането на равновесната влажност може да стане по два начина – овлажняване и сушене (криви “а” и “б” съответно на фиг. 2.36). Полярните и неполярните диелектрици имат различна влажност при еднаква влажност на въздуха и еднаква поръзност на структурата им. Причина за това е различната им степен на умокряне. Тя се определя чрез капков тест (фиг. 2.37), чийто критерий е ъгълът  $\alpha$  на капката в точката, разделяща трите среди – въздух, вода и материал. За мокреци се материали –  $\alpha < 90^\circ$ , а за немокреци се –  $\alpha > 90^\circ$ . Полярните

диелектрици се мокрят много повече от неполярните (при относителна влажност 80% – около 7–8 пъти), защото водата е силно полярен диелектрик.



Фиг. 2.36



Фиг. 2.37

Хигроскопичността на материалите зависи от структурата им и най-вече от размера на капиларите (порестите материали са по-хигроскопични от тези с плътна структура). Определянето на хигроскопичността по увеличената маса на овлажнения образец не отразява напълно изменението на електрическите свойства. Поради голямата стойност на диелектричната проникваемост на водата в сравнение с повечето диелектрични материали за оценка на хигроскопичността се съди по степента на увеличение на диелектричната проникваемост на овлажнения материал.

Влагопроницаемостта е също важно свойство на диелектричните материали, особено за тези, предназначени за защита от влиянието на околната среда (кабелни изолации, корпуси за полупроводникови елементи и интегрални схеми, компаунди и др.). Повечето материали благодарение на много малките пори в структурата им са влагопроницаеми. Само стъклата, добре изпечената керамика и металите практически не са влагопроницаеми.

### 2.5.2. Топлинни свойства на диелектричните материали

Най-важните топлинни свойства на диелектричните материали са топлоустойчивостта, студоустойчивостта, топлопроводността, температурните коефициенти на линейно и обемно разширение и температурата на запалване.

**Топлоустойчивост** се нарича свойството на материала да издържа (без повреди и без изменение на механичните и електрическите параметри извън определени граници) въздействието на повишена температура за кратко време или за време, съизмеримо с експлоатационния срок, а също така и въздействието на температурни цикли и удари. Топлоустойчивостта се определя от температурата, при която се получават недопустими изменения на параметрите.

Топлоустойчивостта на органичните материали се определя от изменението на механичните им свойства, а на неорганичните – от изменението на електрическите им параметри ( $\text{tg}\delta$  или  $R_{\text{из}}$ ). Причината за подобно разделяне е енергията на връзката в структурата им – органичните материали имат ниска

енергия на връзката и механичните им параметри се влошават при сравнително ниски температури, а неорганичните – обратно.

Топлинните удари, получавани по време на цикличните температурни натоварвания, предизвикват по-големи структурни напрежения в диелектричните материали поради по-ниската им топлопроводност в сравнение например с проводниковите материали.

**Студоустойчивостта** е способността на материала да издържа (без повреди и без изменение на механичните и електрическите параметри извън определени граници) въздействието на ниски температури ( $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$  и по-ниски). Електрическите параметри на материалите при ниски температури се подобряват, но голяма част от органичните материали влошават механичните си параметри – стават крехки и твърди.

**Топлопроводността** на диелектричните материали е от особено значение за материалите за корпуси, подложки на интегрални схеми, тела за резистори и др., които освен че осигуряват електроизолация, служат и като радиатори. Топлопроводността оказва влияние върху устойчивостта на материала на температурни цикли и върху диелектричната якост при топлинен пробив.

**Коефициентът на топлопроводност**  $h_T$  се определя по израза

$$(2.64) \quad h_T = \frac{\Delta P_T}{\Delta S} \frac{dl}{dT}, \text{ W/m.}^{\circ}\text{C},$$

където  $\Delta P_T$  е мощността на топлинния поток през сечението  $\Delta S$ ;

$\frac{dT}{dl}$  – температурният градиент по дължината на образеца.

Коефициентът на топлопроводността на диелектричните материали е много по-малък от този на проводниковите материали. Стойностите на  $h_T$  на някои диелектрични материали са посочени в табл. 2.3. Ниската топлопроводност на въздуха е причина за ниската топлопроводност на порестите материали. Кристалните диелектрични материали имат по-висока топлопроводност от аморфните.

Таблица 2.3

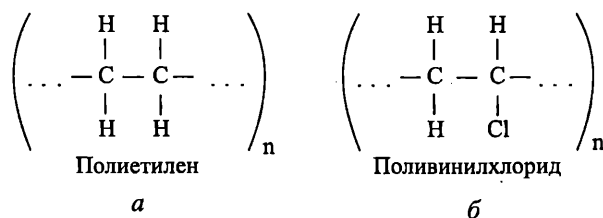
Коефициент на топлопроводност на някои диелектрични материали

Материал	$h_T$ , W/m. $^{\circ}\text{C}$
Въздух	0,03
Гетинакс	0,35
Кварц (кристален)	12,50
Алуминооксидна керамика (96% $\text{Al}_2\text{O}_3$ )	18
Берилиева керамика	281

## 2.6. ОРГАНИЧНИ ПОЛИМЕРНИ ДИЕЛЕКТРИЦИ

Добрите електрически и механични свойства на полимерните материали, технологичността на обработката и ниската цена ги правят предпочитани, а в някои случаи и незаменими в производството на електронни елементи и апаратури.

Полярността на полимерните диелектрици зависи от симетричността на структурната им формула. Неполярните полимерни диелектрици имат симетрична структурна формула, което означава, че еквивалентните центрове на положителните и отрицателните заряди съвпадат (фиг. 2.38 а). Полярните полимерни диелектрици имат несиметрична структурна формула (фиг. 2.38 б).



Фиг. 2.38

Неполярните диелектрици се характеризират с малки стойности на диелектричната проникваемост и диелектричните загуби. Загубите започват да нарастват при високи честоти.

Полярните диелектрици се характеризират с по-големи стойности на диелектричната проникваемост и диелектричните загуби. Загубите започват да нарастват при по-ниски честоти.

В зависимост от честотната област на приложение се разграничават две групи полимерни диелектрици – високочестотни и нискочестотни.

### 2.6.1. Високочестотни полимерни диелектрици

Към тази група спадат неполярните и слабополярните полимерни диелектрици. Поради големия брой полимерни диелектрици, които могат да бъдат причислени към тази група, и непрекъснатото появяване на нови материали, тук са разгледани само някои представители, получили широко приложение в електрониката. В табл. 2.5 са дадени електрическите и механичните параметри на някои високочестотни полимерни диелектрици.

**Полиетиленът** е един от най-рано разработените полимерни материали. Той е неполярен диелектрик (структурната му формула е симетрична) с отлични диелектрични свойства. Произвежда се в много разновидности, разделени в три групи според плътността – I тип (с ниска плътност –  $0,91+0,924 \text{ Mg/m}^3$ ), II тип (със средна плътност –  $0,926+0,940 \text{ Mg/m}^3$ ) и III тип (с висока плътност –  $0,941+0,965 \text{ Mg/m}^3$ ). Полиетиленът е мек материал, чиято твър-

дост нараства с увеличаване на плътността. Относителното му удължение е много голямо – в зависимост от плътността достига до 600%. Независимо от отличните електрически свойства на високочестотен диелектрик полиетиленът намира ограничено приложение поради недостатъчните му механични свойства.

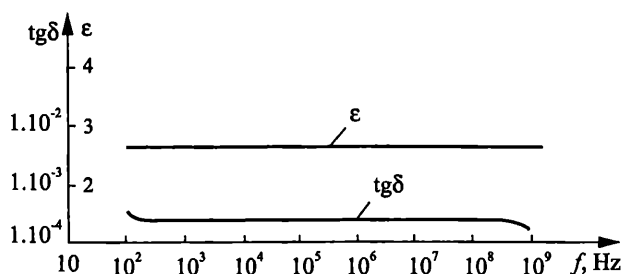
Таблица 2.5

Основни свойства на някои високочестотни диелектрици

Свойства	Полиетилен	Полистирол	Тефлон
Диелектрична проникваемост при 50 Hz	2,3	2,5+2,65	2,1
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 50 Hz	$(1\div 5) \cdot 10^{-4}$	$(1\div 5) \cdot 10^{-4}$	$< 1 \cdot 10^{-4}$
Обемно специфично съпротивление, $\Omega\text{m}$	$10^{13} + 10^{15}$	$10^{15}$	$> 10^{16}$
Диелектрична якост, MV/m (дебелина на образца 3 mm)	20+40	20+30	30

**Полипропиленът** има свойства, подобни на полиетилена, но е с по-добра механична якост при по-ниска плътност. Плътността му е измежду най-ниските за термопластични материали –  $0,9+0,915 \text{ Mg/m}^3$ . Притежава голяма устойчивост на огъване.

**Полистиролът** се използва в електрониката поради добрите му електрически и механични свойства. Диелектричната проникваемост и диелектричните загуби запазват стойностите си до високи честоти (фиг. 2.39). Добрите му свойства, технологичността и ниската цена правят материала много подходящ за изработване на детайли за работа във високочестотни електрически полета. Полистиролът има много високо обемно специфично съпротивление (вж. табл. 2.5), но поради слабата полярност на материала повърхностното му специфично съпротивление зависи от влажността на въздуха.



Фиг. 2.39

**Политетрафлуоретиленът** е полимерен материал с изключителни свойства, поради което намира широко приложение в електрониката за работа при най-тежки климатични и работни условия. Съществуват разновидности на този материал в зависимост от технологията на получаване. У нас е известен с търговското наименование *тефлон*. Най-важните свойства на тефлона са посочени в табл. 2.5. Електрическите му параметри се запазват постоянни до много високи честоти подобно на полистирола (вж. фиг. 2.39) и не зависят от температурата в широк температурен интервал от  $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$  до около  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Политетрафлуоретиленът се отличава от всички останали термопластични диелектрици със способността си да запазва механичната си якост в температурен интервал от  $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  и е единственият материал, който запазва еластичността си до  $-269\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Благодарение на екраниращото действие на флуорните атоми притежава изключителна химическа инертност и не се мокри от водата. Това води до извънредно високи и стабилни стойности на повърхностното му съпротивление ( $>10^{16}\Omega$ ).

### 2.6.2. Нискочестотни полимерни диелектрични материали

Разнообразието на нискочестотните полимерни диелектрици е по-голямо в сравнение с високочестотните. Сред тях има както термопластични, така и терморективни материали. Последните най-често се използват за приготвяне на компаунди, поради което свойствата им са разгледани в следващата точка.

**Поливинилхлоридът** е един от широко използваните нискочестотни полимерни диелектрици. Той е полярен (несиметрична структурна формула, вж. фиг. 2.38 б), термопластичен материал с ниска цена. Произвежда се в много разновидности, включително гъвкав и твърд. Гъвкавият поливинилхлорид широко се използва за изолация на проводници и други детайли, които работят при нискочестотни електрически полета.

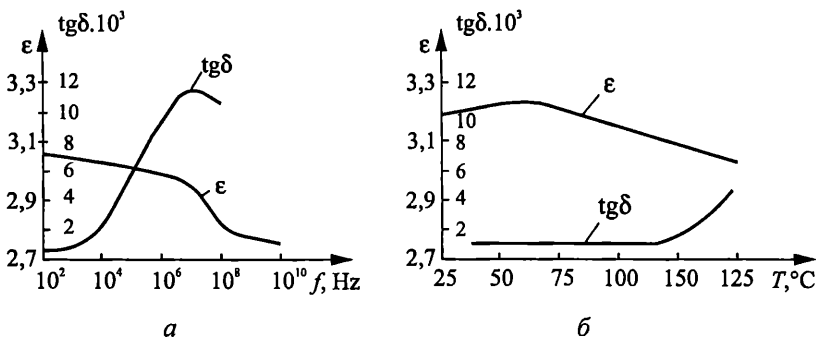
Таблица 2.6

Основни свойства на някои нискочестотни полимерни диелектрици

Свойства	Поливинилхлорид (гъвкав)	Поликарбонат	Полиетилен-терефталат
Диелектрична проникваемост	5+9	~3	3
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 50 Hz	0,08+0,15	0,001+0,005	0,0021
Обемно специфично съпротивление, $\Omega\text{m}$	$10^9+10^{13}$	$10^{13}$	$10^{15}$
Диелектрична якост, MV/m (дебелина на образеца 3 mm)	12+40	16	200 (лента)

Основните свойства на поливинилхлорида са посочени в табл. 2.6. Влажността оказва слабо влияние върху обемното специфично съпротивление, но рязко намалява повърхностното съпротивление поради полярността на материала. Устойчив е на вода, основи, разредени киселини, масла, бензин и спирт. При облъчване се получават вътрешни механични напрежения и материалът се втвърдява.

**Поликарбонатът** се произвежда в много разновидности, така че трябва да се говори за група от материали, известни като поликарбонати. Те са твърди, със стабилни геометрични размери, технологични и с добри електрически параметри (табл. 2.6), което ги прави отлични за изработването на корпуси за електронни елементи. Най-полезните качества на тази група материали са високата топлоустойчивост, размерната стабилност, добрите електрически параметри, самозагасяващите се свойства и изключителната механична якост, която понякога се сравнява с тази на някои метали и превъзхожда всички останали полимери. Честотната и температурната зависимост на  $\epsilon$  и  $\text{tg}\delta$  на поликарбонат са показани съответно на фиг. 2.40 а и б. От фиг. 2.40 а става ясно, че поликарбонатът се използва до около 1 MHz, защото над тази честота рязко нарастват загубите и намалява диелектричната проницаемост.



Фиг. 2.40

**Полиетилентерефталатът** е получил много широко приложение във вид на тънка лента, известна у нас с търговското наименование *хостафан*. Добрият баланс между електрически и механични свойства прави този материал използван в електрониката.

Хостафанът притежава изключително висока диелектрична якост ( $E_{np} = 280 \text{ MV/m}$  на лента с дебелина  $25 \mu\text{m}$ ) и висока механична якост. Запазва свойствата си в температурен интервал  $-60 \text{ to } +150 \text{ }^\circ\text{C}$  и не старее. Може да се металзира, което заедно с отличните електрически параметри го прави особено подходящ за диелектрик на кондензатори. Произвежда се в няколко разновидности с дебелина от  $4 \mu\text{m}$  до  $350 \mu\text{m}$ .

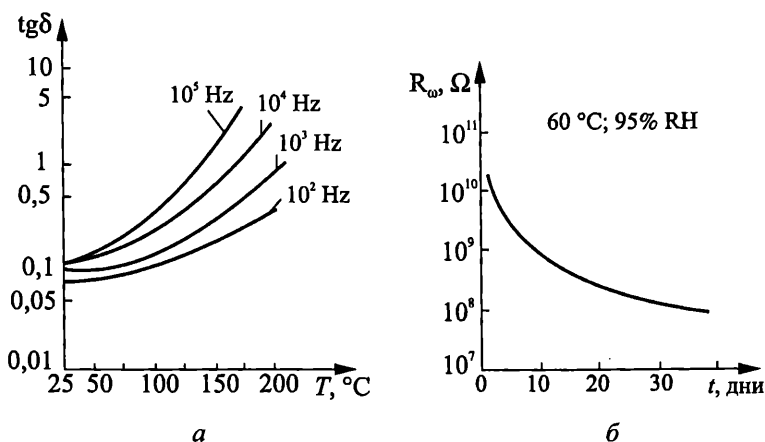
## 2.7. ЕЛЕКТРОИЗОЛАЦИОННИ КОМПАУНДИ И ЛАКОВЕ

### 2.7.1. Компаунди

Компаундът е маса за заливане или импрегниране с цел защита от околната среда. В момента на употребата се намира в течно състояние и се втвърдява при охлаждане или вследствие на химически процес. Компаундите могат да служат за корпусиране на детайли. За преценка на качествата им от гледна точка на употребата им голямо значение има степента на свиване или втвърдяване. Обикновено компаундите с топло втвърдяване се свиват повече от тези със студено втвърдяване. Качествените компаунди трябва да имат високо изолационно съпротивление, малки диелектрични загуби и малка диелектрична проникваемост. За осигуряване на качествена защита от околната среда те трябва да са влагонепроницаеми, да имат необходимата механична якост и адхезия.

Най-разпространени в електрониката са компаундите, изработени на основата на термореактивни полимерни диелектрици.

**Епоксидните компаунди** са едни от най-разпространените материали за корпусиране и заливане в електрониката. Получават се от епоксидни смоли и различни пълнители. Епоксидните смоли са термореактивни полимери. Произвеждат се в широк спектър от различни състави. Биват течни, твърди или на прах. В изходно състояние са от леки течности до гъсти пасты, а след втвърдяване – от еластични до твърди вещества. Втвърдяването става чрез втвърдител и/или нагриване.



Фиг. 2.41

Основните свойства на епоксидните компаунди с два вида пълнители са дадени в табл. 2.10. Механичните и електрическите им свойства са много стабилни във влажна среда и зависят от използваните в компаунда пълнител –



стъкло, калциев карбонат, силициев двуокис, слюда и други минерални вещества. От данните в табл. 2.7 и от зависимостта на  $\tan \delta$  от честотата и температурата (фиг. 2.41 а) се вижда, че епоксидните компаунди са нискочестотни диелектрици. Зависимостта от фиг. 2.41 б показва, че изолационното съпротивление намалява след продължително изпитване при температура 60 °С и относителна влажност 95 %.

Таблица 2.7

Основни свойства на епоксидни компаунди

Свойства	Пълнител	
	стъклена тъкан	минерален
Диелектрична проникваемост	4÷5	4÷5
Диелектрична якост, MV/m (дебелина на образца 3 mm)	13,5	14
Темп. коефициент на лин. разширение $\times 10^6, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	11÷30	24÷50
Коефициент на топлопроводност, W/m. °C	0,3÷0,4	0,3÷0,75
Водопоглъщаемост, % (след 24 h престой във вода)	0,05÷0,0095	0,1

Епоксидните компаунди малко се свиват след втвърдяване, имат добра стабилност на геометричните размери и са с голяма адхезия. Използват се за заливане и корпусиране. Епоксидните смоли намират приложение при изработването на лакове и лепила.

*Силициевоорганичните (силиконови) смоли* съдържат в молекулата си силоксанова група, чиято връзка е особено устойчива, поради което те са с висока топло-, студо- и влагоустойчивост и са химически инертни. Представяват терморективни материали, които в изходно състояние са течни или прахообразни. След полимеризация могат да бъдат еластични (каучокоподобни) или твърди. Свойствата на някои силиконови компаунди са дадени в табл. 2.8. Като пълнители се използват стъкло или минерални продукти.

Таблица 2.8

Основни свойства на силиконови компаунди

Свойства	Пълнител	
	минерален	стъкл. тъкан
Диелектрична проникваемост	3,4÷6,3	4,3
Диелектрична якост, MV/m (дебелина на образца 3 mm)	12÷20	11÷12
Специфично обемно съпротивление (при относителна влажност 50%)	$10^{15} \div 10^{17}$	$1,4 \cdot 10^{16}$

Свойства	Пълнител	
	минерален	стъкл. тъкан
Темп. коефициент на линейно разширение $\times 10^6, ^\circ\text{C}^{-1}$	25÷60	10
Коефициент на топлопроводност, W/m. $^\circ\text{C}$	3,5÷3,6	2
Водопоглъщаемост, % (след 24 h престой във вода)	0,05÷0,20	0,10÷0,12

Най-важните качества на силиконовите компаунди от гледна точка на използването им в електрониката са отличните им електрически свойства, които се запазват сравнително постоянни при промяна на честотата и температурата. Тези компаунди имат много висока топлоустойчивост – горна гранична работна температура от 250  $^\circ\text{C}$  до 350  $^\circ\text{C}$  и висока топлопроводност.

Силициевоорганичните смоли се използват и за пластмаси, лакове и компаунди.

### 2.7.2. Електроизолационни лакове

Полимерните лакове представляват полимерен материал, разтворен в подходящ разтворител. След нанасяне на лака разтворителят се изпарява и се образува тънък полимерен слой, чиято основна задача е да защитава повърхността от влиянието на околната среда.

Електрическите свойства на лаковете са подобни на тези на компаундите, защото повечето лакове са създадени на базата на същите полимерни материали. Останалите свойства, като устойчивост на химикали, разтворители и околните условия, също са подобни на тези на обемните полимери. Лаковете се характеризират и с някои типични свойства, като адхезия, вискозитет, възможност за нанасяне на тънък слой, гъвкавост, влагопроницаемост. Наличието на летлив разтворител в лака означава, че лаковият слой е порьозен като резултат на изпаряването на разтворителя.

При избора на даден електроизолационен лак от значение е точното познаване на електрическия режим на работа и експлоатационните условия. Например за работа в среда с висока влажност важни са свойствата влагопроницаемост и чистота (най-вече от електролити), а за работа при висока температура – важни са температурата на размекване и химическата стабилност.

Електроизолационните лакове са евтино и технологично средство за климатична защита, поради което намират разнообразно приложение. Свойствата на някои електроизолационни лакове са дадени в табл. 2.9.

**Електроизолационни лакове за печатни платки.** Последната операция от производството на печатни платки е покриване с лак, чиято задача е защита от корозия и по този начин повишаване на надеждността. При продължителна работа на печатната платка в условия на повишена влажност в непокритите с лак платки се получава силно намаляване на изолационното

съпротивление, къси съединения между печатните проводници и корозия. Най-използваните лакове за печатни платки са полиуретановите, епоксидните, силиконовите и полистиролните. Изборът им зависи от експлоатационните условия: за повишена температура – силиконови, за повишена влажност – епоксидни.

Таблица 2.9

Основни свойства на някои електроизолационни лакове

Свойства	Епоксидни	Полистиролни	Силиконови
Диелектрична проникваемост	3,4÷3,8	2,4÷2,6	3,0÷4,2
Тангенс на ъгъла на загубите	0,01+0,03	$(1+5) \cdot 10^{-4}$	$(1+8) \cdot 10^{-3}$
Специфично обемно съпротивление, $\Omega\text{m}$	–	$10^{15}+10^{17}$	$10^{12}+10^{14}$
Диелектрична якост, MV/m	26+30	20+28	22
Топлоустойчивост, °C	200	60÷85	260

Различават се три групи лакове за печатни платки:

- с общо предназначение – епоксидни и полиуретанови;
- с повишена топлоустойчивост – силиконови;
- с малки диелектрични загуби – полистиролни.

При използването на групови методи за запояване на елементите върху печатната платка понякога се налага определени места от платката да се защитават от припоя – например при много малки разстояния между печатните проводници има опасност от получаване на “мостчета” между тях. За подобна защита се нанася маска от лак (солдер-маска), който трябва да издържа на висока температура (температурата на разтопения припой). Най-често се използват епоксидните лакове. Трябва да се има предвид обаче тяхната голяма адхезионна способност, защото повечето методи за премахване на лака могат да предизвикат повреда на печатната платка или на печатната схема.

**Лакове за тънкослойни и дебелослойни интегрални схеми.** Защитата на слойните интегрални схеми от околната среда може да се осъществи с лаково покритие (със или без следващо корпусиране). Ниската цена и технологичността на лаковото покритие води до поевтиняване на интегралната схема и затова, ако експлоатационните условия позволяват, този метод е препоръчителен. При използването на органични лакове се налага да се провери съвместимостта им с елементите на интегралната схема. Съвместимостта се определя чрез:

1. Оценка на измененията на електрическите параметри преди и след покриването с лак и след климатични изпитвания, като циклични температурни натоварвания и влажност.

2. Определяне на адхезията на лака към подложката и другите материали, участващи в схемата.

3. Проверка на корозията на металните повърхности чрез продължителни или ускорени изпитвания.

Корпусирането с полимерни компаунди най-често е придружено от предварително лакиране на интегралната схема. Този лаков слой, наричан “вътрешен”, “преграден” или “съединителен”, служи да придаде допълнителна вибрационна устойчивост на градивните елементи с малки геометрични размери и на тънките съединителни проводници на интегралната схема; да поеме механичните натоварвания, възникващи по време на корпусирането с горещия компаунд и следващото изстиване като резултат от различните температурни коефициенти на линейно разширение на компаунда и подложката; да защити интегралната схема от циклични температурни натоварвания и температурни удари; да придаде допълнителна климатична защита и да осигури допълнителна електроизолационна бариера срещу къси съединения по повърхността на интегралната схема. Лаковият слой може да окаже вредно влияние върху качеството и надеждността на интегралната схема, ако не е достатъчно чист и не е осигурена съвместимост на материалите и адхезия. Например примесите предизвикват корозия, която намалява адхезията, а тя на свой ред намалява влагозащитата.

Повечето електроизолационни “преградни” и “съединителни” лакове са на базата на силициевоорганични смоли. Освен отличните електрически и механични свойства на тези лакове трябва да се подчертае и голямата им топлопроводност, която заедно с еластичността им ги прави трудно заменими за подобни приложения.

## 2.8. НЕОРГАНИЧНИ ДИЕЛЕКТРИЧНИ МАТЕРИАЛИ

Неорганичните диелектрици представляват голяма група разнородни материали с разнообразни свойства. В зависимост от структурните им особености те биват: керамики и стъкла, а в зависимост от приложението им – изолаторни и кондензаторни диелектрици.

Изолаторните диелектрици се употребяват за монтаж на елементи, чиито потенциал е отличен от нула, и затова се наричат още *монтажни диелектрични материали*. Необходимо е да имат малка диелектрична проникваемост, защото участват във формирането на паразитен капацитет, който особено при високи честоти е задължително да бъде по възможност по-малък.

Кондензаторните диелектрици трябва да имат голяма диелектрична проникваемост, за да се получи голям капацитет при малки геометрични размери на кондензатора.

### 2.8.1. Керамики

Всички керамики притежават три структурни фази – кристална, аморфна (стъклена) и газова. Кристалната фаза (химически съединения или техните

твърди разтвори) определя в най-голяма степен електрическите свойства на керамиката. Аморфната фаза представлява стъкло, което свързва кристалната фаза и определя технологичните свойства на керамиката. Газовата фаза се получава като следствие на технологията на получаване на тези материали (керамична технология). Тя предизвиква намаляване на механичната и диелектричната якост и увеличаване на диелектричните загуби при по-високи напрежения от йонизацията на газа. По тези причини газовата фаза е нежелана и стремежът е да се произведат керамики с минимално съдържание на газ. Има обаче и керамики, които специално се произвеждат с голямо съдържание на газова фаза и се наричат *порести*. Те притежават относителна диелектрична проницаемост, близка до тази на въздуха, и се използват за изработването на основи за резистори с цел да се получи минимален паразитен капацитет.

Както и останалите диелектрични материали, предназначени за електрониката, керамиките трябва да имат достатъчна диелектрична якост, малки диелектрични загуби и механични свойства, съобразени с експлоатационните условия.

Изолаторните керамики освен изброените свойства трябва да притежават малка диелектрична проницаемост ( $\epsilon_r < 12$ ). Свойствата на някои керамики са дадени в табл. 2.10.

Таблица 2.10

Свойства на някои изолаторни керамики

Свойства	Стеатитова керамика	Алумино-оксидна керамика	Берилиево-оксидна керамика
Диелектрична проницаемост	6,0÷7,0	9,0	6,8
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 1 MHz, $\times 10^4$	3+8	1	3
Специфично обемно съпротивление, $\Omega\text{m}$	$10^{10}+10^{11}$	$10^{12}$	$10^{15}$
Диелектрична якост, MV/m	20÷30	36	33
Коефициент на топлопроводност, W/m.°C	–	18	280

**Стеатитовата керамика** е от системата  $\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$ . Тя има малки диелектрични загуби и се използва за изработване на детайли за променливи кондензатори, тела за бобини, цокли за електровакуумни лампи и др. Тези детайли се произвеждат с малки размерни допуски.

**Алуминооксидната керамика** съдържа висок процент  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – от 85% до 99,8%. Благодарение на отличните електрически, механични и топлинни свойства тази керамика намира широко приложение в електрониката – за детайли на СВЧ устройства, за подложки на хибридни интегрални схеми и др.

**Берилиевооксидната керамика** притежава много високо изолационно съпротивление и изключително голяма топлопроводност (табл. 2.10). При стайна температура коефициентът на топлопроводност е почти наполовината на този на медта.

Изискванията към кондензаторни керамики са същите както към изолаторните керамики, с изключение на диелектричната проницаемост, която трябва да бъде колкото е възможно по-голяма. Известно е, че диелектричните материали, в които се наблюдава спонтанна поляризация, притежава много висока диелектрична проницаемост (т.2.1.3). Керамики с такава поляризация се наричат *сегнетокерамики*.

За качествата на керамичните кондензатори от значение е температурният коефициент на диелектричната проницаемост  $\alpha_\epsilon$ . Кондензаторните керамики се произвеждат в много разновидности, поради което се групират в зависимост от стойността и температурният коефициент на диелектричната проницаемост, както следва:

– Керамики с висока диелектрична проницаемост и отрицателен температурен коефициент на диелектричната проницаемост ( $\alpha_\epsilon < 0$ ).

– Керамики с ниски стойности на диелектричната проницаемост и температурният коефициент на диелектричната проницаемост. Диелектричната проницаемост на тези керамики има стойности от 12 до 25, а  $\alpha_\epsilon$  може да бъде отрицателен или положителен –  $\alpha_\epsilon = (-50 \div +30) \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ .

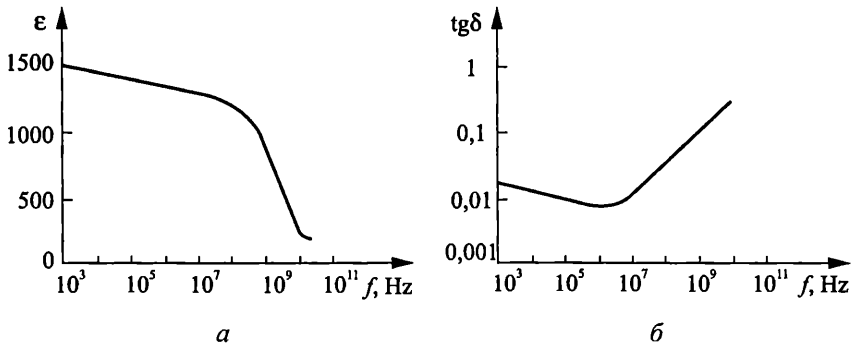
Свойствата на някои кондензаторни керамики са дадени в табл. 2.11.

Таблица 2.11

Основни свойства на някои кондензаторни керамики

Свойства	Перовски-това керамика	Рутилова керамика	Титаноциркониева керамика	Станатна керамика
Диелектрична проницаемост	140÷150	70+80	20÷25	14÷16
Темп. коефициент на диелектричната проницаемост $\times 10^4, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	-1300±200	-700±100	-50±20	+30±20
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 1 MHz $\times 10^6$	3÷4	4÷5	3÷4	3÷4
Диелектрична якост, MV/m	10+12	10+12	8÷10	10+12
Специфично обемно съпротивление, $\Omega\text{m}$	$10^{10} \div 10^{11}$	$10^9 \div 10^{10}$	$10^{10} \div 10^{11}$	$10^{10} \div 10^{11}$
Температурен коефициент на линейно разширение $\times 10^6, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	8+9	7,5+8	5,5÷6	8÷8,5

Сегнетокерамиката се получава на основата на бариев титанат ( $\text{BaTiO}_3$ ). Механизмът на поляризацията на  $\text{BaTiO}_3$  е разгледан в т.2.1.3. Честотните зависимости на диелектричната проницаемост и диелектричните загуби са показани на фиг. 2.42 *a* и *б* съответно. Вижда се, че диелектричните загуби особено при по-високи честоти са големи. Поради доменната структура на сегнетодиелектриците диелектричната проницаемост силно зависи от температурата, т.е. тези материали имат голяма температурна нестабилност.



Фиг. 2.42

## 2.8.2. Стъкла

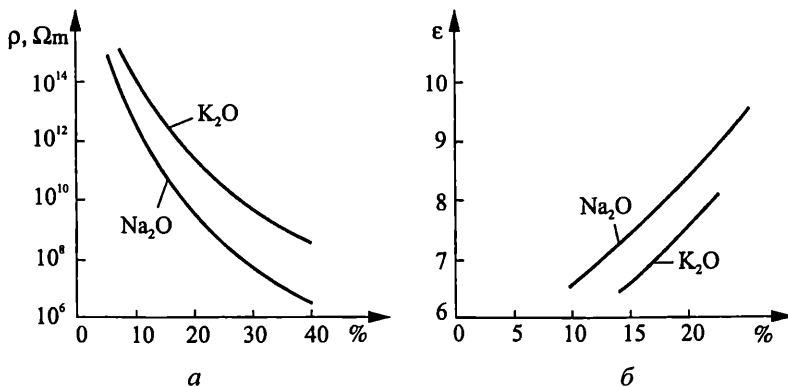
Стъклата представляват сложни системи от стъклообразуващи ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ) и други оксиди ( $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ ,  $\text{CaO}$ ,  $\text{BaO}$ ,  $\text{PbO}$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и др.). Основна част на повечето технически стъкла е  $\text{SiO}_2$ , поради което те се наричат *силикатни*. Свойствата на стъклата се променят с изменение на състава на оксидите – диелектричната проницаемост е от 3,2 за кварцовото стъкло до 13 за алкалните и оловните стъкла (на някои бариеви стъкла до 25), диелектричните загуби  $\text{tg}\delta$  се изменят от  $2 \cdot 10^{-4}$  за кварцовото стъкло до  $7 \cdot 10^{-3}$  за някои алкални стъкла, изолационното съпротивление също варира в широки граници – някои стъкла са с голямо  $R_{\text{из}}$  ( $\sim 10^{13} \Omega\text{m}$ ), други имат малко  $R_{\text{из}}$  ( $10^2 + 10^7 \Omega\text{m}$ ), а трети са полупроводници. Както се вижда, най-добри електрически свойства притежава кварцовото стъкло.

Алкалните оксиди ( $\text{Na}_2\text{O}$  и  $\text{K}_2\text{O}$ ) оказват силно влияние върху електрическите свойства на стъклата. Увеличаването на съдържанието им предизвиква повишаване на диелектричната проницаемост и намаляване на специфичното съпротивление (фиг. 2.43 *a* и *б*). Въвеждането на тежки оксиди ( $\text{BaO}$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{PbO}$ ) неутрализира в известна степен влиянието на алкалните оксиди и даже предизвиква увеличаване на изолационното съпротивление.

Силикатните стъкла, които се употребяват в електрониката, се разделят на следните групи:

1. Безалкални стъкла (не съдържат алкални оксиди). Към тях се включва и кварцовото стъкло. Някои от основните свойства на тази група стъкла са посочени в табл. 2.12. Те имат добри електроизолационни свойства, голяма

топлоустойчивост и нисък температурен коефициент на линейно разширение ( $\alpha$ , на кварцовото стъкло е най-малък измежду всички вещества). Тези стъкла не са технологични – от тях трудно се изработват детайли със сложна геометрична форма и малки размерни допуски.



Фиг. 2.43

2. Алкални стъкла без съдържание на тежки оксиди. Имат по-ниска топлоустойчивост, технологични са, но електроизолационните им свойства са влошени (табл. 2.12).

3. Алкални стъкла със съдържание на тежки оксиди. Те са сравнително технологични и имат електроизолационни свойства, приблизително еднакви с тези от първа група (табл. 2.12).

Таблица 2.12

Основни свойства на силикатни стъкла

Свойства	Безалкални стъкла	Алкални стъкла без съдържание на тежки оксиди		Алкални стъкла с тежки оксиди
		натриеви	калиеви и калиево-натриеви	
Диелектрична проникваемост	4,2÷7,5	5,7÷7,5	7,0÷11	3,2÷12,8
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 1 MHz, 10 <sup>4</sup>	2,0÷10	30÷70	15÷30	4,0÷12
Специфично обемно съпротивление, Ωm (при 20 °C)	10 <sup>11</sup> ÷10 <sup>13</sup>	10 <sup>6</sup> ÷10 <sup>7</sup>	10 <sup>8</sup> ÷10 <sup>10</sup>	10 <sup>9</sup> ÷10 <sup>11</sup>
Температурен коефициент на линейно разширение ×10 <sup>6</sup> , °C <sup>-1</sup>	0,5÷2	2,6÷5	2,6÷9	2,1÷3

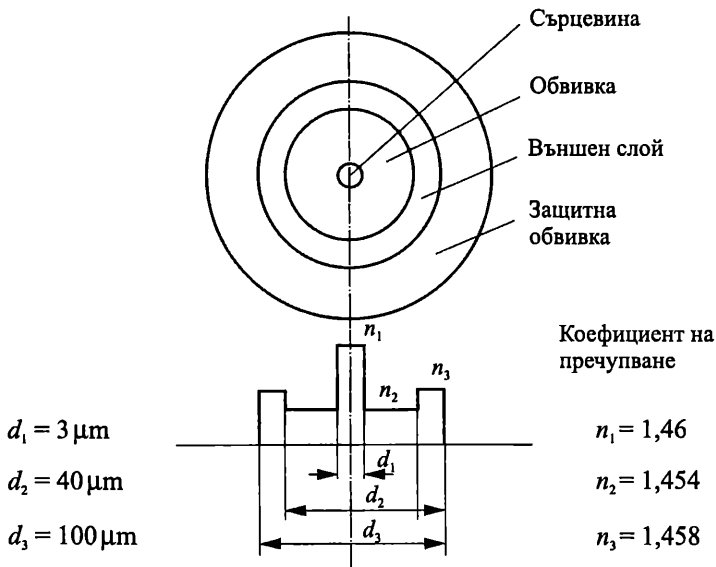


В зависимост от приложението им се различават също няколко групи стъкла.

**Електровакуумните стъкла** са предназначени за направата на балони за електровакуумни лампи. Най-важното им свойство е температурният коефициент на линейно разширение, който трябва да бъде еднакъв с този на метала на изводите. Според това изискване се различават платинови [ $\alpha_l = (85+92) \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ], молибденови [ $\alpha_l = (46+52) \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ], волфрамови [ $\alpha_l = (35+42) \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ], и други стъкла. Наименованието се определя не от състава на стъклото, а от стойността на  $\alpha_l$ . Стъклата, от които се изработват електронни елементи и детайли за работа във високочестотни електромагнитни полета, трябва да имат малки диелектрични загуби.

**Изолаторните стъкла** отговарят на същите изисквания, както и изолаторните керамики. Използват се за направата на проходни или монтажни изолатори. Като изолаторни се употребяват безалкалните стъкла.

**Кондензаторните стъкла** имат свойства, подобни на кондензаторните керамики. На тези изисквания отговарят алкалните стъкла със съдържание на тежки окиси.



Фиг. 2.44

**Стъкла за оптически влакна.** При конструирането на оптическите влакна най-важно значение имат коефициентите на пречупване на светлината между различните конструктивни елементи, защото от тях зависи светлинният лъч да премине големи разстояния. На фиг. 2.44 е показана конструкцията на оптическо влакно и разпределението на коефициентите на пречупване между отделните елементи. Сърцевината и обвивката са направени от много чисти стъкла, за да се намали колкото е възможно затихването на светлинния

лъч. Изискванията към чистотата на външния слой не са толкова строги, но коефициентът на пречупване трябва да бъде различен от този на обвивката. Външният слой служи за увеличаване на диаметъра на влакното до такава степен, че да се получи достатъчна механична якост. За изработването на оптически влакна се използват натриево-калциеви силикатни стъкла, боросиликатно стъкло, а също и сплавен кварц. Освен специалните изисквания за чистота от голямо значение са структурните дефекти и якостните свойства на тези стъкла.

**Ситалите** са поликристални материали, получавани чрез стимулирана кристализация на стъкла. Заемат междинно място между стъклата и керамиките. Характеризират се с микрокристална структура, която им придава по-голяма плътност, по-висока механична якост и топлопроводност в сравнение със стъклата и керамиките.

Кристализацията се стимулира чрез катализатори. В зависимост от тях се различават *термоситали* и *фотоситали*.

Кристализацията на термоситалите се извършва по време на охлаждане, а на фотоситалите – в резултат на облъчване на нагретия материал с ултравиолетови лъчи. Характерно за частично кристализираните области на фотоситалите е, че те се разтварят в разрежена флуороводородна киселина (1÷1,5% разтвор на HF) 10÷15 пъти по-бързо от неосветените области. По този начин се извършва така нареченото *фотохимично щанцуване*, при което се получават детайли с много сложна форма.

Границите, в които се изменят свойствата на различните видове ситали, са дадени в табл. 2.13.

Таблица 2.13  
Основни свойства на ситалите

Диелектрична проникваемост	4,5÷8
Тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при 1 MHz	$(1+80) \cdot 10^{-3}$
Специфично обемно съпротивление, $\Omega\text{m}$	$10^8 \div 10^{13}$
Диелектрична якост, MV/m	25÷80
Топлоустойчивост, °C	450÷1000
Коефициент на топлопроводност, W/m. °C	0,8÷2,5
Температурен коефициент на линейно разширение, °C <sup>-1</sup>	$(3+100) \cdot 10^{-7}$

Широкият обхват от стойности на температурния коефициент на линейно разширение на различните ситали и високата топлопроводност правят тези материали подходящи за подложки на хибридни тънкослойни интегрални схеми.

## 3. ПРОВОДНИКОВИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

От направените в т.1.2 класификации следва, че проводникови свойства притежават материалите с малки стойности на специфичното съпротивление  $\rho$  или все едно, с големи стойности на специфичната проводимост  $\sigma$ .

Проводимостта на материалите може да бъде електронна и йонна. Проводниковите материали с електронна проводимост се наричат още *проводници от I род*, а с йонна – *проводници от II род*. Материали с електронна проводимост са металите и техните сплави, а с йонна проводимост – електролитите. От гледна точка на приложение в електрониката интерес представляват металите и техните сплави, чиито основни свойства са разгледани в тази част.

### 3.1. ОСНОВНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ С ЕЛЕКТРОННА ПРОВОДИМОСТ

#### 3.1.1. Електронна проводимост

Структурата на металите се характеризира с кристална решетка, във възлите на която са разположени положителните метални йони и колективни електрони, т.е. с наличието на метална връзка. Колективните електрони са всъщност свободни електрони, които могат да се движат насочено в междувъзловото пространство на кристалната решетка под влияние на електрическо поле. Така се получава движение на свободни заряди, т.е. протичане на ток или още проводимост в металите. Мярка за проводимостта на материалите е специфичната електропроводимост  $\sigma$ , която се определя от броя на токоносителите  $n$ , техния заряд  $q$  и подвижността им  $\mu$ :

$$(3.1) \quad \sigma = nq\mu,$$

където  $q = e$  е зарядът на електрона.

Подвижността на токоносителите (електроните) се определя от средната дължина на свободния пробег  $\lambda_{\text{ср}}$  и топлинната скорост  $v_T$  на свободните електрони, а именно

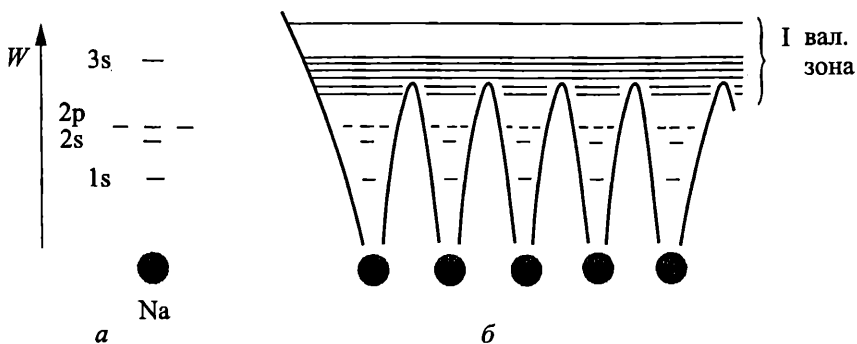
$$(3.2) \quad \mu = \frac{e\lambda_{\text{ср}}}{2mv_T},$$

където  $m$  е масата на електрона.

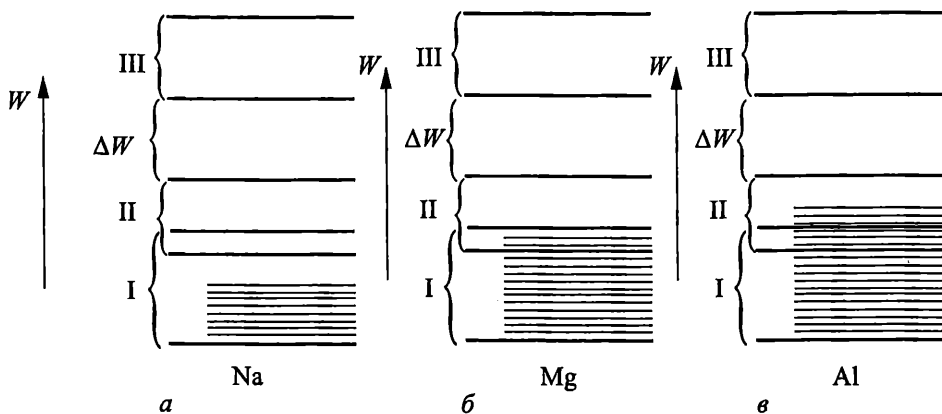
От (3.1) е ясно, че изменението на специфичната електропроводимост от температурата, структурата и състава на металите зависи от това, как тези фактори влияят върху броя на токоносителите  $n$  и тяхната подвижност  $\mu$ .

Зонният модел на металите показва защо при тях няма забранена зона и как се получават свободните колективни електрони при осъществяването на металната връзка. Нека разгледаме енергетичната диаграма на “самотен” натриев атом, показана на фиг. 3.1 а. Електроните от най-високото енергетично ниво (валентните електрони) в най-голяма степен определят свойствата на

материала. В твърдото тяло енергетичните състояния на вътрешните електрони могат да се разглеждат като независими, а валентните нива се разцепват и образуват зони. На всяко енергетично ниво съответства енергетична зона (фиг. 3.1 б). Всяка валентна зона има толкова енергетични нива, колкото е броят на атомите в системата. Това означава, че при  $n$  атома във всяка зона може да има  $2n$  електрони. Ето защо алкалните метали с един валентен електрон на всеки атом имат запълнена половината от първата валентна зона (фиг. 3.2 а). Първата и втората валентна зона се припокриват, а между втората и третата валентна зона съществува забранена зона. Магнезият с неговите два валентни електрона има изцяло запълнена първа валентна зона (фиг. 3.2 б), алуминият с трите си валентни електрона има запълнена първата и половината от втората зона (фиг. 3.2 в).

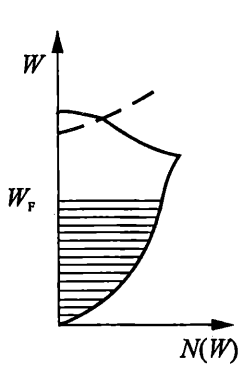


Фиг. 3.1

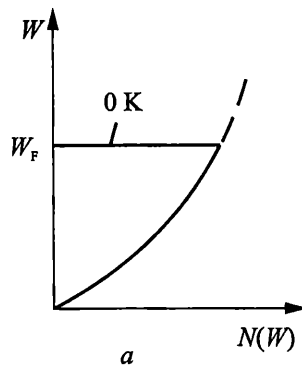


Фиг. 3.2

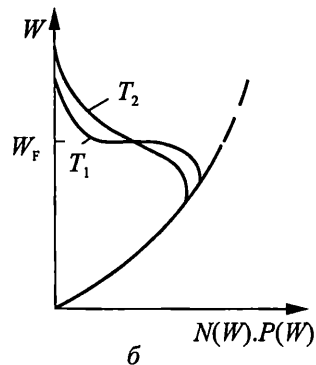
При досегашните разглеждания се пренебрегва фактът, че енергетичните състояния (нива) не са равномерно разпределени в енергетичната зона. В действителност плътността на енергетичните състояния  $N(W)$  в средата на зоната е най-голяма (фиг. 3.3).



Фиг. 3.3



а



б

Електроните подобно на атомите заемат най-ниските енергетични състояния, ако не са възбудени от повишена температура или по някакъв друг начин. При абсолютната нула (0 K) всички най-ниски енергетични състояния са заети, а по-високите са свободни, както това е показано на фиг. 3.4 а. При по-висока температура някои от електроните преминават в по-високи енергетични състояния и профилът на плътността се изменя (фиг. 3.4 б). С нарастването на температурата нараства и вероятността  $P(W)$  да бъдат заети по-високи енергетични състояния. Тази вероятност се подчинява на разпределението на Ферми-Дирак, съгласно с което

$$(3.3) \quad P(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)},$$

където  $W_F$  е нивото на Ферми;

$k$  – константата на Болцман;

$T$  – температурата.

Нивото на Ферми се дефинира по следния начин:

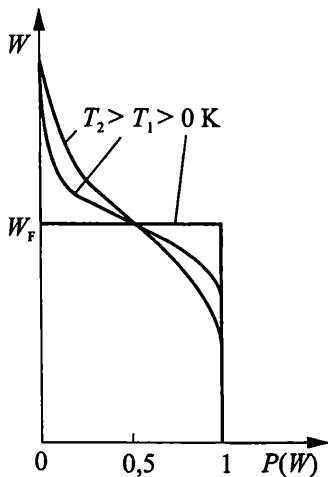
1. При  $T = 0$  K нивото на Ферми е най-високото заето енергетично ниво (фиг. 3.4 а).

2. При  $T > 0$  K нивото на Ферми е онова енергетично ниво, вероятността за заемането на което е  $P(W_F) = 0,5$  независимо от стойността на температурата (фиг. 3.4 б). Това лесно се проверява с (3.3).

За температури  $T > 0$  K профилът на плътността е произведението  $N(W).P(W)$  – фиг. 3.4 б.

Разпределението на Ферми-Дирак е представено графично на фиг. 3.5. То е симетрично спрямо  $W_F$ , т.е. заетите енергетични състояния над  $W_F$  са точно толкова, колкото са незаетите под  $W_F$ . Ако разликата  $W - W_F$  се представи като кратна на  $kT$ , вероятността  $P(W)$  съгласно с разпределението на Ферми придобива следните стойности:

$W - W_F$	$+4kT$	$+3kT$	$+2kT$	$+1kT$	0	$-1kT$	$-2kT$	$-3kT$	$-4kT$
$P(W)$	0,018	0,048	0,118	0,269	0,5	0,713	0,882	0,952	0,982



Фиг. 3.5

При нормална температура ( $T = 293$  K) –  $kT = 0,025$  eV.

Материалите с електронна проводимост имат свободни енергетични състояния непосредствено над нивото на Ферми и тяхната проводимост зависи не от броя на електроните въобще, а от броя на електроните, които могат да преминат на по-високо енергетично състояние. При движение към положителния електрод в междувъзловото пространство на кристалната решетка електронът увеличава енергията си (за сметка на електрическото поле). Това означава, че трябва да има свободно по-високо енергетично състояние, което да приеме този електрон, или, че подобно движение е възможно при незапълнената енергетична зона на металния проводник. При движение към отрицателния

електрод електронът се забавя, намалява енергията си и заема освободеното енергетично състояние под нивото на Ферми. Подобни енергетични промени не са възможни при запълнени валентни зони.

От направеното описание на механизма на електронната проводимост е ясно, че активни токоносители в металните проводници са електроните, които имат енергия над нивото на Ферми. Електроните, които са дълбоко във валентната зона, се нуждаят от значително по-голяма енергия, за да заемат свободните нива над  $W_F$ . Независимо от това концентрацията на “активни” електрони е достатъчна, така че проводимостта се ограничава не от концентрацията  $n$ , а от подвижността  $\mu$  на електроните – вж. израза (3.1).

Подвижността на електроните се определя от средната дължина на свободния им пробег или все едно от структурата (кристалната решетка), структурните дефекти и примесите.

### 3.1.2. Специфично съпротивление (специфична проводимост)

Специфичното съпротивление или специфичната проводимост е основна характеристика на проводниковите материали. В курса по Физика са показани двата закона на Ом – I закон –  $I = \frac{U}{R}$  и II закон –  $R = \rho \frac{l}{S}$ , където  $I$  е токът, протичащ през проводник със съпротивление  $R$ , когато към него е приложено напрежение  $U$ , а съпротивлението  $R$  на един проводник зависи от неговата дължина  $l$ , сечение  $S$  и специфично съпротивление  $\rho$ .

От закона на Ом следва, че специфичното съпротивление  $\rho$  може да се изчисли по израза

$$(3.4) \quad \rho = R \frac{S}{l}, \text{ } \Omega\text{m},$$

където  $R$  е съпротивлението на проводник,  $\Omega$ , с дължина  $l$ , m и сечение  $S$ , m<sup>2</sup>.

Специфичната проводимост  $\sigma$  е обратно пропорционална на специфичното съпротивление:

$$(3.5) \quad \sigma = \frac{1}{\rho}, \text{ S/m.}$$

Законът на Ом може да се представи и по следния начин

$$J = \sigma E,$$

където  $J = \frac{I}{S}$  е плътността на тока, A/m<sup>2</sup>;

$$E = \frac{U}{l} - \text{интензитетът на електрическото поле, V/m.}$$

Тази форма на закона на Ом лесно се получава като се използва израза за съпротивлението на проводник  $R = \rho \frac{l}{S}$  и се замести в

$$I = \frac{U}{R} = \frac{US}{\rho l} \text{ или } \frac{I}{S} = \frac{U}{\rho l}.$$

Като се има предвид (3.1), нека разгледаме причините за различните стойности на  $\sigma$  за различни метали. От зонния модел на електронната проводимост стана ясно, че при нормална температура концентрацията на “активни” електрони не представлява ограничаващ фактор за проводимостта или може да се приеме, че концентрацията  $n$  от (3.1) за различните метали е почти еднаква. В такъв случай основната причина за различните стойности трябва да бъде подвижността  $\mu$  или все едно, средната дължина на свободния пробег  $\lambda_{\text{ср}}$ . За илюстрация на това заключение могат да се посочат данните от табл. 3.1. От тях се вижда, че медта, която е с по-голяма концентрация на електрони, има по-високо специфично съпротивление в сравнение със среброто, защото свободния пробег на електроните в медта е по-малък от този в среброто. Трябва да се отбележи, че съвършените кристали имат много малко специфично съпротивление поради големите стойности на  $\lambda_{\text{ср}}$ .

Таблица 3.1

Зависимост на специфичното съпротивление от средната дължина на свободния пробег при 0 °C

Метал	Средна дължина на свободния пробег, m	Концентрация на електрони, m <sup>-3</sup>	Специфично съпротивление, $\Omega \cdot \text{m}$
Сребро	$570 \cdot 10^{-10}$	$5,8 \cdot 10^{28}$	$0,014 \cdot 10^{-6}$
Мед	$420 \cdot 10^{-10}$	$8,5 \cdot 10^{28}$	$0,016 \cdot 10^{-6}$
Натрий	$350 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{28}$	$0,038 \cdot 10^{-6}$

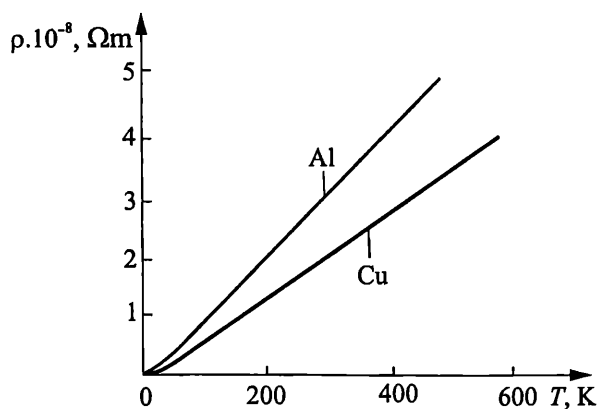
### 3.1.3. Температурен коефициент на специфичното съпротивление

Температурната зависимост на специфичното съпротивление е втората основна характеристика, тъй като тя определя температурната стабилност на проводниковите материали.

С увеличаване на температурата нараства броят на “активните” електрони, т.е. концентрацията  $n$ . Едновременно с това нараства амплитудата на трептене на възлите на кристалната решетка. Това означава, че се намалява средната дължина на свободния пробег т.е. подвижността на електроните намалява. Следователно при увеличаване на температурата в металите протичат два процеса, които оказват противоположно влияние върху специфичната проводимост – вж. израза (3.1). Характерът на температурната зависимост се определя от това, кой от двата процеса има преобладаващо влияние. Експериментите показват, че при увеличаване на температурата специфичното съпротивление на проводниците от чисти метали нараства. С това още веднъж се потвърждава фактът, че средната дължина на свободния пробег е главният ограничаващ фактор при формирането на проводимостта.

Зависимостта  $\rho = f(T)$  е линейна, с изключение за много ниски температури, при които започва да се проявява свръхпроводимостта.

Температурната зависимост на специфичното съпротивление е показана на фиг. 3.6.



Фиг. 3.6

За оценка на температурната стабилност се използва температурният коефициент на специфичното съпротивление  $\alpha_\rho$ . Тъй като зависимостта  $\rho = f(T)$  е линейна за работния температурен интервал на металните проводници, температурният коефициент на специфичното съпротивление е постоянна величина

$$(3.6) \quad \alpha_\rho = \frac{d\rho}{\rho \cdot dT} = \text{const.}$$



Когато зависимостта  $\rho = f(T)$  е линейна,  $\alpha_\rho$  може да се изчисли и по израза

$$(3.7) \quad \alpha_\rho = \frac{\rho_T - \rho_A}{\rho_A(T - T_A)}, \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

или

$$(3.8) \quad \rho_T = \rho_A[1 + \alpha_\rho(T - T_A)],$$

където  $\rho_T$  е специфичното съпротивление при температура  $T$ ;

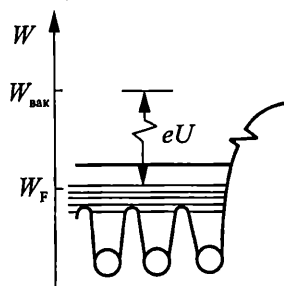
$\rho_A$  – специфичното съпротивление при околна температура  $T_A$ .

Повечето чисти метали имат приблизително един и същ температурен коефициент на специфичното съпротивление –  $\alpha_\rho \approx 0,004 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

### 3.1.4. Контактна потенциална разлика и термо-е.д.н.

Енергетичната диаграма от фиг. 3.1 б показва, че електроните в метала се намират в потенциална яма, поради което не могат да напуснат структурата му. За да стане това, е необходима външна енергия, с която да се повиши енергията на електроните и те да са в състояние да преодолеят потенциалната яма ( $W_{\text{вак}} - W_F$ ), където  $W_{\text{вак}}$  е енергията, която трябва да притежават електроните, за да напуснат структурата на метала, намиращ се във вакуум (фиг. 3.7). Тази енергия е представена като произведение на заряда на електрона  $e$  и напрежението  $U$ , т.е.  $eU$ , което се нарича *отделителна работа* и има дименсия на енергия –  $eV$ . Както е показано на фиг. 3.8 а, отделителната работа на различните метали е различна, защото имат различно ниво на Ферми. При контакт между два метала с различна отделителна работа, между тях се получава контактна потенциална разлика  $U_K$ :

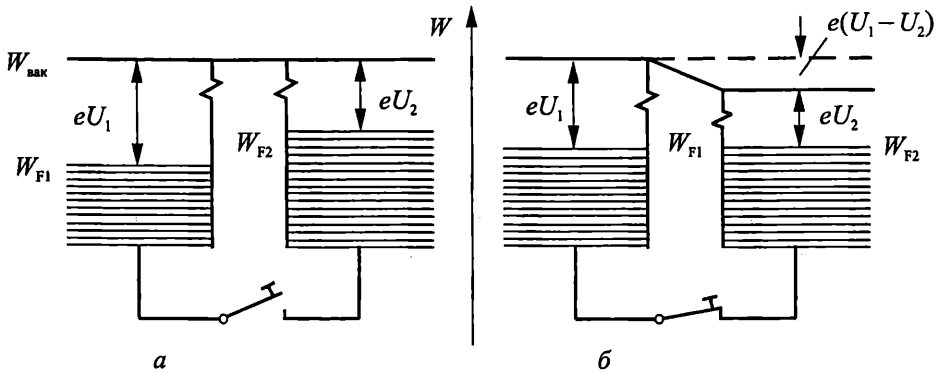
$$(3.9) \quad e(U_1 - U_2) = eU_K.$$



Фиг. 3.7

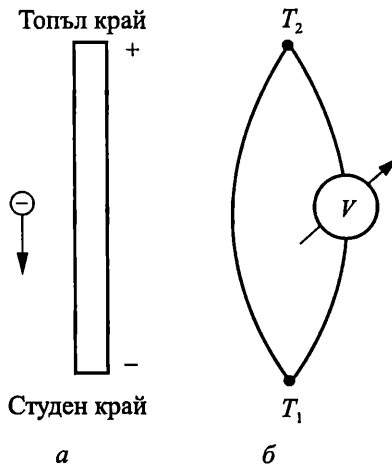
Произходът на контактната потенциална разлика може да се обясни и по друг начин. Нивото на Ферми е пропорционално на концентрацията на електрони в метала. Когато два метала имат различно ниво на Ферми, това означава, че концентрацията на електрони е различна и при контакт започва преминаване на електрони от метала с по-високо ниво на Ферми към метала с по-ниско ниво на Ферми до изравняване на двете нива (фиг. 3.8 б). Като краен резултат единият метал обеднява, а другият се обогатява на електрони или все

едно, единият се зарежда положително, а другият – отрицателно и между тях възниква контактна потенциална разлика  $U_k$ .



Фиг. 3.8

Ако единият край на метален проводник е с по-висока температура от другия (фиг. 3.9 а), от разпределението на Ферми следва, че в топлия край има повече електрони с висока енергия, поради което те се придвижват към студения край. По този начин топлият край обеднява на електрони, а студеният край се обогатява – получава се потенциална разлика, която се нарича *термо-електродвижещо напрежение* – термо-е.д.н. За измерването на термо-е.д.н. се включва волтметър посредством два проводника (фиг. 3.9 б). Ако тези проводници са от същия материал, в мястото на контактуване няма да се получи контактна потенциална разлика или  $U_k(T_1) = 0$  и  $U_k(T_2) = 0$ . Тогава  $U_k(T_2) - U_k(T_1) = 0$ , което означава, че възникналата в проводника термо-е.д.н. е компенсирана.



Фиг. 3.9

Ако проводниците, с които волтметърът е включен, са от различни метали, в мястото на контактуване се получава контактна потенциална разлика, пропорционална на температурата (ефект на Зеебек), и тогава

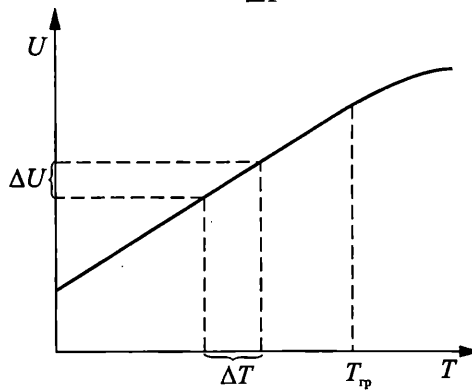
$$U_k(T_2) > U_k(T_1),$$

а волтметърът измерва разликата

$$\Delta U = U_k(T_2) - U_k(T_1).$$

Зависимостта  $\Delta U = f(T_2 - T_1)$  има линеен характер до определена температура за дадена система от два метала, известна като *термодвойка*. Термодвойките се използват за измерване на температура, като за целта е необходимо предварително да бъдат градуирани, т.е. да се определи коефициентът  $S$  на зависимостта  $\Delta U = f(T_2 - T_1)$  (фиг. 3.10):

$$(3.10) \quad S = \frac{\Delta U}{\Delta T}.$$



Фиг. 3.10

### 3.1.5. Коефициент на топлопроводност

Известно е, че в твърдото тяло топлината се пренася по два начина:

– чрез движение на свободни носители на заряд;

– чрез трептения на кристалната решетка (квантови еластични вълни),

известни като *фонони*.

В диелектричните материали, в които практически няма свободни носители на заряд, топлопроводността се осъществява главно чрез фонони. В металните проводници е обратното – топлопроводността се осъществява чрез движението на свободните електрони. Механизмът на електропроводимостта и топлопроводността в металните проводници е един и същ, защото носителите са едни и същи. Тази зависимост се описва от закона на Видеман-Франц:

$$(3.11) \quad h_T = aT\sigma,$$

където  $h_T$  е коефициентът на топлопроводност,  $W/m \cdot ^\circ C$ ;

$\sigma$  – специфичната електропроводимост,  $S/m$ ;

$T$  – температурата,  $K$ .

Константата на Видеман-Франц  $a$  за повечето метали е близка до Лоренцовото число  $-L_0 = 2,23 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$ .

Стойността  $\dot{\eta}$  за някои метали е дадена в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Константа на Видеман-Франц за някои метали

Метал	$a, \text{V}^2/\text{K}^2$	Метал	$a, \text{V}^2/\text{K}^2$
Алуминий	$2,1 \cdot 10^{-8}$	Олово	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Мед	$2,2 \cdot 10^{-8}$	Калай	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Сребро	$2,3 \cdot 10^{-8}$	Платина	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Цинк	$2,4 \cdot 10^{-8}$	Желязо	$2,9 \cdot 10^{-8}$

Коэффициентът на топлопроводност на по-често използваните в електрониката метали е даден в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Основни свойства на някои чисти метали

Метал	$T_m, \text{°C}$	$h_m, \text{W/m}^2\text{°C}$	$\alpha_1 \times 10^6, \text{°C}^{-1}$	$\rho, \times 10^6, \Omega\text{m}$	$\alpha_p \times 10^3, \text{°C}^{-1}$	Отдел. работа, eV	Термо-е.д.н., $\mu\text{V}/\text{°C}$
Алуминий	660	218	21,0	0,0265	4,1	4,25	-1,3
Берилий	1280	184	12,0	0,041	6,6	3,92	+3,0
Бисмут	271	8,4	13,3	1,16	4,2	4,4	-75,0
Ванадий	1900	31	8,3	0,248	3,6	4,12	+0,9
Волфрам	3400	167	4,4	0,055	5,0	4,54	+2,0
Галий	30	29,3	18,1	0,136	3,9	3,96	+1,0
Желязо	1540	73,3	10,7	0,097	6,25	4,31	+16,6
Злато	1063	312	14,0	0,0225	3,95	4,3	+1,5
Индий	156	72	28,4	0,09	4,9	3,8	+1,0
Иридий	2410	146	6,5	0,054	4,1	4,7	+1,0
Кадмий	321	92,8	29,0	0,074	4,2	4,1	+2,1
Калай	232	63,1	23,0	0,113	4,5	4,38	-1,1
Калий	63	97	83,3	0,065	5,8	2,22	-12
Кобалт	1500	69,5	13,5	0,064	6,0	4,41	-20,1
Магнезий	651	170	27,0	0,045	4,0	3,64	+4,5
Манган	1244	66,7	22,3	1,85	1,0	3,83	-9,5
Мед	1083	406	16,6	0,017	4,3	4,4	+1,8
Молибден	2620	150	5,3	0,05	4,3	4,3	+6,3
Натрий	98	134	72,0	0,042	5,5	2,35	-8,7
Никел	1453	75,5	13,2	0,068	6,7	4,5	-19,3
Олово	327	35	28,3	0,190	4,2	4,0	-1,2
Паладий	1550	70,7	9,5	0,108	3,6	4,8	-10,3
Платина	1770	71,1	9,5	0,098	3,9	5,32	-5,1

Метал	$T_m$ , °C	$h_m$ , W/m°C	$\alpha_1$ , $\times 10^6$ , °C <sup>-1</sup>	$\rho$ , $\times 10^6$ , $\Omega m$	$\alpha_p \times 10^3$ , °C <sup>-1</sup>	Отдел. работа, eV	Термо-е.д.н., $\mu V/^\circ C$
Сребро	961	453	18,6	0,015	4,1	4,3	+1,5
Тангал	3000	50	6,6	0,124	3,8	4,12	-2,5
Титан	1670	21,9	8,1	0,47	5,5	3,95	+4,5
Хром	1900	88,6	6,2	0,13	2,4	4,58	+18
Цинк	419	113	30	0,059	4,1	4,25	+1,5

### 3.1.6. Влияние на примесите и механичните деформации върху проводимостта на металите

Примесните атоми създават изкривявания в кристалната решетка и по този начин намаляват средния свободен пробег на електроните като това намаляване не зависи от температурата. За това при увеличаване на концентрацията на примесите следва да се увеличава специфичното съпротивление. От тук произтича правилото на Матисен, съгласно което

$$(3.12) \quad \rho = \rho_T + \rho_{\text{деф}},$$

където  $\rho_T$  е специфичното съпротивление, породено от температурните колебания на възлите на кристалната решетка (при температури, близки до абсолютната нула, съпротивлението  $\rho_T$  клони към нула – наблюдава се явлението свръхпроводимост);

$\rho_{\text{деф}}$  – специфичното съпротивление, породено от примесите и дефектите в кристалната решетка.

Влиянието на примесите върху  $\rho_{\text{деф}}$  може да се представи във вида

$$(3.13) \quad \rho_{\text{деф}} = Cx(1-x),$$

където  $x$  е частта на примесите;

$C$  – примесен коефициент на специфичното съпротивление.

В табл. 3.4 са дадени стойностите на примесните коефициенти на няколко метала, разтворени в мед.

Таблица 3.4

Примесен коефициент на специфичното съпротивление на някои метали, разтворени в мед

Метал	Примесен коефициент, $\Omega.m$	Метал	Примесен коефициент, $\Omega.m$
Сребро	$0,2 \cdot 10^{-6}$	Олово	$2,3 \cdot 10^{-6}$
Алуминий	$0,8 \cdot 10^{-6}$	Силиций	$2,0 \cdot 10^{-6}$
Желязо	$9,5 \cdot 10^{-6}$	Калай	$2,9 \cdot 10^{-6}$
Никел	$1,2 \cdot 10^{-6}$	Цинк	$0,2 \cdot 10^{-6}$

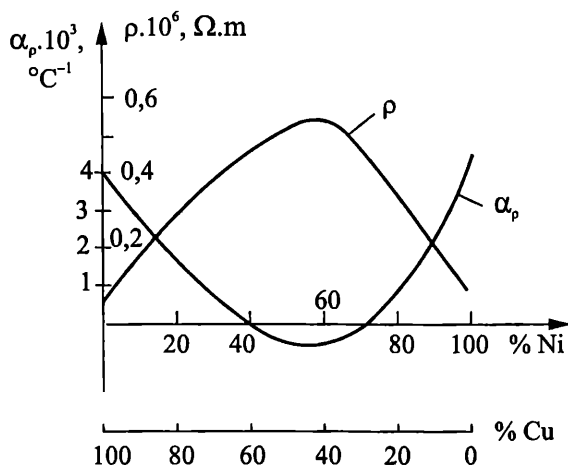
Забележка: Коефициентите са определени при температура 20 °C.

Ако една сплав се състои от два метала – А със съдържание  $(1-x)\%$  и специфично съпротивление  $\rho_A$  и В със съдържание  $x\%$  и специфично съпротивление  $\rho_B$ , специфичното съпротивление на тази сплав може да се изчисли съгласно правилото на Нордхайм:

$$\rho = \rho_A(1-x) + \rho_B x + Cx(1-x).$$

Очевидно правилото на Нордхайм е в сила за всякакви стойности на  $x$  в интервала  $[0, 1]$ . Освен това е ясно, че специфичното съпротивление на сплав от два метала не може да бъде по-малко от специфичното съпротивление на който и да е от двата метала, което между другото следва и от правилото на Матисен.

На фиг. 3.11 е показана зависимостта на специфичното съпротивление и температурния коефициент на специфичното съпротивление от състава на сплавта Cu-Ni.



Фиг. 3.11

Такова изменение на  $\rho$  и  $\alpha_p$  от процентното съдържание на компоненти на сплавта показва, че те поради по-сложния състав и структура в сравнение с чистите метали, не бива да се разглеждат като класически метали. При тях изменението на проводимостта се обуславя не само от изменението на дължината на средния свободен пробег, но и в някои случаи от частично нарастване на концентрацията на свободните електрони. При повишаване на температурата е възможно процесът на увеличаване на концентрацията на свободни електрони да получи преобладаващо влияние над процеса на намаляване на средния свободен пробег и температурният коефициент на специфичното съпротивление да придобие отрицателни стойности.

## 3.2. ПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ

### 3.2.1. Метали и сплави с висока проводимост

Основните електрически и механични свойства на металите са дадени в табл. 3.3. В качеството на проводникови материали най-голямо приложение в електрониката са намерили медта и алуминият.

Медта и медните сплави притежават свойства, които ги правят предпочитани като проводникови материали в електрониката. Някои от тях са:

1. Ниско специфично съпротивление – чистата мед има най-ниското специфично съпротивление от всички останали метали с изключение на среброто.

2. Технологичност на обработката – лесно се изтеглят много тънки проводници и тънки листове (фолия).

3. Спояване при сравнително ниска температура и лесна предварителна обработка.

4. Достатъчна корозоустойчивост.

5. Приемлива цена на медта и медните сплави от гледна точка на приложение в електрониката.

Специфичната електропроводимост на медта е силно зависима от примесите – 0,5% примеси на цинк, кадмий или сребро намаляват специфичната проводимост с 5%, а същото съдържание на никел, калай или алуминий намалява специфичната проводимост 2 до 4 пъти.

Медта се използва основно за изработването на проводници – изолирани и неизолирани, и на фолио (с дебелина до 100  $\mu\text{m}$ ) за печатни платки. Специалните марки мед (безкислородна – 99,97% и вакуумна – 99,99%) намират приложение в електровакуумните прибори и СВЧ-техниката.

Сплавите на медта са известни от дълбока древност, но продължават и сега да се използват успешно. Добре известната сплав на мед и калай – бронз, с добавки на фосфор, кадмий, хром, алуминий и др. има отлични механични свойства. Например фосфорният бронз е незаменяем материал за нестарееещи тоководещи пружини. Сплавта на мед и берилий притежава много голяма якост на опън – до 1350 МПа.

Сплавите на медта с цинк (месинг) имат повишена якост на опън и се използват за изработването на всевъзможни тоководещи детайли чрез щанцуване, дълбоко изтегляне и други начини.

Свойствата на някои медни сплави са дадени в табл. 3.5.

Алуминият и неговите сплави намират широко приложение в електрониката като конструкционен и електротехнически материал. Някои характерни свойства на алуминия са:

1. Малко специфично съпротивление.

2. Твърде лек материал – около 3,5 пъти по-лек от медта. Това свойство често го прави предпочитан даже, когато отстъпва по други параметри.

Таблица 3.5

Основни свойства на някои медни сплави

Сплави	Специфична проводимост спрямо медта, %	Якост на опън, МПа	Относително удължение, %
Кадмиев бронз (0,8%Cd; 0,6%Sn)	55–60	290	55
	50–55	до 730	4
Алуминиев бронз (2,5%Al; 2%Sn)	15–18	370	45
	15–18	до 970	4
Осфорен бронз (7%Sn; 0,1%P)	10–15	400	60
	10–15	1050	3
Месинг (30% Zn)	25	320–350	60–70
	25	до 880	5

*Забележка:* Стойностите от първия ред за всеки материал се отнасят за отвърнат, а от втория ред – за неотвърнат материал.

3. Голям коефициент на топлопроводност и ниско специфично тегло – те му осигуряват най-широко използване като материал за радиатори в електрониката.

4. Добра корозоустойчивост, поради което често се използва без корозионна защита.

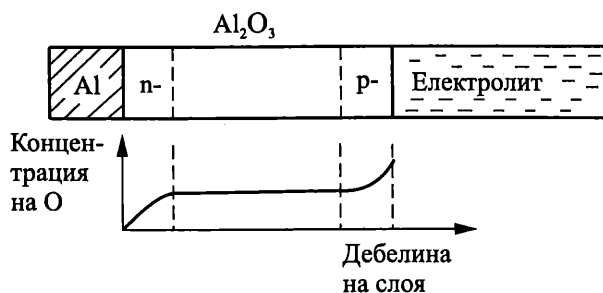
5. Затруднено запояване поради химическата устойчивост на оксидния слой върху алуминия. Трябва да се използват силно активни флюсове, чиито остатъци след запояване атакуват околните метални повърхности. Материалите, с които алуминият влиза в контакт (включително припоите), трябва да се избират внимателно поради галваничната му несъвместимост (голяма контактна потенциална разлика) с много метали. Това означава, че при повишена влажност лесно се създават условия за контактна корозия.

6. Алуминият и неговите сплави лесно се обработват и са достъпни в най-различни форми – проводници, тънко фолио, профили с различни геометрични форми.

Алуминият е вентилен метал, т.е.  $Al_2O_3$  проявява свойства на проводник или диелектрик в зависимост от поляритета на приложеното електрическо поле. Диелектричните свойства на  $Al_2O_3$  се проявяват в условията на т.нар. електролитна клетка, схематично показана на фиг. 3.12. Оксидният слой е образуван в резултат на електролиза при означения на фигурата поляритет на приложеното напрежение. В процеса на образуването му се получават разлики в концентрацията на кислородни и алуминиеви йони по дебелината на слоя. В частта от слоя, която е в близост до електролита, има по-високо съдържание на кислородни, а в частта до алуминия – по-високо съдържание на алуминиеви йони. По средата оксидният слой има стехиометри-



чен състав. Метални оксиди с по-високо съдържание на кислород са полупроводници от P-тип, а с по-високо съдържание на метал – полупроводници от N-тип. Следователно при формирането на оксидния слой се получава PN-преход с междинен слой със стехиометричен състав, т.е. електролитната клетка има еднопосочна проводимост.



Фиг. 3.12

Описаните свойства на  $Al_2O_3$  позволяват да се конструират кондензатори с голям капацитет и малки геометрични размери – алуминиеви електролитни кондензатори.

Алуминият намира широко приложение във вид на фолио като електрод в производството на кондензатори или за метализиране на полимерни диелектрици чрез вакуумно изпарение. Сплавите на алуминия се използват като радиатори, конструкционни материали и др.

### 3.2.2. Метали с висока, средна и ниска температура на топене

Металите с висока температура на топене се използват заради високата им топлоустойчивост и някои физико-механични свойства. Към тях спадат металите с температура на топене над  $1700\text{ }^\circ\text{C}$  (фиг. 3.13). Основните им свойства са дадени в табл. 3.3. Най-важните представители са волфрамот, молибденът, танталът и ниобият.

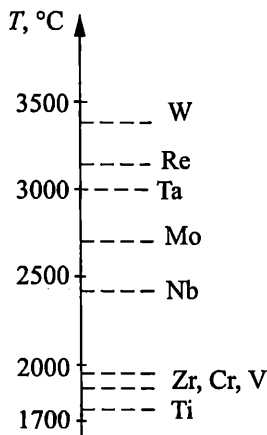
Волфрамот е металът с най-висока температура на топене и най-висока работна температура ( $1700\text{ }^\circ\text{C}$ ), но само във вакуум или инертна среда. При високи температури той се окислява бурно независимо от устойчивостта му към окисляване при нормална температура. В електровакуумната техника се използва във вид на тънки нишки или електроди с разнообразни геометрични размери и форми. Подходящ е за изработването на мощни контакти поради твърдостта му, устойчивостта му срещу образуване на дъга и трудното заваряване на контактните повърхности.

Молибденът по свойства и приложение в електрониката е близо до волфрама с изключение на специфичното му тегло – почти два пъти по-лек от него.

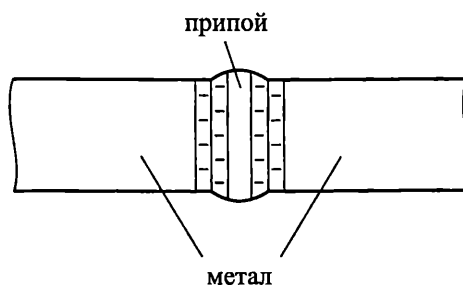
Танталът и ниобият намират приложение в електровакуумната техника. Освен това са вентилни метали и техните оксиди имат диелектрични свойства

подобно на  $Al_2O_3$ . Танталовите електролитни кондензатори широко се използват поради по-големия специфичен капацитет и по-голямата стабилност на параметрите им в сравнение с алуминиевите електролитни кондензатори.

Към металите със средна температура на топене се причисляват желязото, никелът и кобалтът. Те проявяват феромагнитни свойства, които са разгледани в раздел 5. Освен заради тези свойства металите от тази група се използват в електровакуумната техника и като конструкционни материали (желязото и сплавите му), и като материали за покрития (никел).



Фиг. 3.13



Фиг. 3.14

От групата на металите с ниска температура на топене най-голямо приложение имат техните сплави, които се използват в една от най-разпространените технологични операции "спояване". Известни са под наименованието припои. Служат за осъществяване на галванична и механична връзка между спояваните елементи, т.е. те трябва да осигуряват малко контактно електрическо съпротивление при достатъчна механична якост. Надеждността на тази връзка се осигурява от граничния слой между припоя и споявания метал (фиг. 3.14), в който се получава взаимно "разтваряне" на двата метала. По време на спояването припоите са в течно състояние, а спояваните повърхности остават в твърдо състояние – тази особеност на операцията "спояване" в голяма степен определя изискванията относно материалите за припои. Те трябва да имат ниска температура на топене, да умокрят повърхността и да бъдат галванично съвместими със споявания метал. Освен това трябва да осигуряват добър електрически и механичен контакт.

Според температурата на топене припоите се делят условно на две групи – меки ( $T_T < 400 ^\circ C$ ) и твърди ( $T_T > 400 ^\circ C$ ). Най-разпространени меки припои са калаено-оловните сплави и по-специално сплавта 60%Sn и 40%Pb, известна у нас като ПОК-60. В табл. 3.6 са дадени температурите на размекване и топене на няколко калаено-оловни сплави. Проводимостта на меките припои е в границите от 9 до 15% от проводимостта на чистата мед.

Таблица 3.6

Състав и температура на топене на някои меки припои

Състав, %						
Sn	Pb	Sb	Ag	Bi	Cu	Температура на топене, °С
63	37	–	–	–	–	183
60	40	–	–	–	–	183–188
43	43	–	–	14	–	144–163
42	–	–	–	58	–	138
80	20	–	–	–	–	183–199
85	10	5	–	–	–	180–230
25	75	–	–	–	–	183–268
10	88	–	2	–	–	268–290
5	93,5	–	1,5	–	–	296–301
10	90	–	–	–	–	275–302
1	97,5	–	1,5	–	–	296–301
96,5	–	–	3,0	–	0,5	240–255
95,5	–	–	3,8	–	0,7	290
95,5	–	–	4,0	–	0,5	156
96,2	–	0,5	2,5	–	0,8	180

С две директиви Европейският съюз забранява по-нататъшното използване на оловото като част от калаено-оловните припои в електронните устройства – Директива 2002/96/ЕС от 27.01.2003 г., отнасяща се до отпадъчните електрически и електронни устройства (известна като Директива WEEE – waste of electrical and electronic equipment) и Директива 2002/95/ЕС от 27.01.2003 г. за ограничаване на използването на някои опасни материали (известна като Директива RoHS – restriction of the use of certain hazardous substances in electrical and electronic equipment). Директивата RoHS постановява, че от 1 юли 2006 г. се забранява използването на олово в електрическите и електронните устройства. Тъй като подобно законодателство вече е прието в Япония практически, два големи сектора от световното производство и потребление на електронни устройства издигат бариери към вноса на устройства, които не са съобразени с тези изисквания.

Изследванията на големите фирми за производство на припои показват, че от всички възможни безоловни припои, най-разпространени са сплавите на калай, сребро и мед. Тези сплави се очертават като най-сериозните претенденти за заместване на калаено-оловните припои. Най-голям интерес представляват следните сплави: Sn96,5/Ag3,0/Cu0,5; Sn95,5/Ag3,8/Cu0,7 и Sn95,5/Ag4,0/Cu0,5, както и сплавта с малко съдържание на антимон

Sn<sub>96,2</sub>/Ag<sub>2,5</sub>/Cu<sub>0,8</sub>/Sb<sub>0,5</sub> (табл. 3.6). Безоловните припои се различават от оловните по редица характеристики – температура на топене, мокрене на медните повърхности, надеждност на спойките и цената.

Най-разпространени твърди припои са медно-цинковите и сребърните сплави с температури на топене в интервала от 600 °С до 950 °С. Използват се в случаите, когато са поставени изисквания освен за добър електрически контакт, но и за повишена механична якост на спойката.

Доброто умокряне на споявания метал и свойствата на граничния слой в спойката зависят от чистотата на металната повърхност. Тя не трябва да има оксиден слой, мазни и други замърсявания. Това се осигурява със специални материали, известни под наименованието “флюсове”. Те трябва да разтварят и отделят оксидния слой, да защитават от окисляване повърхността на метала и разтопения припой по време на спояването и да подобряват умокрянето на метала от припоя. Най-използваните в електрониката са колофонните флюсове (колофон с добавки на спирт, глицерин и др.). Обикновено производители те на припои препоръчват най-подходящите флюсове.

Разработени са пастообразни припои, които се използват за спояване на елементите при повърхностния монтаж. Те се състоят от прахообразен припой (например 63%Sn и 37%Pb – табл. 3.6) или прахообразен безоловен припой (Sn<sub>95,5</sub>/Ag<sub>3,8</sub>/Cu<sub>0,7</sub> – табл. 3.6) и органично вещество – колофон, разтворен в алкохол без съдържание на вода. Органичната съставка изпълнява ролята на флюс. Вискозитетът на получената по този начин паста трябва да бъде достатъчен, за да се запазва формата на нанесения слой при сушене и запояване.

### 3.2.3. Благородни метали

Миниатюризацията на съвременните електронни апаратури и елементи позволява да се използват и благородни метали. Малките разходи на тези метали компенсират високата им цена. Използват се там, където корозията е недопустима за надеждната работа на електронния елемент. Основните свойства на благородните метали са дадени в табл. 3.3.

Среброто е металът с най-ниско специфично съпротивление и най-висока топлопроводност измежду всички метали. Широко се прилага за посребряване на различни контактни детайли, с което се постига едновременно повишаване на корозоустойчивостта и намаляване на контактното съпротивление. Вместо чисто сребро често се използват сребърни сплави, които имат по-голяма механична якост и износоустойчивост.

Среброто се използва за метализиране на неорганични диелектрични материали. Паста от сребърни съединения се нанасят върху повърхността на диелектрика, след което се изпичат в тунелна пещ със строго поддържан температурен профил. По време на изпичането среброто се отделя от съединенията и се захваща за повърхността на неорганичния диелектрик. В условията на повишена влажност сребърните йони от слоя са склонни да мигрират по

повърхността на диелектрика, което може да предизвика нежелателни откази в работата на електронния елемент.

Златото се използва навсякъде, където е необходима висока корозионна устойчивост. С него се позлатяват метални повърхности или се правят много тънки златни проводници – например в интегралните схеми.

Паладият и родият са с висока износоустойчивост, поради което се използват за покрития на контактни повърхности, подложени на триене (съединителите за печатни платки).

### 3.2.4. Сплави с високо съпротивление

Сплавите с високо съпротивление се разделят на две групи – резистивни и топлоустойчиви.

Резистивните сплави се използват за изработването на резистори и реостати. При конструирането на прецизни резистори резистивният материал трябва да има голямо специфично съпротивление и стабилност на параметрите във времето. За резистори с общо предназначение изискванията относно резистивния материал не са толкова строги.

Широко разпространение са получили резистивните сплави на медна основа – манганин и константан.

Манганинът е сплав на мед, манган и никел, чиито състав и свойства са дадени в табл. 3.7. Поради изключително малката стойност на термо-е.д.н. спрямо медта манганинът се използва за изработването на прецизни резистори. За намаляване на температурния коефициент на специфичното съпротивление и увеличаване на стабилността на параметрите във времето се извършва специална термична обработка.

Таблица 3.7  
Основни свойства на някои резистивни сплави

Свойства	Манганин (86%Cu, 12%Mn, 2%Ni)	Константан (60%Cu, 40%Ni)
Специфично съпротивление, $\Omega \cdot m$	$0,48 \cdot 10^{-6}$	$(0,45+0,52) \cdot 10^{-6}$
Температурен коефициент на специфичното съпротивление, $^{\circ}C^{-1}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$-(5+25) \cdot 10^{-6}$
Термо-е.д.н. спрямо медта, $V/^{\circ}C$	$1 \cdot 10^{-6}$	$(4+5) \cdot 10^{-5}$
Плътност, $Mg/m^3$	8,4	8,9
Якост на опън, МРа	450+550	400+500
Относително удължение, %	15+30	20+40
Горна гранична работна температура, $^{\circ}C$	300	450+500

Константанът е сплав на медта и никела, чиито състав и свойства са посочени в табл. 3.7. На фиг. 3.11 е показано, че при състав на сплавта 60%Cu и 40%Ni се получава максимално специфично съпротивление и минимален отрицателен температурен коефициент на специфичното съпротивление, което се потвърждава от цитираните в табл. 3.7 стойности. Поради високата стойност на термо-е.д.н. на тази сплав спрямо медта не е възможно използването ѝ за прецизни резистори, но по същата причина успешно се прилага за направата на термо-двойки от мед-константан. Константанът се използва за изработване на резистори, реостати, а също така и на нагревателни елементи с работна температура, не по-висока от 400–450 °С.

Топлоустойчивите сплави трябва да имат висока работна температура (над 1000 °С), при която неизбежно се получава оксидиране. Ето защо при тези материали съществено влияние оказват свойствата на оксида им. Плътната структура на оксидния слой защитава сплавта от по-нататъшно оксидиране. Най-разпространени сплави с подобни свойства са хром-никеловите (нихром), чиито състав и свойства са дадени в табл. 3.8. Използват се за изработването на нагревателни елементи.

Таблица 3.8

Основни свойства на някои топлоустойчиви сплави

Свойства	Нихром I	Нихром II
Състав, %	(55÷61) Ni (15÷18) Cr 1,5 Mn	(75÷78)Ni (20÷23)Cr 1,5Mn
Специфично съпротивление, $\Omega \cdot m$	$(1,0 \div 1,2) \cdot 10^{-6}$	$(1,0 \div 1,1) \cdot 10^{-6}$
Температурен коефициент на специфичното съпротивление, $^{\circ}C^{-1}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$
Гранична работна температура, $^{\circ}C$	1000	1100
Плътност, $Mg/m^3$	8,2÷8,3	7,1÷7,5
Якост на опън, Мра (при 20 °С)	645	656
Относително удължение, % (при 20 °С)	32	45

Сплавите за термодвойки трябва да имат голяма стойност на термо-е.д.н., за да могат успешно да бъдат използвани като датчици на температурата. Освен мед-константан за термодвойки се използват сплавите копел (56%Cu и 44%Ni), алумел (95%Ni и Al, Si, Mg), хромел (90%Ni и 10%CrO) и платинородий (80%Pt и 10%Rh). Както е отбелязано в т.3.1.4 термо-е.д.н. е линейна функция на температурата до определена за всяка термодвойка гранична температура: платинородий-платина – до 1600 °С, мед-константан и мед-копел – до 350 °С, желязо-копел и хромел-копел – до 600 °С и хромел-копел – до 1000 °С.

## 4. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

Съгласно с направената класификация по зонната теория (т.1.2) свойствата на полупроводниковите материали зависят от енергетичното им състояние и могат да се проявяват като проводници и диелектрици. Причината за това е сравнително тясната забранена зона на тези материали, което позволява в работни условия тя да бъде преодолявана от валентни електрони, с което материалът придобива проводимост. След като енергетичните условия за преодоляване на забранената зона бъдат премахнати, материалът възстановява диелектричните си свойства.

Използването на полупроводниковите свойства на материалите в електрониката стана причина за колосално развитие на този клон от техниката, довело до появата на информационното общество като нов вид организация на живота на съвременния човек.

### 4.1. СОБСТВЕНИ ПОЛУПРОВОДНИЦИ

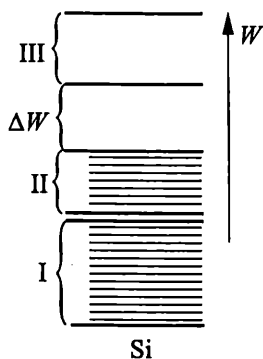
Собствени полупроводници са кристални вещества, които нямат примеси и дефекти в кристалната решетка. Количественото определяне на собствен полупроводник се получава чрез броя на примесните атоми в единица обем. Собственият полупроводник трябва да има по-малко от  $10^{19}$  примесни атоми в  $1 \text{ m}^3$ , т.е.  $N_{\text{пр}} < 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Като се има предвид, че в  $1 \text{ m}^3$  има около  $10^{28}$  атома, в собствения полупроводник има не повече от 1 примесен атом на  $10^9$  собствени атоми.

При разглеждането на основните принципи на електронната проводимост (т.3.1.1) бе изяснено, че валентните електрони на елементите от I, II и III валентна група на Менделеевата таблица не запълват напълно първата и втората валентни зони (вж. фиг. 3.3), поради което между заетите и свободните енергетични нива не съществува забранена зона. Зонната диаграма на елемент от IV валентна група показва, че първата и втората валентни зони са запълнени (разцепването на едно енергетично ниво с два електрона води до получаването на напълно запълнена зона) – фиг. 4.1. Тъй като между втората и третата зона съществува забранена зона, свободните енергетични нива могат да се заемат от валентните електрони, ако им се придаде допълнителна енергия.

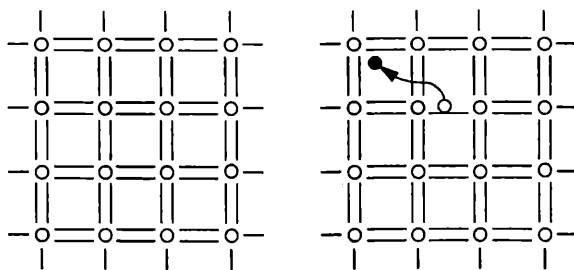
Материалите с полупроводникови свойства имат кристална структура, изградена с ковалентна връзка (ковалентни кристали). На фиг. 4.2 *a* е представено равнинно изображение на ковалентен кристал. Всички валентни електрони, които участват в образуването на ковалентни връзки, имат енергия, съответстваща на енергетичните нива на валентната зона (фиг. 4.3 *a*). В чистия полупроводников кристал няма свободни токоносители, т.е. няма проводимост. Ако на кристала се придаде енергия отвън (например повишена температура), нараства вероятността някой електрон да получи достатъчно

висока енергия, необходима за преодоляване на забранената зона (фиг. 4.3 а). Когато това се случи, електронът преминава в разрешено енергетично състояние от свободната зона (фиг. 4.3 б). Това означава, че енергията на валентния електрон е достатъчна, за да напусне ковалентната връзка и стане свободен електрон, който може да се движи в междувъзловото пространство на кристала (фиг. 4.2 б). На мястото на валентния електрон се получава дефект – некомпенсиран положителен заряд, чиито носител е ядрото на атома. Този положителен заряд е известен като електронна “дупка”, или просто дупка. При повишаване на температурата на чистия полупроводник, наречен още собствен полупроводник, се създават условия за получаване на двойка заряди – електрон и дупка, т.е. в полупроводниковия кристал се получават свободни токоносители (генерация) и той придобива проводникови свойства. Едновременно с генерацията в полупроводника протича и обратния процес – рекомбинация на носителите на заряда, т.е. връщане на свободни електрони във валентната зона, при което изчезва двойка токоносители. В резултат на протичането на двата конкуриращи се процеса в полупроводника при каква да е температура се установява някаква равновесна концентрация на свободни електрони и дупки. При собствените полупроводници броят на свободните електрони и дупките е равен, т.е.

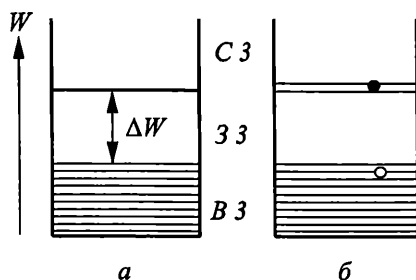
$$n_i = p_i \text{ и } n_i + p_i = 2n_i.$$



Si  
Фиг. 4.1



а б  
Фиг. 4.2

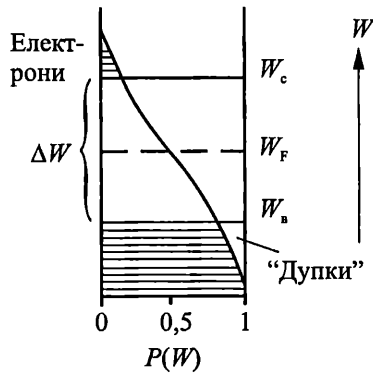


а б  
Фиг. 4.3



### 4.1.1. Брой на токоносителите

Вероятността на получаване на свободни токоносители в полупроводниковия кристал се описва от разпределението на Ферми-Дирак, подобно на вероятността за преминаване на електроните на по-високо енергетично ниво при металите – израз (3.3). Разпределението на Ферми-Дирак при полупроводников кристал е показано на фиг. 4.4. То е симетрично, т.е. площта, заградена от кривата в свободната зона (щрихованата част), е равна на незащрихованата част от валентната зона. Симетричността на разпределението означава, че вероятността за получаване на свободен електрон в свободната зона е точно равна на вероятността за получаване на дупка във валентната зона.



Фиг. 4.4

Броят на токоносителите (електрони и дупки) зависи от свободните енергетични състояния и от вероятността те да бъдат заети. Ако плътността на енергетичните състояния е  $N_c$  и вероятността те да бъдат заети  $P(W > W_c)$  се подчинява на разпределението на Ферми-Дирак, броят на свободните електрони при собствен полупроводник  $n$  е

$$(4.1) \quad n = N_c P(W > W_c),$$

където  $W_c$  е най-ниското енергетично състояние (дъното) на свободната зона;

$N_c$  – плътността на енергетичните състояния в свободната зона.

Съгласно с разпределението на Ферми-Дирак вероятността за заемане на свободни енергетични състояния  $P(W > W_c)$  придобива вида

$$(4.2) \quad P(W > W_c) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_c - W_F}{kT}\right)}.$$

За повечето полупроводници при стайна температура е в сила неравенството  $W_c - W_F \gg kT$  (например забранената зона на германия при 20 °C е

$\Delta W = 0,72$  eV или  $W_c - W_F = \frac{\Delta W}{2} = 0,36$  eV, а при  $T = 20$  °C –  $kT = 0,025$  eV). В

такъв случай разпределението на Ферми-Дирак преминава в разпределение на Максвел-Болцман, т.е.

$$(4.3) \quad P(W_c) = \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right)$$

и (4.1) придобива вида

$$(4.4) \quad n = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right).$$

По аналогичен начин концентрацията на дупките  $p$  в собствения полупроводник се изчислява по израза

$$(4.5) \quad p = N_v \exp\left(-\frac{W_F - W_v}{kT}\right),$$

където  $N_v$  е плътността на състоянията във валентната зона;

$W_v$  – най-високото енергетично състояние (тавана) на валентната зона.

Броят на електроните и дупките в собствения полупроводник са равни, следователно

$$(4.6) \quad N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{W_F - W_v}{kT}\right),$$

От (4.6) чрез логаритмуване лесно се намира разположението на нивото на Ферми:

$$(4.7) \quad W_F = \frac{W_c + W_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v}.$$

Изразът (4.7) показва, че при  $T = 0$  К  $W_F = \frac{W_c + W_v}{2}$ , т.е. нивото на Ферми се

намира точно в средата на забранената зона. При температури  $T > 0$  К нивото на Ферми е изместено от средата на забранената зона, но тъй като стойностите на  $N_c$  и  $N_v$  са близки, може да се приеме, че нивото на Ферми е приблизително в средата на забранената зона.

Като се замести (4.7) в (4.4) се получава израз за концентрацията на собствените токоносители:

$$(4.8) \quad n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right),$$

където  $\Delta W = W_c - W_v$  е широчината на забранената зона.

#### 4.1.2. Собствена проводимост

Когато валентните електрони придобият достатъчно енергия, така че да могат да преодолеят забранената зона  $\Delta W$ , в структурата на собствения полупроводник се появяват двойки токоносители – свободни електрони и дупки. Под влияние на електрическото поле свободните електрони могат да се движат насочено в междувъзловото пространство, т.е. получава се  $N$ -проводимост, подобна на електронната проводимост в металите. Дупките

също могат да извършват насочено движение в полупроводниковия кристал независимо от това, че техните носители – атомните ядра са неподвижни. Под влияние на електрическото поле валентен електрон от друга ковалентна връзка заема непопълнената ковалентна двойка (дупката), а на негово място се появява дупка. Така в резултат на действителното движение на валентни електрони се получава фиктивно движение на дупките – осъществява се дупчеста или  $P$ -проводимост.

Под влияние на електрическото поле във възбудения собствен полупроводник в резултат на движението на свободните електрони  $n_i$  и дупките  $p_i$  се получава проводимост. От (3.1) се получава изразът за проводимостта на собствения полупроводник (собствената проводимост)  $\sigma_i$ :

$$(4.9) \quad \sigma_i = n_i e \mu_n + p_i e \mu_p,$$

където  $n_i$  и  $p_i$  са броят на токоносителите в собствения полупроводник;

$\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижностите на  $N$ - и  $P$ -тип токоносители съответно;

$e$  – зарядът на електрона.

Като се има предвид, че  $n_i = p_i$  се получава

$$(4.10) \quad \sigma_i = n_i e (\mu_n + \mu_p).$$

Подвижността на токоносителите зависи най-много от средната дължина на свободния пробег  $\lambda_{ср}$ , която за свободните електрони е по-голяма от тази на “дупките”. Следователно без да се впускаме в детайли, можем да запишем, че  $\mu_n > \mu_p$ .

Освен от температурата генерация на двойки електрон-дупка в собствения полупроводник може да се предизвика от други енергийни източници, като електромагнитни фотони, ускорени електрони и неутрони, светлина и др. Проводимост, получена от светлинно облъчване, се нарича фотопроводимост. На базата ѝ са изградени фото-полупроводниковите елементи.

## 4.2. ПРИМЕСНИ ПОЛУПРОВОДНИЦИ

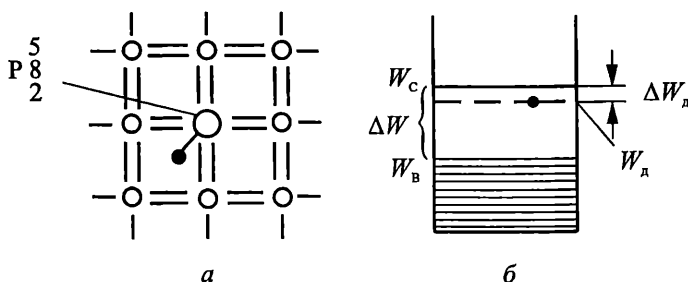
Примесите променят броя на токоносителите и механизма на проводимостта в полупроводника, поради което полупроводникови материали със значително количество примеси се наричат *примесни полупроводници*, а проводимостта им – *примесна проводимост*. Най-често в качеството на примеси се използват елементи от III и V валентна група на Менделеевата таблица. Разбира се, става въпрос за строго контролирани примеси, което означава, че изходната чистота както на полупроводниковия материал, така и на примесите, трябва да бъде изключително голяма, за да се получат необходимите свойства на примесния полупроводник.

### 4.2.1. Видове примесни полупроводници

В зависимост от валентността на примесния елемент се различават донорни (от V валентност) и акцепторни (от III валентност) примеси, а съответните примесни полупроводници от  $N$ -тип и  $P$ -тип. Примесните атоми се

включват в основния полупроводников материал, като заместват собствен атом във възела на кристалната решетка.

Донорните атоми (P, As и др.) участват в кристалната решетка като четири валентни електрона образуват ковалентни връзки с четири собствени атома. Петият валентен електрон остава свързан само със собственото си ядро (фиг. 4.5 а). Четирите валентни електрона на примесния атом, които участват в ковалентни връзки, имат еднаква енергия с валентните електрони на собствените атоми или в енергетично отношение се намират във валентната зона (фиг. 4.5 б). Петият електрон е на по-високо енергетично ниво от тях (не участва в ковалентна връзка), но не е свободен (свързан е с ядрото). Тези съображения означават, че енергетичните нива, заети от петите електрони на примесните атоми, се намират в забранената зона и понеже връзката им с ядрата е много слаба, допълнителните нива в забранената зона са разположени близо до свободната зона. Тези нива се наричат *донорни*  $W_d$ . Броят им е равен на броя на примесните атоми.



Фиг. 4.5

При слабо повишаване на енергията петите електрони напускат ядрата си – стават свободни, а примесните атоми се йонизират. Това става, когато енергетичните въздействия са достатъчни, за да се преодолее енергетичната бариера  $\Delta W_d$ . Понеже  $\Delta W \gg \Delta W_d$ , валентните електрони не преминават в свободната зона. Следователно в примесните полупроводници от донорен тип се получава генерация на свободни електрони от донорното ниво при сравнително ниски температури. Получените дупки в примесните атоми в енергетично отношение са разположени значително по-високо от валентната зона и поради това могат да бъдат “запълвани” само от петите електрони на примесни атоми. Тъй като примесните атоми са малко на брой, получените дупки не могат да участват във формирането на проводимостта. По тези причини за примесните полупроводници от донорен тип е в сила съотношението (4.11)

$$n > p,$$

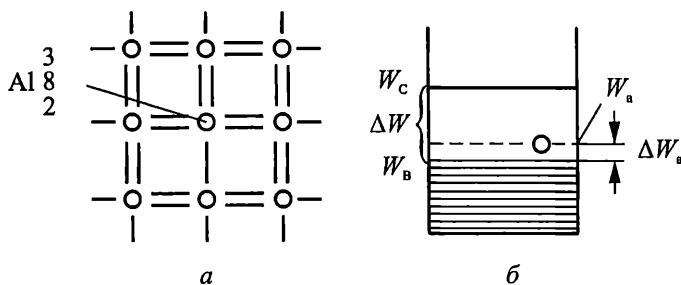
където  $n$  е концентрацията на свободните електрони;

$p$  – концентрацията на дупките.

Акцепторните атоми (B, Al и др.) внасят в полупроводниковия кристал незапълнени ковалентни връзки (фиг. 4.6 а). Те представляват своеобразни “капани” за валентните електрони на собствените атоми и при сравнително не

високи температури валентните електрони попадат в тях. Така се образуват дупки в полупроводниковия кристал. В енергетично отношение незапълнените ковалентни връзки са разположени близо до валентната зона на нива, наречени *акцепторни* (фиг. 4.6 б). Прескачането на валентни електрони води до появяването на дупки или до йонизация на акцепторните примесни атоми. Понеже  $\Delta W \gg \Delta W_a$ , при сравнително ниски температури в примесния полупроводник от акцепторен тип е в сила съотношението (4.12)

$$p > n.$$



Фиг. 4.6

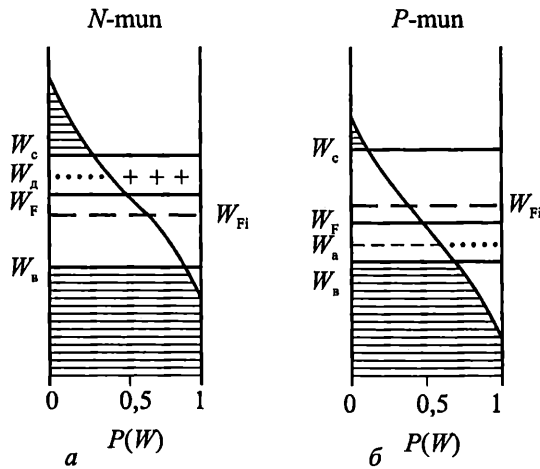
#### 4.2.2. Основни и неосновни токоносители. Равновесна константа

В примесните полупроводници се получават токоносители от примесен и от собствен тип. Генерацията на токоносители е вероятностен процес, което ще рече, че заедно с получаването на примесни токоносители, винаги съществува някаква, макар и малка, вероятност за получаването и на собствени токоносители. В резултат на това разпределението на Ферми-Дирак вече не е симетрично спрямо средата на забранената зона (фиг. 4.7). При температура  $T$  вероятността за получаване на  $N$ -тип токоносители е значително по-голяма от тази за получаване на  $P$ -тип токоносители на примесен полупроводник от донорен тип поради наличието на донорните нива. Несиметричността на разпределението означава, че нивото на Ферми е изместено към донорните нива, както е показано на фиг. 4.7 а. При примесните полупроводници от акцепторен тип вероятността за получаване на  $P$ -токоносители е значително по-голяма от тази за получаване на  $N$ -токоносители и нивото на Ферми е изместено към акцепторните нива (фиг. 4.7 б).

От изложеното следва, че в примесните полупроводници се различават основни и неосновни токоносители. За донорните полупроводници основни са електроните, защото  $n > p$ , а за акцепторните – дупките. Като се има предвид (4.8) концентрацията на основните токоносители (електрони) в неизроде-ните донорни полупроводници при невисоки температури може да се изчисли по израза

$$(4.13) \quad n = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta W_d}{2kT}\right),$$

където  $N_d$  е плътността на енергетичните състояния на донорните нива;



Фиг. 4.7

$\Delta W_d = W_c - W_d$  – енергетична бариера между донорните нива и свободната зона.

Концентрацията на основните токоносители (дупки) в неизродени акцепторни полупроводници се изчислява по израза

$$(4.14) \quad p = \sqrt{N_a N_s} \exp\left(-\frac{\Delta W_a}{2kT}\right),$$

където  $N_a$  е плътността на енергетичните състояния на акцепторните нива;

$\Delta W_a = W_a - W_s$  – енергетичната бариера между валентната зона и акцепторните нива.

За описаното несиметрично разпределение на Ферми-Дирак в примесните полупроводници с неголяма концентрация на примесите при дадена температура е характерно динамично равновесие между скоростта на генерация и рекомбинация на свободни електрони и дупки, което се описва от израза

$$(4.15) \quad np = n_i^2,$$

т.е. произведението на концентрациите на основните и неосновните токоносители при дадена температура е винаги равно на квадрата на концентрацията на собствените токоносители при същата температура.  $n_i^2$  се нарича *равновесна константа*. Справедливостта на (4.15) може да се провери по следния начин. Нека средата на забранената зона на донорния полупроводник означим с  $W_{Fi}$  (вж. фиг. 4.7 а). Като се има предвид (4.4), за концентрацията на основните токоносители  $n$  се получава

$$(4.16) \quad n = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_F + W_{Fi} - W_{Fi}}{kT}\right) = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fi}}{kT}\right) \exp\left(\frac{W_F - W_{Fi}}{kT}\right).$$

По подобен начин за концентрацията на неосновните токоносители  $p$  се получава

$$(4.17) \quad p = N_a \exp\left(-\frac{W_F - W_a + W_{F_i} - W_{F_i}}{kT}\right) = N_a \exp\left(-\frac{W_{F_i} - W_a}{kT}\right) \exp\left(\frac{W_{F_i} - W_F}{kT}\right).$$

Очевидно произведението на (4.16) и (4.17) като се има предвид (4.8) е

$$np = N_c N_a \exp\left(-\frac{W_c - W_a}{kT}\right) = N_c N_a \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) = n_i^2.$$

### 4.2.3. Температурна зависимост на примесната проводимост

За примесните полупроводници проводимостта  $\sigma$  е

$$(4.18) \quad \sigma = ne\mu_e + pe\mu_p.$$

Подвижността на токоносителите при прилагане на електрическо поле представлява отношението на скоростта на движение  $\vec{v}$ , предизвикано от приложеното електрическо поле, към интензитета  $\vec{E}$  на това поле или

$$(4.19) \quad \mu = \frac{\vec{v}}{\vec{E}}, \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

При ниски температури за донорен полупроводник ( $n \gg p$ ), изразът (4.18) може да се запише приблизително така

$$(4.20) \quad \sigma \approx ne\mu_e.$$

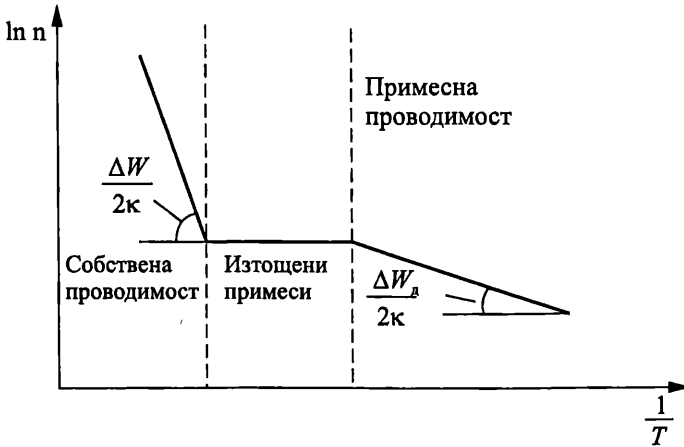
След логаритмуване на (4.13) за основните токоносители на донорен полупроводник се получава

$$(4.21) \quad \ln n = \ln\left(\sqrt{N_d N_c}\right) - \frac{\Delta W_d}{2k} \cdot \frac{1}{T} = C - \frac{\Delta W_d}{2k} \frac{1}{T},$$

където  $C$  е константа на материала.

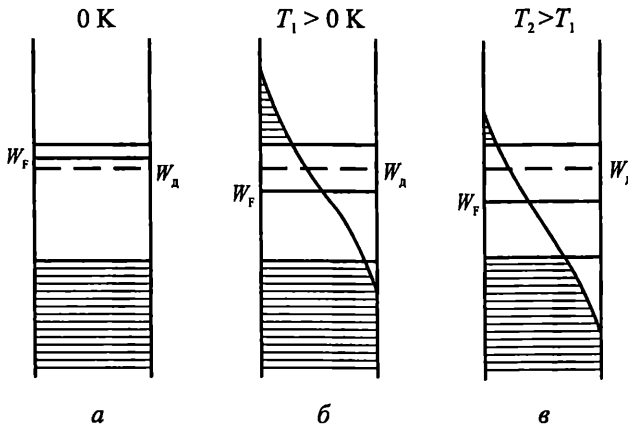
Ако зависимостта  $n = f(T)$  от (4.21) се нанесе на координатна система, чиято ординатна ос е в логаритмичен мащаб ( $\ln n$ ), а абсисната ос – в реципрочен мащаб  $\left(\frac{1}{T}\right)$ , се получава права линия с ъглов коефициент  $\frac{\Delta W_d}{2k}$  (фиг. 4.8 – област на примесна проводимост). Нарастването на концентрацията продължава до йонизацията на всички примесни атоми, след което се достига областта на изтощените примеси, в която концентрацията се запазва постоянна. По-нататъшното увеличаване на температурата предизвиква прескачане на валентните електрони през забранената зона  $\Delta W$ . Започва механизъмът на собствена проводимост, за който зависимостта  $n = f(T)$  се запазва линейна върху координатната система от фиг. 4.8, но с ъглов коефициент  $\frac{\Delta W}{2k}$ . Това лесно се потвърждава чрез логаритмуване на (4.8).

Следователно за температурната зависимост на концентрацията са характерни три области – примесна проводимост, изтощени примеси и собствена проводимост.



Фиг. 4.8

Интересно е да се отбележи, че нивото на Ферми също зависи от температурата. С нарастване на температурата йонизацията на донорните примеси в областта на примесната проводимост предизвиква изместване на нивото на Ферми към средата на забранената зона (фиг. 4.9 а и б). При по-високи температури, след като примесите са йонизирани, започва механизмът на собствена проводимост и нивото на Ферми се приближава все повече към средата на забранената зона (фиг. 4.9 в).

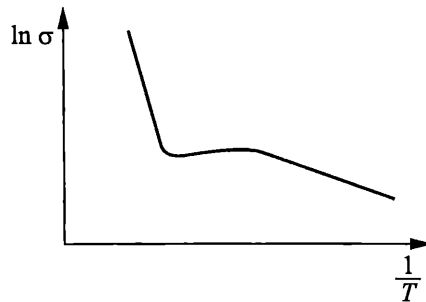


Фиг. 4.9

Температурата оказва по-силно влияние върху изменението на концентрацията, отколкото върху подвижността на токоносителите. Следователно концентрацията  $n$  има значително по-голямо влияние върху формирането на температурната зависимост на електропроводимостта  $\sigma$  в сравнение с подвижността  $\mu_e$  от (4.20). В областта на изтощените примеси концентрацията на свободните електрони почти не се изменя при повишаване на температурата,



а подвижността слабо намалява в тази област, с което се обяснява зависимостта  $\sigma = f(T)$ , показана на фиг. 4.10.



Фиг. 4.10

От (4.20) и изложените съображения се получава изразът

$$(4.22) \quad \sigma \approx A_1 \exp\left(-\frac{\Delta W_d}{2kT}\right),$$

където  $A_1$  е константа на материала.

Специфичното съпротивление  $\rho$  на полупроводника в областта на примесната проводимост се получава лесно като реципрочна величина на специфичната проводимост – израз (4.22) или

$$(4.23) \quad \rho = \frac{1}{\sigma} = A \exp\left(\frac{\Delta W_d}{2kT}\right),$$

където  $A = \frac{1}{A_1}$ .

Температурният коефициент на специфичното съпротивление се определя от израза (3.6) или като се има предвид зависимостта (4.23) се получава

$$(4.24) \quad \alpha_\rho = -\frac{1}{A \exp\left(\frac{\Delta W_d}{2kT}\right)} A \exp\left(\frac{\Delta W_d}{2kT}\right) \cdot \frac{\Delta W_d}{2k} \cdot \frac{1}{T^2} = -\frac{b}{T^2},$$

където  $b = \frac{\Delta W_d}{2k}$ .

Полученият израз показва, че полупроводниците имат отрицателен температурен коефициент на специфичното съпротивление. Като се има предвид, че температурният коефициент на специфичното съпротивление на чистите метали е винаги положителен, следва, че знакът на  $\alpha_\rho$  е указание за характера на проводимостта. Този извод е от особено значение за многофазните структури, в които са възможни няколко механизма за осъществяване на проводимостта. Например, ако  $\alpha_\rho < 0$ , преобладаващо влияние има полупроводниковият характер на проводимостта, а при  $\alpha_\rho > 0$  – преобладаващо влияние има металният характер на проводимостта.

#### 4.2.4. Методи за определяне на типа на проводимостта на полупроводниците. Ефект на Хол

Опитната постановка, при която се получава ефектът на Хол е показана на фиг. 4.11. Образецът от полупроводников материал от донорен тип е поставен в магнитно поле с индукция  $B_y$  и през него протича ток с плътност  $J_x$ . Под влияние на магнитното поле движещите се свободни заряди (в случая електрони) се отклоняват към една от страничните стени на образца и по този начин възниква напречно електродвижещо напрежение с интензитет  $E_z^1$  и означената на фигурата посока (ако образецът е от  $P$ -тип, посоката на  $E_z$  ще бъде обратна). Полученото поле с интензитетът  $E_z$  се нарича поле на Хол и респективно интензитетът се означава още като  $E_H$ , т.е.  $E_z = E_H$ .

Отклоняващата сила  $F_L$ , която въздейства върху движещите се свободни електрони, се нарича Лоренцова сила и се изчислява по израза

$$(4.25) \quad F_L = qB_y v_x = eB_y v_x,$$

където  $q = e$  е зарядът на електрона;

$B_y$  – индукцията на магнитното поле;

$v_x$  – скоростта на движение на електроните.

Скоростта на електроните под въздействие на електрическо поле с интензитет  $E_x$  може да се представи като

$$(4.26) \quad v_x = E_x \mu_e,$$

където  $\mu_e$  е подвижността на електроните.

Като се замести (4.26) в (4.25), се получава

$$(4.27) \quad F_L = eB_y E_x \mu_e.$$

Силата  $F_L$  се уравнива от силата  $eE_H$ , която въздейства върху електроните благодарение на индуцираното електрическо (поле на Хол) с интензитет  $E_H$ , т.е.

$$(4.28) \quad eB_y E_x \mu_e = eE_H.$$

Оттук се получава

$$(4.29) \quad \mu_e = \frac{E_H}{B_y E_x}.$$

Понякога е удобно да се използва така наречения коефициент на Хол –  $R_H$ , който се определя по следния начин. Плътността на тока  $J_x$  през образца е

$$(4.30) \quad J_x = \sigma E_x = ne \mu_e E_x,$$

където  $\sigma = ne \mu_e$  е специфичната проводимост, за която е в сила (4.20);

$n$  – концентрацията на основните токоносители (електрони);

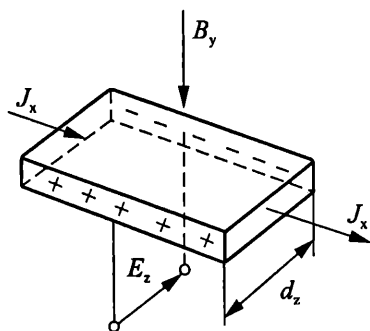
$\mu_e$  – подвижността на електроните.

От (4.29) и (4.30) се получава, че

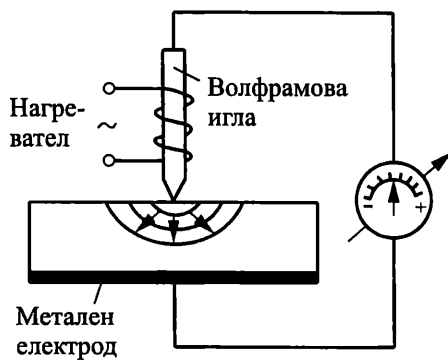
$$(4.31) \quad E_H = \mu_e B_y E_x = \frac{J_x}{ne E_x} B_y E_x = R_H J_x B_y,$$

<sup>1</sup> Индексът  $z$  както и индексите  $x$  и  $y$  съответстват на трите координатни оси.

където  $R_H = \frac{1}{pe}$  е коефициентът на Хол.



Фиг. 4.11



Фиг. 4.12

За образец от  $P$ -тип, за който  $E_H$  е насочен обратно в сравнение с образец от  $N$ -тип, коефициентът на Хол е

$$(4.32) \quad R_H = \frac{1}{pe},$$

където  $p$  е концентрацията на основните токоносителите (“дупки”).

От израза (4.31) следва, че коефициентът на Хол може да се изчисли по израза

$$(4.33) \quad R_H = \frac{E_H}{B_y E_x},$$

т.е. знакът на коефициента на Хол зависи от поляритета на полето на Хол и затова при полупроводник от  $N$ -тип коефициентът на Хол е отрицателен, а при полупроводник от  $P$ -тип – положителен.

Както се вижда от (4.31), величините  $E_H$ ,  $B_y$  и  $J_x$  подлежат на измерване, така че от получения знак на коефициента на Хол може да се съди за типа на проводимостта в образца. Концентрацията на основните токоносителите може да се изчисли с измерената стойност на коефициента на Хол – (4.31) и (4.32). Като се използва (4.29) може да се измери подвижността на токоносителите.

Методът на горещата сонда е по-прост начин за определяне типа на проводимостта. На фиг. 4.12 е показана опитната му постановка. Към едната страна на полупроводников образец с неизвестен тип на проводимостта контактува волфрамова игла, а към другата страна – плосък метален електрод. Иглата и електродът са свързани към галванометър, с който може да се отчете посоката и стойността на протичащия ток. Волфрамовата игла се загрева, в резултат на което се повишава температурата на една ограничена област около иглата. Повишената по този начин енергия в областта е достатъчна за преодоляване на  $\Delta W_d$  или  $\Delta W_a$  (вж. фиг. 4.5 и 4.6 съответно), т.е. независимо от типа на полупроводника в тази област се получават свободни токоносителите.

Благодарение на температурния градиент в полупроводниковия образец свободните токоносители дифундират към областта с по-ниска температура и в резултат на това за  $N$ -тип полупроводник областта около иглата обеднява на електрони (зарежда се положително), а останалата част се обогатява на електрони (зарежда се отрицателно). За  $P$ -тип полупроводник е обратното. Поляритетът се отчита с галванометъра.

#### 4.2.5. Електронно-дупчест преход

Контактната област между два примесни полупроводника от  $N$ - и  $P$ -тип е известна като *електронно-дупчест преход* или просто *NP-преход*. Свойствата на този преход се определят от възникването на контактен потенциал в мястото на допиране на двете структури.

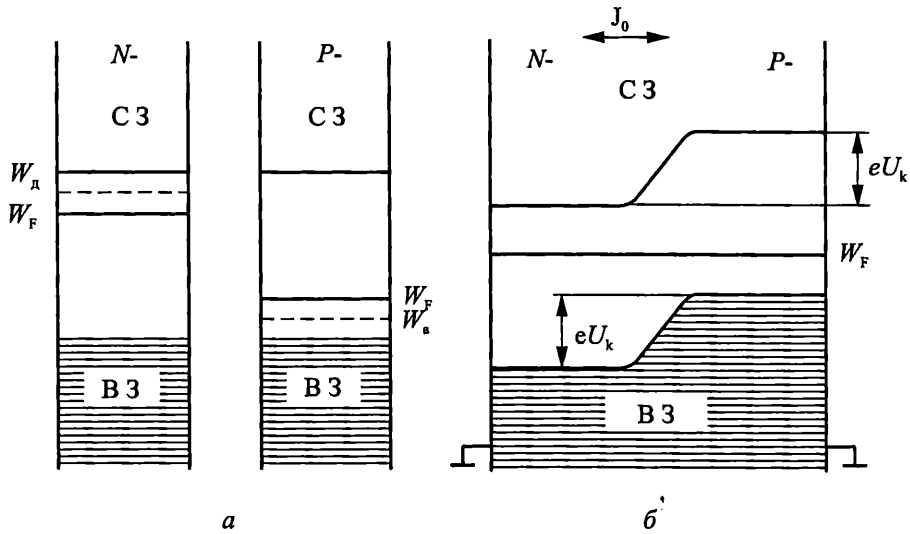
Благодарение на влиянието на примесните атоми нивото на Ферми се измества от средата на забранената зона (вж. фиг. 4.7). В примесния полупроводник от  $N$ -тип нивото на Ферми е изместено към свободната зона, а в примесния полупроводник от  $P$ -тип – към валентната зона (фиг. 4.13 а). В мястото на контактуване на двата типа полупроводници започва дифузия на основни токоносители поради получената голяма разлика в концентрациите на двата вида токоносители. Движението на токоносители в контактната област е всъщност движение на електрони. Електроните преминават от полупроводника от  $N$ -тип в полупроводника от  $P$ -тип. Дупките се придвижват благодарение на получените некомпенсирани заряди в местата, напуснати от електроните. Ето защо полупроводникът от  $N$ -тип се зарежда положително, а полупроводникът от  $P$ -тип – отрицателно. Този процес предизвиква изместване на зонните диаграми на двата типа полупроводници в противоположни посоки до изравняването на нивата на Ферми, както е показано на фиг. 4.13 б. Изравняването на нивата на Ферми означава, че в областта на контактуване се получава равновесна концентрация или че в границата на прехода възниква електрическо поле, което възпрепятства по-нататъшната дифузия на токоносителите. Потенциалът на това поле е всъщност контактният потенциал  $U_k$  (фиг. 4.13 б).

След установяване на равновесната концентрация състоянието на прехода не е статично. Продължава движението на токоносителите, което обаче е ограничено по следните причини:

1. Преминаването на електрони от  $P$ -тип в  $N$ -тип полупроводник ( $p \rightarrow n$ ) е ограничено от броя им, защото електроните са неосновни токоносители в  $P$ -тип полупроводника.

2. Преминаването на електрони от  $N$ -тип полупроводник в  $P$ -тип полупроводник ( $n \rightarrow p$ ) е ограничено от електрическото поле в контактната област ( $U_k$ ) и малко електрони притежават необходимата енергия за преодоляване на енергетичната бариера  $eU_k$ . Плътността на тока  $J_{n \rightarrow p}$  е

$$(4.34) \quad J_{n \rightarrow p} = M \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right),$$



Фиг. 4.13

където  $M$  е константа;

$U_k$  – контактният потенциал;

$e$  – зарядът на електрона;

$k$  – константата на Болцман;

$T$  – температурата.

За да се запази равновесната концентрация в областта на прехода, трябва да бъде изпълнено равенството

$$(4.35) \quad J_{n \rightarrow p} = J_{p \rightarrow n} = J_0,$$

което означава, че плътността на токовете в двете посоки е равна. От (4.35) и (4.34) се получава изразът на плътността на тока  $J_0$  от неосновни токоносители

$$(4.36) \quad J_0 = M \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right).$$

Описаните дотук процеси в областта на прехода протичат, ако не е приложено външно електрическо поле.

Когато посоката на приложеното външно електрическо поле е насочена обратно на контактния потенциал (фиг. 4.14), височината на енергетичната бариера се намалява и плътността на тока  $J_{n \rightarrow p}$  нараства. Ако потенциалът на външното електрическо поле е  $U_f$ , плътността на тока  $J_{n \rightarrow p}$  е

$$(4.37) \quad J_{n \rightarrow p} = M \exp\left[-\frac{e(U_k - U_f)}{kT}\right].$$

Плътността на тока в обратна посока  $J_{p \rightarrow n}$  не се променя, защото този ток се определя от броя на неосновните токоносители, т.е.  $J_{p \rightarrow n} = J_0$ .

Следователно под въздействието на външно електрическо поле, насочено обратно на контактния потенциал, протича електрически ток, наречен ток в права посока с плътност  $J_f$ :

$$\begin{aligned}
 J_f &= J_{n \rightarrow p} - J_{p \rightarrow n} = M \exp\left[-\frac{e(U_k - U_f)}{kT}\right] - J_0 = \\
 (4.38) \quad &= M \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right) \exp\left(-\frac{eU_f}{kT}\right) - J_0
 \end{aligned}$$

или

$$(4.39) \quad J_f = J_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_f}{kT}\right) - 1 \right].$$

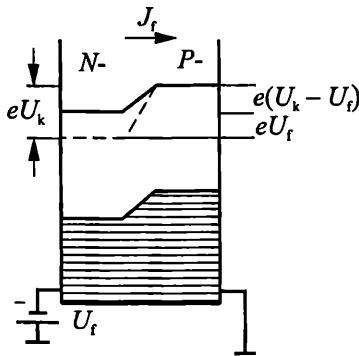
При стайна температура  $kT = 0,025$  eV обикновено е изпълнено условието  $eU_f \gg kT$ . Тогава (4.38) се преобразува в

$$(4.40) \quad J_f \approx J_0 \exp\left(\frac{eU_f}{kT}\right).$$

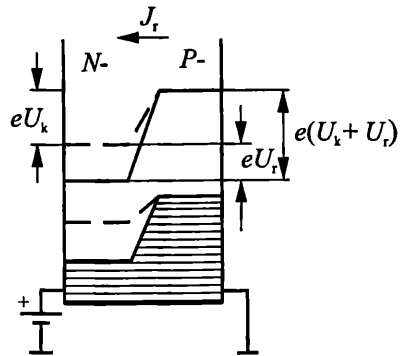
Когато посоката на външното електрическо поле съвпада с посоката на контактния потенциал, енергетичната бариера пред електроните от полупроводника от  $N$ -тип проводимост нараства (фиг. 4.15). Плътността на тока  $J_{n \rightarrow p}$  се изчислява по израза

$$(4.41) \quad J_{n \rightarrow p} = M \exp\left[-\frac{e(U_k - U_r)}{kT}\right],$$

където  $U_r$  е потенциалът на външното електрическо поле.



Фиг. 4.14



Фиг. 4.15

Под въздействието на външното електрическо поле с потенциал  $U_r$ , насочен по посока на контактния потенциал, протича електрически ток, наречен ток в обратна посока с плътност  $J_r$ :

$$\begin{aligned}
 J_r &= J_{n \rightarrow p} - J_{p \rightarrow n} = M \exp\left[-\frac{e(U_k + U_r)}{kT}\right] - J_0 = \\
 (4.42) \quad &= M \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right) \exp\left(-\frac{eU_r}{kT}\right) - J_0
 \end{aligned}$$

или

$$(4.43) \quad J_r = J_0 \left[ \exp\left(-\frac{eU_r}{kT}\right) - 1 \right].$$

При стайна температура е изпълнено условието  $eU_r \gg kT$ . Следователно от (4.43) се получава  $J_r \approx -J_0$ .

Голяма част от полупроводниковите елементи и интегрални схеми работят въз основа на описаните процеси в  $PN$ -прехода.

### 4.3. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ

Полупроводниковите материали биват органични и неорганични, с аморфна или кристална структура, но най-разпространени са неорганичните с кристална структура. Освен това те са прости, химически съединения или сплави. Материалите за производство на полупроводникови елементи трябва да бъдат достатъчно чисти. Чистотата на полупроводниковите материали се измерва с броя на примесни атоми в единица обем (концентрация). Това означава, че трябва да се използват специални методи за получаване на необходимата малка концентрация на примесите. Обикновено се допуска концентрация на примесите не повече от  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , а понякога – не повече от  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

Структурата на традиционните полупроводникови материали се характеризира с ковалентна връзка, поради което те лежат на ковалентно-йонната ос на тетраедъра от фиг. 1.1.

#### 4.3.1. Основни полупроводникови материали

Най-широко използвани материали от тази група са германият и силицият, намиращи се в IV група от Менделеевата таблица. Свойствата им са дадени в табл. 4.1.

**Силицият** никога не е срещан в чист вид в природата, но независимо от това е един от най-разпространените елементи в земната кора (около 25%) – най-често като силициев двуоксид. От силициевите оксидни съединения се получава  $\text{SiCl}_4$  или  $\text{SiHCl}_3$ , а от тях чрез редукция във водородна атмосфера се редуцира чист силиций. Пречистването на силиция става по метода на безтиглово зонно топене или изтегляне на кристали. Силицият има висока температура на топене  $1414^\circ\text{C}$ , при която е химически силно активен. Това определя изискванията към методите за обработката му.

Някои от основните свойства на силиция са представени в табл. 4.1. Пошироката забранена зона определя и по-високата работна температура на силициевите полупроводникови елементи. Примесните силициеви полупро-

водници от *N*-тип се получават чрез легиране с фосфор (P), а от *P*-тип – чрез легиране с индий (In). В зависимост от концентрацията на неконтролираните примеси (чистотата) силициевите полупроводникови елементи имат горна гранична работна температура в интервала от 120 до 200 °C.

Таблица 4.1

Основни свойства на някои основни полупроводникови материали

Свойства	Силиций	Германий
Широчина на забранената зона, eV		
при 0 К	1,165	0,746
при 300 К	1,12	0,665
Концентрация на собствени токоносители, m <sup>-3</sup>	1.10 <sup>16</sup>	2,5.10 <sup>19</sup>
Подвижност на електроните, m <sup>2</sup> /V.s	0,14	0,39
Подвижност на дупките, m <sup>2</sup> /V.s	0,05	0,19
Специфично съпротивление при 20 °C, Ωm	2.10 <sup>3</sup>	0,68
Диелектрична проницаемост	12,5	16
Решетъчна константа x10 <sup>10</sup> , m	5,42	5,66
Плътност при 20 °C, Mg/m <sup>3</sup>	2,3	5,3
Температурен коефициент на линейно разширение (0÷100 °C) x10 <sup>6</sup> , °C <sup>-1</sup>	4,2	6
Специфична топлопроводност, W/m.°C	80	55
Температура на топене, °C	1414	936

Силицият се използва в производството на диоди, транзистори, интегрални схеми, слънчеви елементи и др.

**Германият** представлява крехък, светлосив материал. Неговото съществуване е предсказано от Менделеев през 1870 г., който го е нарекъл екасилиций. През 1886 г. е бил открит от Винклер, от когото е получил наименованието си. Германият е твърде рядък елемент – съдържанието му в земната кора се оценява на около 7.10<sup>-4</sup>%. Получава се от GeCl<sub>4</sub>, който се хидролизира, докато се получи GeO<sub>2</sub>. Последният се редуцира до прахообразен германий във водородна среда. Прахообразният германий се преработва чрез топене в графитна ладия и инертна атмосфера до получаване на германиеви слитъци. По-нататъшната обработка има за цел почистване на германиевите слитъци от примесни атоми и кристализация до получаването на бездефектни кристали с необходимата чистота. Това става по методите на зонно топене или изтегляне на кристал от стопилка, които са разгледани в т.4.3.3.

Примесните германиеви полупроводници от *N*-тип се получават чрез легиране с антимон (Sb) или арсен (As), а от *P*-тип – чрез легиране с галий (Ga). Работният температурен интервал за германиевите полупроводникови



елементи е от  $-60$  до  $+70$  °C. Сериозен недостатък на тези елементи е сравнително ниската горна гранична работна температура.

Изобретеният през 1947 г. транзистор е германиев, но впоследствие постепенно германият започва да отстъпва на силиция като материал за изработване на полупроводникови елементи.

#### 4.3.2. Специални полупроводникови материали

Основните полупроводникови материали са малко на брой и по тази причина не могат да отговорят на нарастващите изисквания за разнообразни експлоатационни възможности, които се поставят към съвременните полупроводникови елементи. Голямото разнообразие на химически съединения с полупроводникови свойства осигурява богата гама на свойствата им.

Ако два химични елемента  $A$  и  $B$  са точно балансирани, съединенията  $A^{IV}B^{IV}$ ,  $A^{III}B^V$  и  $A^{II}B^{VI}$ <sup>1</sup> имат средно по четири валентни електрона на атом. Такива съединения много често са ковалентни кристали и притежават интересни полупроводникови свойства.

**Полупроводникови материали от типа  $A^{IV}B^{IV}$ .** Силициевият карбид (SiC) е типичен представител на тази група материали. Получава се при висока температура от кварцов пясък в присъствие на въглерод. В зависимост от примесите цветът му се изменя от черен, оранжев, светлосин до безцветен.

Монокристали могат да се изтеглят от богатата на въглерод силициева стопилка или по други методи.

В зависимост от температурата на изтегляне на кристала се получават различни модификации на кристалната решетка. Например при температура до  $2000$  °C се получава кубична решетка с решетъчна константа  $r_0 \approx 4,358 \cdot 10^{-10}$  m.

Основните свойства на SiC (кубична решетка) са дадени в табл. 4.2. При нормална температура проводимостта му е примесна. Типът на проводимостта освен от примесите зависи и от съотношението на Si и C в стехиометричния състав.

Силициевият карбид се използва за производство на полупроводникови елементи. От прахообразен силициев карбид се изработват варистори (съпротивления с нелинейна волт-амперна характеристика), различни елементи за вълноводната техника и др.

**Полупроводникови материали от типа  $A^{III}B^V$ .** Те имат кристална решетка като тази на диаманта. Към тях спадат фосфидите, арсенидите и антимонидите.

Основният метод за получаване на тези съединения е чрез непосредствено взаимодействие на елементите във вакуум или инертна среда.

Увеличаването на сумарния атомен номер на съединението води до стесняване на широчината на забранената зона, което може да се види от данните в табл. 4.2.

<sup>1</sup> Индексът с римска цифра представлява валентната група на съответния елемент —  $A$  и  $B$ .

Таблица 4.2

Основни свойства на някои полупроводникови химически съединения

Свойства	SiC	GaAs	InSb	GaP	CuO <sub>2</sub>
Широчина на забранената зона, eV	2,39	1,43	0,18	2,25	0,34
Концентрация на свободните токоносители, m <sup>-3</sup>	1.10 <sup>5</sup>	1,4.10 <sup>12</sup>	1,6.10 <sup>22</sup>	–	–
Подвижност на електроните, m <sup>2</sup> /V.s	0,1	0,95	7,8	0,019	–
Подвижност на дупките, m <sup>2</sup> /V.s	0,006	0,045	0,075	0,012	0,005
Решетъчна константа x10 <sup>10</sup> , m	4,36	5,65	6,48	5,45	–
$\alpha_i \times 10^6$ , °C <sup>-1</sup>	4,5	6	5	5,3	0,93

**Галиевият арсенид (GaAs)** е тъмносив материал, който в чист вид може да се получи чрез зонно топене или изтегляне на монокристал от стопилка. Основните му свойства са дадени в табл. 4.2. Широчината на забранената му зона е по-голяма от тази на Ge и Si, а също така и подвижността на токоносителите му е по-голяма. Широката забранена зона обуславя висока работна температура (до около 450 °C) и голямата подвижност на токоносителите – възможности за работа във високочестотно електрическо поле. Използва се за изработване на фотолемени, диоди на Шотки, Гън-диоди и др.

**Индиевият антимионид (InSb)** е блестящ материал, който се получава чрез директно взаимодействие на двата елемента In и Sb. В чист вид се получава чрез зонно топене или изтегляне на кристали от стопилка във водородна среда. Основните му свойства са дадени в табл. 4.2. Индиевият антимионид е полупроводников материал с много тясна забранена зона и много голяма подвижност на токоносителите, особено електроните. При нормална температура материалът има собствена проводимост поради тясната забранена зона.

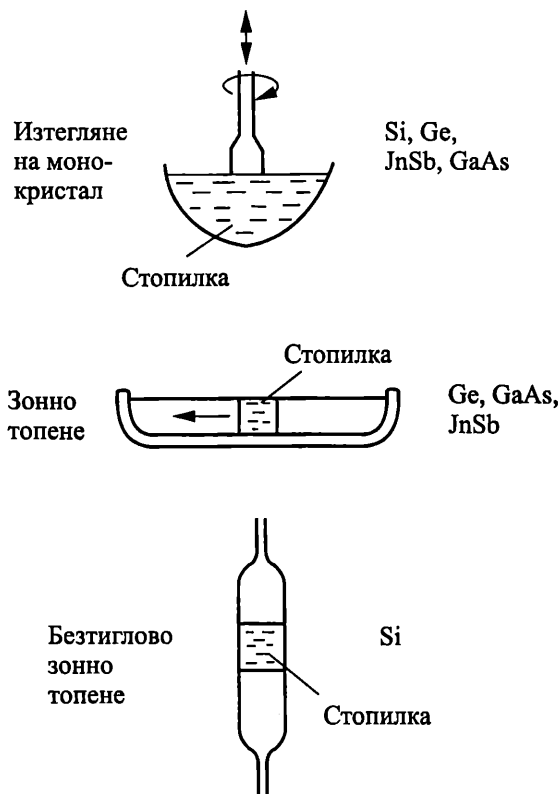
Използва се за направата на фотоелементи с висока чувствителност, на датчици на Хол (от голямата подвижност се получава високо напрежение на Хол) и др.

**Галиевият фосфид**, чиито свойства са дадени в табл. 4.2, се използва за изработването на светодиоди с червено или зелено светене в зависимост от примесите.

**Полупроводникови материали от типа A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>.** Към тази група спадат сулфидите (PbS, ZnS, CdS), оксидите (Cu<sub>2</sub>O, ZnO), селенидите (CdSe, HgSe) и телуридите (CdTe, HgTe). Тези материали притежават полупроводникови свойства, които позволяват от тях да се изработват фоторезистори (сулфиди, селениди и телуриди), луминофори (сулфиди), термоелементи, излъчватели на кохерентна светлина (селениди, телуриди), терморезистори (оксиди) и др. Свойствата на някои от тях са дадени в табл. 4.2.

### 4.3.3. Методи за обработка на полупроводникови материали

От всички методи за получаване на полупроводникови монокристали най-широко приложение са получили методите чрез изтегляне на монокристал от стопилка (метод на Чохралски), зонно топене и безтиглово зонно топене. Те са показани схематично на фиг. 4.16.



Фиг. 4.16

*Методът за изтегляне на монокристал от стопилка (Метод на Чохралски)* се състои в бавното изтегляне на ос, на чийто край е закрепен монокристален зародиш от стопилката. По този начин стопилката започва бавно да кристализира върху монокристалния зародиш, който извършва и въртеливо движение по време на изтеглянето. При кристализацията примесите остават в стопилката, където по-лесно се разтварят. Скоростта на кристализацията се регулира чрез температурата на стопилката и количеството изгубена топлина вследствие на топлопроводността на кристала и по оста на излъчването от повърхността на стопилката. Скоростта на изтегляне и въртене определя диаметъра на кристала. Методът широко се използва, защото е технологичен и евтин.

При *метода на зонното топене* чрез ултразвуково нагряване се оформя тясна зона от стопилка, която се придвижва бавно по дължината на слитъка от полупроводников материал. Така по посока на движението се получава разтопяване на материала, а в края на разтопената зона започва кристализацията. При постепенната кристализация материалът се пречиства, защото примесите остават в разтопената зона, където се разтварят по-лесно, отколкото в кристализиралата фаза. По този начин разтопената зона “помита” примесите в полупроводниковия материал. Естествено чистотата на материала след еднократна процедура зависи от концентрацията на примесите и няма да е еднаква по дължината на слитъка. Процесът се повтаря няколко пъти до постигането на необходимата чистота и разпределение на примесите по дължината на кристала. Краищата, където се съсредоточават примесите, се отрязват.

Скоростта на движение на разтопената зона е в границите от 15÷20  $\mu\text{m/s}$ . Методът се използва широко за пречистване и кристализация на материали със сравнително ниска температура на топене, при която не се получава химическа реакция с материала на ладията.

*Безтигловото зонно топене* е специално разработен метод за обработка на силиций. При температурата на топене силицият е силно активен и независимо от материала на ладията се получава допълнително замърсяване по време на зонното топене. Кварцовият слитък е разположен вертикално и е закрепен чрез кварцови държатели. Върху единия държател е поставен кристален зародиш. Чрез ултразвуково нагряване се създава разтопена зона, при движението на която се получават описаните процеси на зонното топене. Силите на повърхностното напрежение на течния силиций удържат стопилката в разтопената зона. Методът осигурява получаването на кристали с максимална чистота, а като недостатък трябва да се спомене невъзможността да се получат кристали с по-големи диаметри.

Кристализацията по описаните три метода се извършва във вакуум или инертна атмосфера.

## 5. МАГНИТНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

От фиг. 1.8 се вижда, че независимо от проводимостта им материалите се разделят на отделни групи според поведението им в магнитно поле, т.е. според магнитните им свойства.

### 5.1. ОСНОВНИ СВОЙСТВА

#### 5.1.1. Намагнитване

Индукцията  $B$ , създадена от магнитно поле с интензитет  $H$  във вакуум, се изчислява съгласно с израза

$$(5.1) \quad B = \mu_0 H,$$

където  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м е абсолютната магнитна проницаемост на вакуума (магнитната константа).

Когато магнитното поле се разпространява в материална среда, във формирането на индукцията участва и материалът чрез относителната магнитна проницаемост. Тогава (5.1) придобива вида

$$(5.2) \quad B = \mu_0 \mu_r H = \mu H,$$

където  $\mu = \mu_0 \mu_r$  е абсолютната магнитна проницаемост на материала;

$\mu_r$  – относителната магнитна проницаемост на материала.

По аналогия с въведеното в т. 2.1 понятие поляризация се въвежда понятието магнитна поляризация  $J_M$  като разлика между магнитната индукция в материала и вакуума, създадена от магнитно поле с интензитет  $H$ :

$$(5.3) \quad J_M = B - \mu_0 H = \mu_0 \mu_r H - \mu_0 H.$$

Като се въведе понятието *намагнитване* на материала  $M = \frac{J_M}{\mu_0}$  от (5.3) се

получава

$$(5.4) \quad M = (\mu_r - 1)H = \kappa_r H.$$

Очевидно дименсията на намагнитването съвпада с дименсията на интензитета на магнитното поле – А/м. Величината  $\kappa_r = \mu_r - 1$  се нарича *магнитна възприемчивост на материала*.

Поведението на материалите в магнитно поле се описва от намагнитването  $M$ , относителната магнитна проницаемост  $\mu_r$  (или магнитната възприемчивост  $\kappa_r$ ) и зависимостта  $B = f(H)$ .

От курса по физика е известно, че постоянният магнит и индуктивната bobина могат да се представят като два полюса (северен и южен), разположени на разстояние  $d$ , т.е. те притежават магнитен момент  $p_m$ . Магнитният момент, създаван от индуктивна bobина, е пропорционален на произведението на тока и сечението на bobината, което означава, че има дименсия А.м<sup>2</sup>. Дименсията на намагнитването  $M$  е А/м и тя може да бъде представена като Ам<sup>2</sup>/м<sup>3</sup>. Това означава, че намагнитването  $M$  може да се разглежда като магнитен момент на единица обем:

$$M = \frac{P_m}{V}, \frac{\text{Am}^2}{\text{m}^3}.$$

По този начин се потвърждава направената аналогия между намагнитването и поляризацията.

Най-общо магнитният момент на атома се формира от спиновия магнитен момент на електроните, магнитния момент на ядрото и магнитния момент, създаден от орбиталното движение на електроните. Влиянието на последните два магнитни момента е значително по-малко от това на спиновия магнитен момент. Ето защо може да се твърди, че атомите и йоните с небалансирани спинови моменти на електроните имат магнитен момент, а тези с балансирани (напълно запълнени орбити) – нямат магнитен момент. Съответните на това разделяне материали се наричат *парамагнитни* и *диамагнитни*. Магнитната възприемчивост на тези материали е близка до нула, като на диамагнетиците е отрицателна, а на парамагнетиците – положителна. Стойностите на магнитната възприемчивост на някои материали са дадени в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Магнитна възприемчивост на някои немагнитни материали

Материал	Относителна магнитна възприемчивост	Материал	Относителна магнитна възприемчивост
Течен кислород	$3,46 \cdot 10^{-3}$	Бисмут	$-16,7 \cdot 10^{-5}$
Паладий	$8,25 \cdot 10^{-4}$	Вода	$-0,88 \cdot 10^{-5}$
Платина	$2,93 \cdot 10^{-4}$	Сребро	$-2,64 \cdot 10^{-5}$
Алуминий	$2,14 \cdot 10^{-4}$	Мед	$-0,94 \cdot 10^{-5}$
Кислород	$1,79 \cdot 10^{-4}$	Аргон	$-0,945 \cdot 10^{-8}$
Въздух	$3,65 \cdot 10^{-7}$	Водород	$-0,208 \cdot 10^{-8}$
Живак	$-3,23 \cdot 10^{-5}$	Олово	$-1,69 \cdot 10^{-5}$

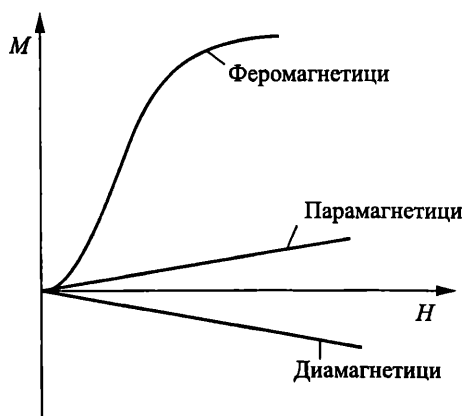
На фиг. 5.1 са представени зависимостите на намагнитването от интензитета на приложеното магнитно поле –  $M = f(H)$  за диамагнетици, парамагнетици и феромагнетици.

*Феромагнитните* или както се наричат още, *магнитните материали* притежават спонтанно намагнитени области, наречени *домени*, т.е. притежават *доменна структура*. Домените са области, в които всички спинови магнитни моменти са еднопосочно ориентирани, поради което магнитният момент на областта е голям. Желязото, никелът и кобалтът са най-известните материали с доменна структура и със силно изразени феромагнитни свойства.

Домените имат макроскопични размери – от  $10^{-8}$  до  $10^{-12}$   $\text{m}^3$ . Магнитните моменти на доменните области имат различни направления и посоки в обема на материала, така че общият магнитен момент е нула при отсъствие на

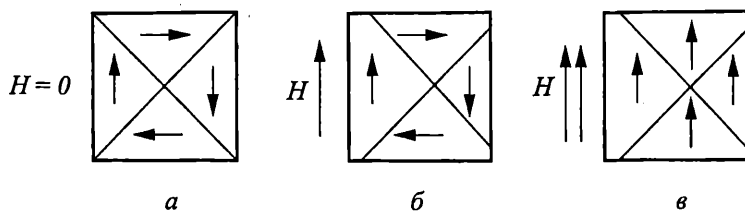
външно магнитно поле. При прилагане на външно магнитно поле се осъществяват два процеса:

1. Изместване на границите на домените.
2. Ориентиране на векторите на магнитните моменти  $p_m$  по посока на външното магнитно поле.



Фиг. 5.1

На фиг. 5.2 са показани схематично тези два процеса. На фиг. 5.2 *a* се вижда състоянието на материала преди прилагането на магнитното поле. Доменните области имат еднакви размери и магнитните им моменти се компенсират взаимно (образуват затворен магнитен поток). В резултат на това общият магнитен момент на образеца е нула. При прилагане на външно магнитно поле с интензитет  $H$  и означената на фиг. 5.2 *б* посока започва изместване на границите на домените, и то по такъв начин, че домените, които имат магнитен момент по посока или сключващ остър ъгъл с посоката на магнитното поле, увеличават размерите си, а останалите намаляват размерите си. Това означава, че магнитните моменти на увеличените доменни области нарастват, а другите намаляват или общият магнитен момент на образеца става отличен от нула – материалът се намагнитва. При преместване на границите на домените се преодоляват всевъзможни дефекти в кристалите, примеси, граници на отделни зърна и други “физически” бариери, поради което процесът е необратим. След като този процес приключи (границите на домените се изместват на ограничено разстояние по структурни причини), по-нататъшното увеличаване на интензитета на магнитното поле предизвиква ориентиране на магнитните моменти на домените по посока на полето (фиг. 5.2 *в*), т.е. нараства намагнитването на материала. Когато и този процес приключи (всички магнитни моменти са ориентирани по посока на полето), по-нататъшното увеличаване на интензитета на магнитното поле не предизвиква изменение в намагнитването на материала – получено е така нареченото *насищане*.



Фиг. 5.2

Процесът на намагнитване е нелинеен, поради което и зависимостта  $B = f(H)$  е нелинейна. На фиг. 5.3 е показана кривата на първоначално намагнитване.

Разграничават се пет области:

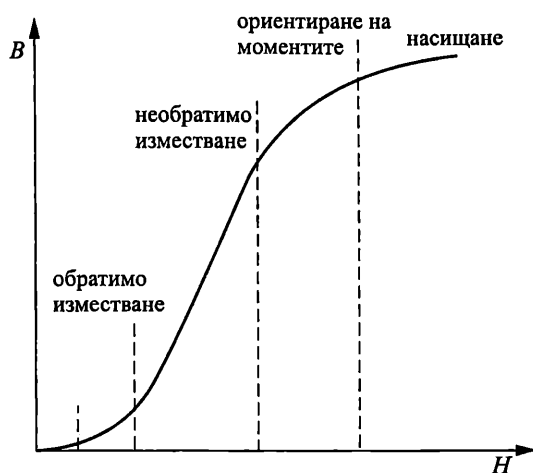
I. Област на начално намагнитване – началното намагнитване се получава при много слаби полета; за него е характерно еластичното изместване на границите на домените, което означава, че процесът е обратим.

II. Област на Релей – тази област се получава в по-широк обхват от слаби полета; изместването на границите на домените е все още еластично и процесът е обратим; намагнитването се изменя незначително.

III. Област на най-големи диференциални магнитни проницаемости – изместванията на границите на домените са необратими, намагнитването рязко нараства и магнитната проницаемост нараства скокообразно. Процесът на намагнитване е необратим.

IV. Област на ориентиране на магнитните моменти по посока на полето – намагнитването нараства по-слабо в сравнение с III област.

V. Област на насищане – тази област се достига при много силни магнитни полета; увеличаването на намагнитването е незначително (процесът е приключил) и индукцията в материала асимптотично се приближава до граничната стойност, известна като *индукция на насищане*.



Фиг. 5.3

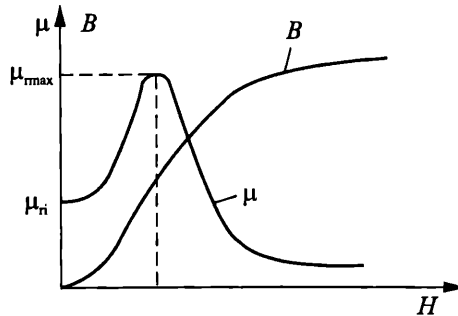


### 5.1.2. Магнитна проницаемост

Магнитната проницаемост<sup>1</sup> се дефинира като мярка на процеса намагнитване или по-точно, като мярка за изменението на състоянието на намагнитване. Това определение означава, че магнитната проницаемост е всъщност първата производна на функцията  $B = f(H)$ . В този смисъл се дефинира величината *диференциална магнитна проницаемост*  $\mu_{rd}$ , а именно

$$(5.5) \quad \mu_{rd} = \frac{dB}{\mu_0 dH}.$$

След графично диференциране на кривата на първоначално намагнитване се получава зависимостта на магнитната проницаемост от интензитета на магнитното поле (фиг. 5.4). Очертават се две характерни стойности: в областта на слабите полета – *начална магнитна проницаемост*  $\mu_{ri}$  и в областта на най-голямо намагнитване – *максимална магнитна проницаемост*  $\mu_{rmax}$ . Тези две стойности на магнитната проницаемост се цитират във всички справочници за магнитни материали.



Фиг. 5.4

Нелинейността на зависимостите  $B = f(H)$  и  $\mu_r = f(H)$  е основен проблем при използването на магнитните материали, защото стават нелинейни и елементите, в които участват.

Освен диференциалната магнитна проницаемост и нейните две характерни стойности – начална и максимална, за оценка на магнитните материали при работа в променливо магнитно поле се използва *амплитудната магнитна проницаемост*  $\mu_{ra}$ . Тя се изчислява като отношение на амплитудните стойности на индукцията  $B_m$  и  $H_m$ :

$$(5.6) \quad \mu_{ra} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}.$$

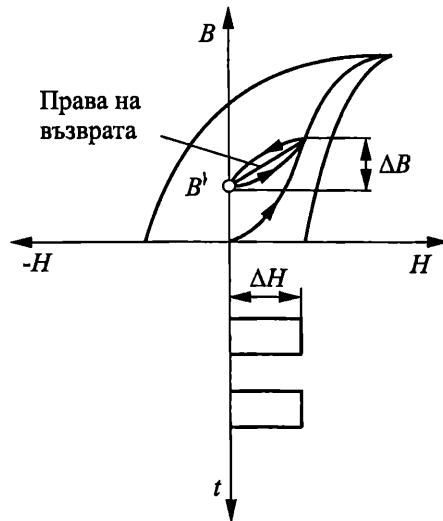
При работа в импулсно магнитно поле се използва *импулсната магнитна проницаемост*  $\mu_{rev}$ . Значението ѝ се изяснява с помощта на фиг. 5.5.

<sup>1</sup> Освен ако специално не е означено, под магнитна проницаемост се разбира относителна магнитна проницаемост.

На координатната система е отбелязано и времето. По оста на времето са нанесени импулсите на интензитета на магнитното поле  $\Delta H$ . По време на първия импулс се описва част от кривата на първоначално намагнитване и част от локалния хистерезисен цикъл. След него материалът остава намагнитен до някаква индукция  $B'$ , така че при следващия импулс се описва локален хистерезисен цикъл около така наречената *права на възврата*, чийто наклон е импулсната магнитна проницаемост  $\mu_{rrev}$ :

$$(5.7) \quad \mu_{rrev} = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H},$$

където  $\Delta B$  е изменението на индукцията, означено на фиг. 5.5.



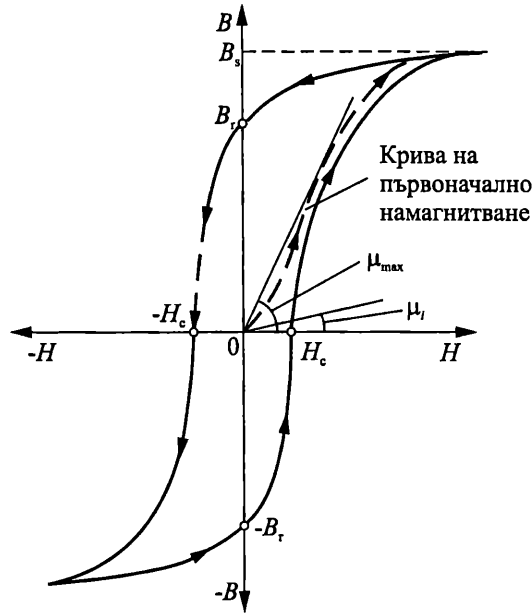
Фиг. 5.5

### 5.1.3. Хистерезисен цикъл

Както бе отбелязано, след I и II област от кривата на първоначално намагнитване (вж. фиг. 5.3), процесът на намагнитване става необратим и в резултат на това се получава известният *хистерезисен цикъл* (фиг. 5.6). Първоначално процесът на намагнитване се осъществява еднократно по кривата на първоначално намагнитване, а при по-нататъшното изменение на интензитета на променливото магнитно поле – по хистерезисния цикъл.

Нека анализираме хистерезисния цикъл от фиг. 5.6 съвместно със схематично представения на фиг. 5.2 процес на намагнитване на магнитните материали. Състоянието на доменната структура от фиг. 5.2 а съответства на началната точка 0 от координатната система на фиг. 5.6, а пълното намагнитване на материала (вж. фиг. 5.2 в) – на индукцията на насищане  $B_s$  (фиг. 5.6). При премахване на полето ( $H = 0$ ) доменната структура не се възстановява до изходното състояние, а поради необратимите процеси (вж. фиг. 5.2 б) част от

намагнитването се запазва. Индукцията в материала  $B$ , се нарича *остатъчна индукция*. По-нататъшното въздействие на магнитното поле е в обратна посока, т.е. размагнитване на материала. Частта от хистерезисния цикъл във втори квадрант се нарича *крива на размагнитване*. Увеличаването на интензитета на полето в обратна посока води до намаляване на остатъчната индукция и при някакъв интензитет  $H_c$ , наречен *коерцитивен интензитет*, материалът е напълно размагнитен ( $B = 0$ ). Това отново съответства на картината от фиг. 5.2 а.



Фиг. 5.6

Хистерезисният цикъл е важна характеристика на магнитните материали. Чрез него се дефинират няколко важни параметъра: индукция на насищане  $B_s$ , остатъчна индукция  $B_r$  и коерцитивен интензитет  $H_c$ . Те важат само за граничния хистерезисен цикъл, при който е достигната индукцията на насищане  $B_s$ . По-нататъшното увеличаване на интензитета на полето не предизвиква описването на нов хистерезисен цикъл.

#### 5.1.4. Загуби на енергия в магнитните материали

За намагнитването на магнитния материал се изразходва известно количество енергия или процесът протича със загуби на енергия. Ако магнитното поле е постоянно, намагнитването се извършва еднократно и загубите на енергия са пренебрежимо малки. Когато приложеното магнитно поле е променливо, намагнитването следва променящата се посока на външното магнитно поле и процесът на намагнитване се извършва непрекъснато в такт с честотата на полето.

Различават се няколко вида загуби на енергия в магнитния материал:

1. Загуби от хистерезис – енергията, необходима за пренамагнитване на материала (преместване на границите на домените по посока на променливото магнитно поле). Тези загуби са пропорционални на площта, затворена от хистерезисния цикъл, и на честотата на магнитното поле:

$$(5.8) \quad P_x = 2fH_c B_s,$$

където  $f$  е честотата на магнитното поле;

$H_c$  – коерцитивният интензитет на магнитния материал;

$B_s$  – индукцията на насищане на магнитния материал.

2. Загуби от вихрови токове – във всеки материал с крайна проводимост, поставен в променливо магнитно поле, възникват вихрови токове. Загубите от тях са пропорционални на проводимостта на материала и квадрата на честотата на магнитното поле:

$$(5.9) \quad P_{вт} = \frac{\pi d^2}{6\rho} (f \cdot B_s)^2,$$

Където  $d$  е дебелината на магнитния материал, перпендикулярно на магнитното поле;

$\rho$  – специфичното съпротивление на магнитния материал.

Загубите от вихрови токове нарастват значително по-бързо с повишаване на честотата на магнитното поле в сравнение със загубите от хистерезис. От (5.9) е ясно, че намаляването на загубите от вихрови токове може да стане като се избират магнитни материали с по-големи стойности на специфичното съпротивление и магнитния материал е във вид на тънки листове (малки стойности на  $d$ ).

Подобно на комплексната диелектрична проникваемост имагинерната част на комплексната магнитна проникваемост  $\mu_r''$  отчита загубите на енергия в материала:

$$(5.10) \quad \mu_r = \mu_r' + \mu_r''.$$

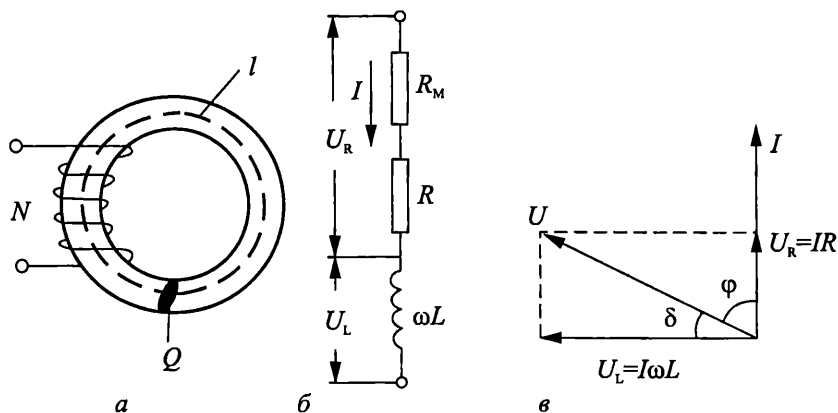
Загубите на енергия за намагнитване могат да се представят чрез  $\operatorname{tg} \delta_m$  подобно на загубите в диелектриците – (1.9):

$$(5.11) \quad \operatorname{tg} \delta_m = \frac{\mu_r''}{\mu_r'} = \frac{\mu_r''}{\mu_r}.$$

Смисълът на (5.11) се разбира лесно с помощта на схемата от фиг. 5.7. Образец от магнитен материал има формата на тороид със сечение  $Q$  и дължина  $l$  (фиг. 5.7 а). На него е поставена намотка с навивки  $N$ . Индуктивността на този тороид е

$$(5.12) \quad L = \mu_0 \mu_r \frac{QN^2}{l} = \mu_r L_0,$$

където  $L_0$  е индуктивността на тороидалната намотка без магнитна сърцевина.



Фиг. 5.7

На фиг. 5.7 б е показана еквивалентната схема на индуктивна bobина. Тук  $R_M$  е съпротивлението на намотката. Ако то се пренебрегне, остава само еквивалентното на загубите съпротивление  $R$ .

Загубите на енергия (фиг. 5.7 в) се оценяват чрез

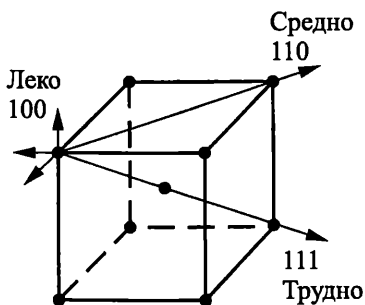
$$(5.13) \quad \operatorname{tg} \delta_m = \frac{R}{\omega L} = \frac{R_x + R_{\text{вт}}}{\omega L},$$

където  $R_x$  и  $R_{\text{вт}}$  са еквивалентните съпротивления на загубите от хистерезис и вихрови токове.

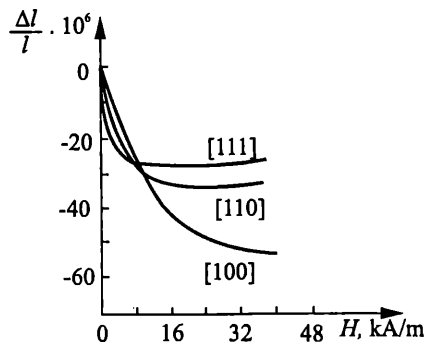
### 5.1.5. Магнитострикция

Кристалите на магнитните материали проявяват анизотропни свойства, т.е. намагнитването се осъществява в различна степен в зависимост от посоката на магнитното поле. Различават се посоки на леко, средно и трудно намагнитване. На фиг. 5.8 тези посоки са показани за кристала на желязото. Поликристалните материали имат изотропни свойства, защото монокристалите са разположени по случаен начин в обема на поликристала и всички посоки на намагнитване са равновероятни. Ако поликристалната структура се подложи на обработка, така че да се получи ориентиране на монокристалите в дадена посока, поликристалният материал придобива анизотропни магнитни свойства. Такава структура се нарича *текстура*, а процесът – *текстуриране*.

Благодарение на анизотропността на монокристалите в магнитните материали се проявява явлението *магнитострикция*, което представлява изменение на линейните размери при намагнитване. В зависимост от посоката на магнитното поле спрямо осите на трудно, средно и леко намагнитване, магнитострикцията има различни стойности. От трите основни феромагнитни материали (Fe, Ni, Co) никелът проявява най-голяма магнитострикция. Известна представа за деформацията на никелов монокристал при магнитострикция дават зависимостите от фиг. 5.9.



Фиг. 5.8



Фиг. 5.9

### 5.1.6. Влияние на външни фактори върху магнитните свойства

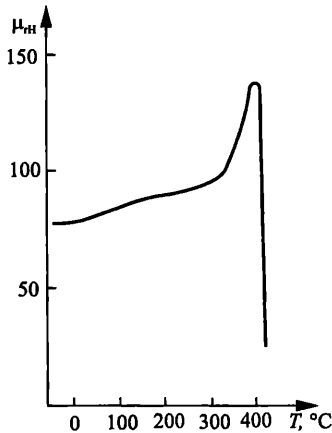
**Температурата** оказва влияние върху магнитните свойства на феромагнитните материали. Когато тя се увеличава, спонтанното намагнитване на домените намалява. При определена температура, наречена *точка на Кюри*, спонтанното намагнитване изчезва напълно. Причина за това е, че образуването на доменната структура е възможно при изпълнение на термодинамичното условие за минимална потенциална енергия. От определена за всеки материал температура (точка на Кюри) нагоре това условие не се изпълнява и доменната структура се разрушава – магнитният материал става немагнитен. Процесът е обратим и когато температурата спадне под точката на Кюри, доменната структура се възстановява, а материалът става отново магнитен. Следователно пълно размагнитване на материала може да се постигне чрез повишаване на температурата му над точката на Кюри.

Типична зависимост на магнитната проницаемост от температурата е показана на фиг. 5.10. В близост до точката на Кюри магнитната проницаемост рязко нараства, а след нея – още по-рязко намалява. От тази зависимост може да се направи заключението, че колкото точката на Кюри е по-близо до околната температура, толкова по-голяма е магнитната проницаемост на материала. В температурната област около точката на Кюри се наблюдава обаче голяма нестабилност на магнитната проницаемост.

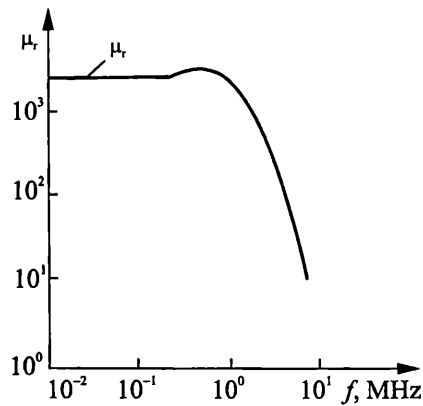
**Честотата** на външното магнитно поле оказва също влияние върху магнитните свойства на феромагнитните материали. Намагнитването е процес, който протича с определена крайна скорост и за достигането на определено намагнитване е необходимо известно време. Това явление се нарича *магнитно последствие*.

Магнитното последствие, което зависи от температурата на материала и честотата на магнитното поле, е свързано с дифузионни процеси при преместване на границите на домените. Поради влиянието му честотната зависимост на магнитната проницаемост в слаби магнитни полета се характеризира с три участъка – фиг. 5.11. В първия участък магнитната проницаемост се запазва постоянна при повишаване на честотата на полето. Във втория участък се получава не много ясно изразен резонансен характер на изменени-

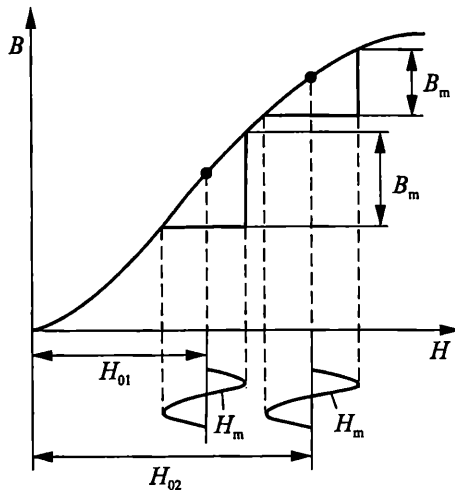
ето на магнитната проницаемост, защото времето, необходимо за преместване на границите на домените, е съизмеримо с времето за изменение на посоката на полето. В третия участък честотата на магнитното поле е толкова висока, че преместването на границите на домените не може да следва изменението на посоката на външното магнитно поле, следователно магнитната проницаемост намалява.



Фиг. 5.10



Фиг. 5.11



Фиг. 5.12

**Постоянното магнитно поле** влияе върху магнитните свойства поради нелинейността на зависимостта  $B = f(H)$ . На фиг. 5.12 е показана кривата на първоначално намагнитване при едновременно въздействие на постоянно ( $H_0$ ) и променливо ( $H_m$ ) магнитно поле. Промяната на стойността на постоянната съставка  $H_0$  предизвиква преместване на работната точка, а оттам и изменение на магнитната проницаемост на материала. Влиянието на постоянно-

то магнитно поле е известно като *постоянно токово подмагнитване* и трябва да се отчита при оразмеряване на магнитните системи.

### 5.1.7. Класификация на магнитните материали

Най-разпространената класификация на магнитните материали е следната:

1. Магнитномеки материали.
2. Магнитнотвърди материали.

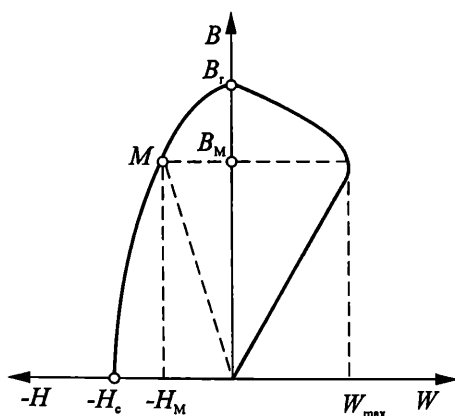
Тази класификация се извършва съобразно с магнитната енергия на материалите. Като се използва кривата на размагнитване – втори квадрант от хистерезисния цикъл (вж. фиг. 5.6), магнитната енергия  $W$  се изчислява по изрази

$$(5.14) \quad W = \frac{BH}{2}.$$

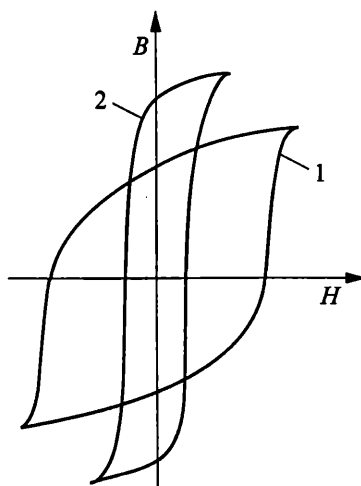
Смисълът на (5.14) се разбира по-добре с помощта на графиката от фиг. 5.13, където във втори квадрант е нанесена кривата на размагнитване, а в първи – зависимостта на магнитната енергия от индукцията.

Магнитнотвърди са онези материали, които притежават голяма магнитна енергия. Всъщност магнитната енергия се оценява по необходимата енергия за размагнитване на материала.

Магнитнотвърдите материали имат голяма енергия на размагнитване, поради което запазват намагнитеното си състояние неограничено дълго време. Тези материали имат широк хистерезисен цикъл – респективно високи стойности на коерцитивния интензитет и остатъчната индукция (фиг. 5.14 – крива 1). Тези материали се използват за направата на постоянни магнити, магнитни паметни – видео- и аудиоленти, компютърни харддискове и др.



Фиг. 5.13



Фиг. 5.14



Магнитномеките материали имат малка енергия на размагнитване, затова лесно се размагнитват и намагнитеното им състояние изчезва бързо след премахване на външното магнитно поле. Те трябва да имат ниски стойности на коерцитивния интензитет и остатъчната индукция (фиг. 5.14 – крива 2). Използват се за всякакви видове трансформатори – от мрежови (прехвърляне на енергия) до сигнални (прехвърляне на нискочестотни и високочестотни сигнали). Магнитномеките материали за мрежови трансформатори трябва да имат минимални загуби на енергия (повишава се коефициента на полезното действие), а за сигнални трансформатори – линейна зависимост  $B = f(H)$  (намаляват се нелинейните изкривявания).

## 5.2. МАГНИТНОМЕКИ МЕТАЛИ И СПЛАВИ

Поради ниското специфично съпротивление на металите и техните сплави в тях се получават значителни загуби от вихрови токове. Като се има предвид, че загубите от вихрови токове са пропорционални на квадрата на честотата, тези материали не могат да се използват за работа във високочестотни магнитни полета.

Желязото и железните сплави са получили най-широко приложение за работа в постоянни и нискочестотни магнитни полета.

**Електротехническа листовка стомана.** Към тази група се отнасят сплавите на желязото със силиций, които намират приложение поради оптималното съчетание на добри магнитни свойства и ниска цена. Силицият повишава специфичното съпротивление на сплавта и по този начин се намаляват загубите от вихрови токове. Освен това той подобрява магнитните свойства на материала – увеличава началната магнитна проницаемост, намалява коерцитивния интензитет, стеснява хистерезисния цикъл и съответно хистерезисните загуби. Съдържанието на силиция в сплавта е до 6,5%, защото по-големите количества правят сплавта много крехка. Чрез студено валцуване материалът се текстурава, с което се получават анизотропни магнитни свойства по посока на валцуването.

Произвеждат се различни марки електротехническа листовка стомана в зависимост от:

- съдържанието на силиций;
- с изотропни и анизотропни свойства;
- загубите.

Електротехническите листови стомани се произвеждат с дебелина от 0,05 до 1 mm и изолация по повърхността. По този начин се увеличава обемното съпротивление на магнитопровода, събран от изолирани ламели, и се намаляват загубите от вихрови токове.

Текстурирането се получава чрез студено валцуване и продължителна термична обработка при температура 900÷1200 °С. Магнитните свойства на текстурираните стомани (с анизотропни свойства) по посока на валцуването са значително по-добри от тези на горещовалцуваните (с изотропни свойст-

ва). Освен чрез текстуриране магнитните свойства се подобряват чрез легиране на електротехническите листови стомани с различни елементи като ванадий, алуминий или кобалт. Някои свойства на електротехническите листови стомани са дадени в табл. 5.2.

Листовата електротехническа стомана се използва най-вече за направата на магнитопроводи за мрежови трансформатори. От стоманите с анизотропни свойства се изработват т.нар. вити магнитопроводи, в които посоката на магнитното поле винаги съвпада с посоката на текстурата.

**Алсифер.** Това е сплав на силиций и алуминий с желязо. Има много високи стойности на началната и максималната магнитна проницаемост. Твърда и крехка е, поради което трудно се обработва, но във вид на прах се използва за изработване на металокерамични детайли или за производството на магнитодиелектрици.

**Желязо-никелови сплави.** Известни са с наименованието *пермалои*. Свойствата им зависят от процентното съдържание на никел. Разработени са много видове пермалои според съдържанието на никел (от 30 % до 82 %) и наличието на легиращи елементи като хром, молибден, манган и др.

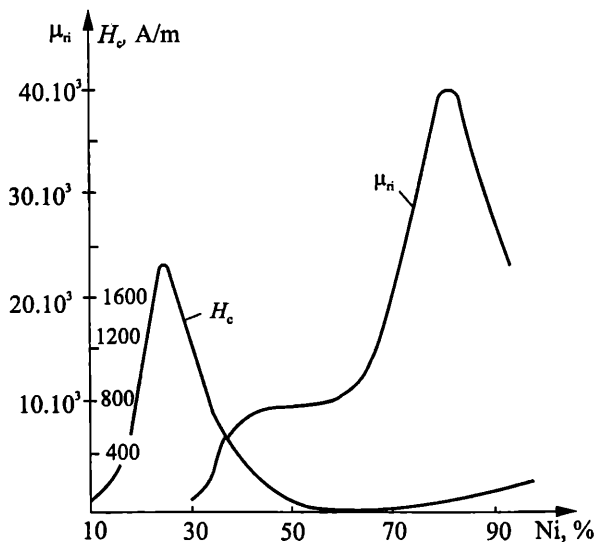
Основно пермалоите се разделят на две големи групи – с ниско и с високо съдържание на никел. От графиките на фиг. 5.15 се вижда, че сплавите със съдържание на никел под 30 % не спадат към магнитномеките материали, а най-високи стойности на началната магнитна проницаемост се получават при около 80 % съдържание на никел. Поради това пермалои с по-високо съдържание на никел не се използват.

Пермалоите с високо съдържание на Ni се отличават от тези с ниско съдържание по големите стойности на магнитната проницаемост (фиг. 5.15). Някои пермалои с високо съдържание на Ni имат изключително големи стойности на магнитната проницаемост и са известни с наименованието *суперпермалои*. Примерни свойства на някои пермалои са дадени в табл. 5.3.

Лесното намагнитване в слаби магнитни полета (висока начална магнитна проницаемост) се обяснява с почти пълното отсъствие на анизотропност в структурата на пермалоите. Приложението им се ограничава от изключителната чувствителност на магнитните им свойства от механични деформации и сравнително ниската индукция на насищане. Това налага след всяка механична обработка да се прави топлинна обработка, от чийто режим в голяма степен зависят магнитните свойства. Пермалоите се произвеждат във вид на ленти, листове и пръчки.

Таблица 5.2  
Свойства на някои видове електротехническа листова стомана

Вид стомана (по ИЕС)	Дебелина, mm	Плътност, Mg/m <sup>3</sup>	Специфични загуби, W/kg при индукция:			Индукция, T при интензитет на полето:		
			B = 1,5 T	B = 1,0 T	B = 1,0 T	H = 2500 A/m	H = 5000 A/m	H = 10000 A/m
Изотропна								
250-35A5	0,35	7,60	2,50	0,95	1,49	1,60	1,70	1,70
270-35A5	0,35	7,60	2,70	1,10	1,49	1,60	1,70	1,70
300-35A5	0,35	7,65	3,00	1,20	1,49	1,60	1,70	1,70
270-50A5	0,50	7,60	2,70	1,10	1,49	1,60	1,70	1,70
330-50A5	0,50	7,60	3,30	1,35	1,49	1,60	1,70	1,70
Анизотропна								
			B = 1,5 T	B = 1,7 T	H = 800 A/m			
089-27-N5	0,27	7,65	0,89	1,40	1,75	-	-	-
097-30-N5	0,30	7,65	0,97	1,50	1,75	-	-	-
111-35-N5	0,35	7,65	1,11	1,65	1,75	-	-	-



Фиг. 5.15

Таблица 5.3

Свойства на някои пермалои

Пермалой със съдържание на Ni	Начална магнитна проницаемост	Максимална магнитна проницаемост	Коерцитивен интензитет, A/m	Индукция на насищане, Т
81% Ni	70000	300000	0,60	0,50
79% Ni	35000	2500000	1,8	0,73
50% Ni	3500	35000	8	1,00
45% Ni	2500	23000	20	1,50

Легираните пермалои с високо съдържание на никел се използват за изработване на магнитопроводи за малогабаритни и импулсни трансформатори, на магнитни екрани, на сърцевини за индуктивни бобини и релета и др.

Пермалоите с ниско съдържание на никел (30+50 %) са с по-малка магнитна проницаемост, но имат по-висока остатъчна индукция. Специфичното им съпротивление е по-голямо в сравнение с пермалоите с високо съдържание на никел. Като легиращ елемент се използва силиций, с което се постига нарастване на специфичното им съпротивление. Във вид на тънки ламели се използват за изработването на магнитопроводи за високочестотни и импулсни трансформатори.

Желязно-никеловите сплави имат стабилни във времето магнитни свойства при условие, че не са подложени на механични напрежения и деформации. Поради това винаги трябва да се избягват механичните натоварвания на тези материали или ако това е невъзможно, да се осигурява съответната температурна обработка.

### 5.3. МАГНИТНОМЕКИ ВИСОКОЧЕСТОТНИ МАТЕРИАЛИ

Към тази група спадат материали с голямо специфично съпротивление и тесен хистерезисен цикъл, за които загубите от вихрови токове и хистерезис са малки при повишени честоти на магнитното поле. Феритите представляват основната част от тази група материали.

**Феритите** са голяма група магнитни материали, известни още като *магнитни керамики*. Получават се по методите на керамичната технология от метални оксиди като изходни материали. Металните оксиди се отнасят към групата на полупроводниковите материали според поведението им в електрическо поле. Това означава, че те имат високо специфично съпротивление, с което удовлетворяват едно от изискванията към високочестотните магнитни материали.

Феритите представляват система от един или няколко метални оксида (по-често на двувалентен и по-рядко на едновалентен метал), които заедно с железния оксид участват в сложна кристална структура. Най-разпространени са феритите с химическа формула в обобщен вид  $MO.Fe_2O_3$ , където с М е означен металният йон (Mn, Ni, Cu и др.) на оксида, характеризиращ ферита. Ферити, в които участва само един метален оксид, освен  $Fe_2O_3$ , се наричат *моноферити*, а такива с повече метални оксида – *полиферити*. В сложната кристална структура на ферит, в който участват най-малко два оксида (МО и  $Fe_2O_3$ ), магнитните моменти на металните йони могат да бъдат компенсирани (неферромагнитен ферит) и некомпенсирани (ферромагнитен ферит). Системи от ферромагнитни и неферромагнитни ферити понякога притежават по-добри свойства в слаби магнитни полета в сравнение с другите ферити.

Голямото количество метални оксиди, които могат да участват в най-различни комбинации при образуването на ферити, позволява да се синтезират много видове ферити, отговарящи на най-разнообразни изисквания. Следователно, освен че имат по-малки загуби, феритите притежават много разнообразни свойства в сравнение с металните магнитни материали.

От т.4.3.2 е ясно, че металните оксиди спадат към полупроводниковите химически съединения  $A^{II}B^{VI}$ . Следователно проводимостта на феритите има полупроводников характер, което обуславя високото им специфично съпротивление (до  $10^8 \Omega.m$ ). Трябва да се отбележи, че полупроводниковият характер на проводимостта означава отрицателен температурен коефициент на специфичното съпротивление, т.е. при повишаване на температурата нарастват загубите от вихрови токове. По същата причина феритите имат сравнително малка топлопроводност ( $h_T = 2,8+5,7 W/m.^{\circ}C$ ), поради което не трябва да се подлагат на резки температурни промени, още повече, че температурният им коефициент на линейно разширение не е голям ( $\alpha_l = (5+10) \cdot 10^{-6} ^{\circ}C^{-1}$ ).

Сравнително големите стойности на диелектричната проникваемост и диелектричните загуби трябва да се имат предвид при избора на даден ферит. Процесите на поляризация и диелектричните загуби се определят от дрейфа

на слабосвързани електрони. В материали с голяма магнитна и диелектрична проницаемост съществуват условия за получаване на обменен резонанс, при който загубите нарастват.

Ферити с разнообразни свойства се получават чрез изменение в режимите на изпичане, с което се променя структурата, и чрез промени в състава. Например при смесване на феромагнитен и неферомагнитен ферит се понижава точката на Кюри и по този начин се повишава магнитната проницаемост.

Стабилността на магнитната проницаемост на феритите във времето се оценява с *коэффициента на дезакомодация*  $D_F$ . Дезакомодацията представлява изменението на началната магнитна проницаемост след пълно размагнитване на ферита за определен период от време, през който се поддържа постоянна температура.

Условията за измерване на коэффициента на дезакомодация, съгласно изискванията на ИЕС са:

– измерва се стойността на  $\mu_{ri}$  10 min след пълното размагнитване ( $\mu_1 - t_1 = 10 \text{ min}$ );

– измерва се стойността на  $\mu_{ri}$  100 min след пълното размагнитване ( $\mu_2 - t_2 = 100 \text{ min}$ )<sup>1</sup>.

Коефициентът на дезакомодация се изчислява по израза

$$(5.15) \quad D_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2 \log \left( \frac{t_2}{t_1} \right)}.$$

$$\text{Тъй като } \log \left( \frac{t_2}{t_1} \right) = \log \left( \frac{100}{10} \right) = 1, \quad D_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2}.$$

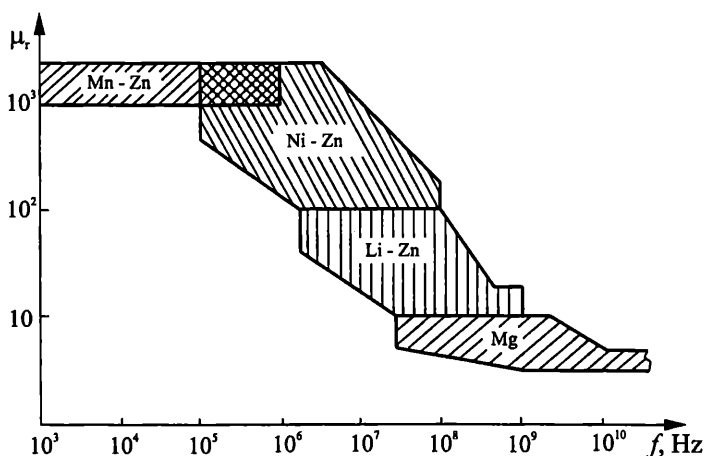
В зависимост от честотните характеристики на магнитната проницаемост и загубите на енергия се определя гранична честота на използване на всеки ферит. Над тази честота магнитната проницаемост намалява, а загубите стават по-големи от допустимите.

Според функцията, която изпълняват, феритите се разделят на магнитномеки, с правоъгълен хистерезисен цикъл, СВЧ-ферити и магнитнотвърди. Феритите се разделят на групи и съобразно състава им – никел-цинкови (Ni-Zn), манган-цинкови (Mn-Zn), манган-магнезиеви (Mn-Mg), манган-медни (Mn-Cu), литий-никелови (Li-Ni) и др. Областта на приложение на някои магнитномеки ферити е показана на фиг. 5.16.

Никел-цинковите ферити  $(\text{NiO} \cdot \text{ZnO})\text{Fe}_2\text{O}_3$  имат широко приложение поради голямата начална магнитна проницаемост, ниския коерцитивен интензитет и малките загуби на енергия. Началната магнитна проницаемост на тези ферити е от няколко единици за високочестотните до няколко хиляди за нискочестотните. Стойността  $\mu$  зависи от съдържанието на немагнитния цинков ферит. Той понижава точката на Кюри и така увеличава магнитната про-

<sup>1</sup> Условията за измерване на фирмата “Сименс” са  $t_1 = 2 \text{ h}$  и  $t_2 = 20 \text{ h}$ .

нищаемост. Никел-цинковите ферити намират приложение в честотния обхват от 0,1 до 100 MHz. Поради ниската точка на Кюри те имат повишена температурна нестабилност. Използват се за изработването на магнитопроводи за трансформатори, сърцевини на бобини и дросели, за които не се поставят изисквания за висока температурна стабилност. Сърцевините се произвеждат в разнообразни геометрични форми – Ш-, Е-, П-образни и чашкообразни магнитопроводи, пластини, пръчки, тръбички и др. Никел-цинковите ферити с малки стойности на началната магнитна проницаемост ( $\mu_{ri} \leq 150$ ) имат повишена температурна стабилност, поради което могат да се използват за работа в слаби магнитни полета, като пръстеневидни, чашкообразни или пръчковидни магнитопроводи, магнитопроводи за антени и др.



Фиг. 5.16

Всички никел-цинкови ферити притежават висока магнитострикция.

Манган-цинковите ферити  $(\text{MnO.ZnO}).\text{Fe}_2\text{O}_3$  са другата група широко използвани ферити. От фиг. 5.16 личи, че те се използват за работа до пониски честоти от никел-цинковите – от 1 kHz до 1,5 MHz. Приложението им е същото.

Свойствата на някои никел-цинкови и манган-цинкови ферити са дадени в табл. 5.5.

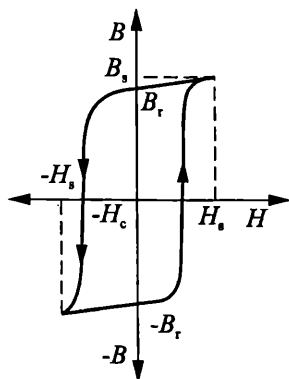
Феритите с правоъгълен хистерезисен цикъл са с висока остатъчна индукция  $B_r$  и нисък коерцитивен интензитет  $H_c$ . На фиг. 5.17 е показан правоъгълен хистерезисен цикъл. Ясно разграничените две състояния ( $+B_r$  и  $-B_r$ ) на материала съответстват на "1" и "0" от двоичната система, поради което такива ферити могат да се използват за магнитни паметни.

Колкото индукцията на насищане  $B_s$  е по-близо до остатъчната индукция  $B_r$ , толкова по-правоъгълен е хистерезисният цикъл. Преценка за правоъгълността на хистерезисния цикъл се дава от *коэффициента на правоъгълност*  $k_{\Pi}$ :

Таблица 5.5

Свойства на някои магнитномеки ферити

Означение SIFERRIT	$\mu_{ri}$	$\frac{\text{tg}\delta}{\mu_{ri}} \times 10^6$	$f_{гр}$ , kHz	$H_c$ , A/m	$B_s$ , Т	$T_K$ , °C
K7 Ni-Zn	1500	<15	500	24	0,280	>110
M13 Ni-Zn	2300	<5	100	12	0,280	>105
N22 Mn-Zn	2300	<2	200	18	0,370	>145
T37 Mn-Zn	6500	<2	300	9	0,380	>130
T46 Mn-Zn	15000	<8	100	7	0,400	>130



Фиг. 5.17

$$\kappa_{п} = \frac{B_r}{B_s}$$

чиято стойност трябва да бъде колкото е възможно по-близо до единица.

Манган-магнезиевите ферити са измежду най-разпространените ферити с правоъгълен хистерезисен цикъл. Освен тях правоъгълен хистерезисен цикъл имат манган-медните и литий-никеловите ферити.

Магнитнотвърдите ферити са разглеждани накратко в т.5.4.

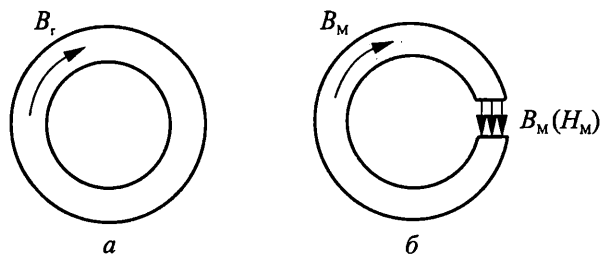
## 5.4. МАГНИТНОТВЪРДИ МАТЕРИАЛИ

Магнитнотвърдите материали се характеризират с голяма енергия на размагнитване, поради което намагнитеното им състояние се запазва неограничено дълго време, т.е. от тях могат да се изработват постоянни магнити.

От графиката на фиг. 5.13 стана ясно, че магнитната енергия има максимум, който се получава в определена точка от кривата на размагнитване. На фиг. 5.18 а е показан тороидален образец от магнитнотвърд материал. След намагнитване индукцията в него е точно остатъчната индукция на материала  $B_r$ . Този тороид не може да се използва като постоянен магнит, защото няма полюси (магнитният поток е затворен). За целта е необходимо тороидът да се среже (фиг. 5.18 б). При това се получава въздушна междина между двата полюса и става възможно използването на енергията на магнитния поток в междината. Въвеждането на немагнитен материал (въздух) по пътя на магнитния поток предизвиква размагнитване на материала и работната точка се премества по кривата на размагнитване (вж. фиг. 5.13). Чрез промяна на размера на въздушната междина (размагнитването) се избира онази точка  $M$ ,



при която се получава максимална магнитна енергия  $W_{\max}$ , съответстваща на магнитен поток в междината с интензитет  $H_M$  и индукция  $B_M$ .



Фиг. 5.18

Тъй като стойностите на  $B_r$  и  $H_c$  и формата на размагнитващата крива са параметри на материала, максималната магнитна енергия на различните материали има различна стойност и се получава в различни точки от кривата на размагнитване.

#### 5.4.1. Метални магнитнотвърди материали

Сплавите от типа *ални* (Al, Ni и Fe) и *алнико* (Al, Ni, Co и Fe) са магнитнотвърди материали с голяма специфична магнитна енергия ( $40 \text{ kJ/m}^3$ ). Прибавянето на кобалт, както и увеличаването на съдържанието му в сплавта подобрява в значителна степен магнитните параметри на материала (увеличаване магнитната енергия и коерцитивния интензитет). Чрез промяна на процентното съдържание на металите в сплавта се получават разнообразни магнитни свойства (параметрите на някои сплави от типа алнико са дадени в табл. 5.6). Получаването на добри магнитни свойства при тези сплави става след сложна термична обработка, в която най-съществено влияние оказва скоростта на охлаждане. Сплавите алнико могат да бъдат текстуровани, като се подлагат на въздействието на силно магнитно поле по време на охлаждането. Обработените по такъв начин сплави се наричат още *магнико*.

Прибавянето на малко силиций (1%) многократно намалява критичната скорост на охлаждане, което е от особено значение за постоянни магнити с маса над 0,5 kg. Оптимални свойства на тази сплав, наречена *алнисси*, се получават при състав 33+34% Ni, 13+14% Al, 1% Si и останалото желязо.

Сплавите ални и алнико са твърди, поради което се затруднява механичната обработка на магнитните системи. Съществуват сплави с голяма магнитна енергия, които могат да бъдат валцувани или изтегляни, без да променят магнитните си свойства. Такива са сплавта на ванадий, кобалт и желязо, известна под наименованието *викалой* и сплавта на мед, никел и желязо, известна като *кунифе*. Свойствата им са дадени в табл. 5.6.

Металните магнитнотвърди материали се използват за изработването на постоянни магнити с различни геометрични форми.

Таблица 5.6

Основни свойства на някои метални магнитотвърди материали

Материал	Съдържание на сплавните елементи, %	$B_r$ , Т	$H_c$ , kA/m	$W_{\max}$ , kJ/m <sup>3</sup>
Ални	13Al; 25Ni; 3Cu и Fe	0,50	40	3,6
Алнико	10Al; 18Ni; 3Cu; 18Co и Fe	0,90	55	9,7
Алнико	8Al; 13Ni; 3Cu; 25Co и Fe	1,40	48	28
Алнико	7Al; 14Ni; 3,5Cu; 35Co и Fe	1,05	115	40
Викалой	10V; 52Co и Fe	0,75	19,9	6,4
Кунифе	60Cu; 20Ni; 20Fe	0,55	42,2	11,4

#### 5.4.2. Магнитотвърди ферити

Феритите от вида  $MO.6Fe_2O_3$ , в които с М е означен метал от групата на барий, стронций или олово, са с хексагонална кристална решетка и притежават голяма магнитна енергия, т.е. те са магнитотвърди материали. Основните свойства на някои бариеви ( $BaO.6Fe_2O_3$ ) и стронциеви ( $SrO.6Fe_2O_3$ ) ферити са дадени в табл. 5.7.

Таблица 5.7

Свойства на някои бариеви и стронциеви ферити

Ферит	$B_r$ , Т	$H_c$ , kA/m	$W_{\max}$ , kJ/m <sup>3</sup>
Бариев – изотропен	0,2–0,22	103–143	6–8
Стронциев – изотропен	0,2–0,23	135–170	8–10
Бариев – анизотропен	0,34–0,36	150–190	22–55
Стронциев – анизотропен	0,38–0,40	222–255	28–32

Бариевите и стронциевите ферити имат някои предимства пред металните магнитотвърди материали, а именно: по-голяма стабилност, по-малка плътност, много по-високо специфично съпротивление ( $10^4$ – $10^7 \Omega.m$ ), поевтини са. Освен това притежават по-висок коерцитивен интензитет, поради което трудно се размагнитват от външни магнитни полета. Високото им специфично съпротивление е причина загубите от вихрови токове в тях да са малки и тези ферити да могат да работят при наслагани високочестотни магнитни полета. Като недостатъци трябва да се отбележат малката механична якост и силната температурна зависимост на свойствата им.

### 6.1. ЕЛЕКТРОННИ ГРАДИВНИ ЕЛЕМЕНТИ. ОБЩИ СВЕДЕНИЯ

**Общи сведения.** Електронните градивни елементи се използват за изграждане на електрическата схема на електронната апаратура. Служат за провеждане, обработка и управление на електрически информационни сигнали. Техният принцип на действие се основава на използването на свойствата на материалите в електромагнитно поле.

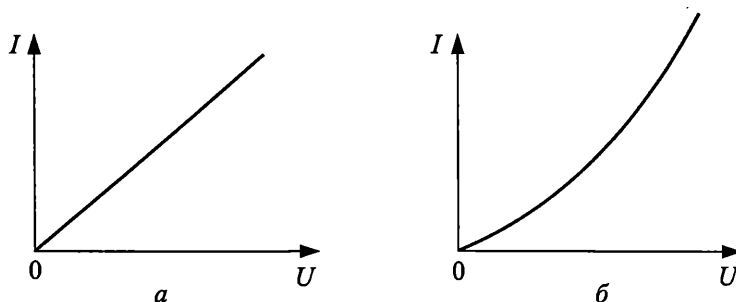
В зависимост от връзката между входния и изходния сигнал, електронните градивни елементи се разделят на:

1. Активни – енергията на сигнала на изхода на елемента е по-голяма от енергията на входа, т.е. имат усилвателно действие – транзистори, тиристори и др.

2. Пасивни – енергията на сигнала на изхода на елемента е по-малка от енергията на входа – резистори, кондензатори, трансформатори и др. Намаляването на енергията се дължи на загуби в елементите, които могат да бъдат електрически, диелектрични или магнитни.

3. Линеен – връзката между входната и изходната величина (сигнал) е линейна. На фиг. 6.1 *а* е показана волт-амперна характеристика на линеен елемент.

4. Нелинеен – връзката между входната и изходната величина (сигнал) е нелинеен. На фиг. 6.1 *б* е показана волт-амперна характеристика на нелинеен елемент.



Фиг. 6.1

**Параметрични редове.** Всеки електронен градивен елемент има определени основни параметри – съпротивление на резистор, капацитет на кондензатор и т.н. При масовото производство на електронните градивни елементи не може да се осигури произвеждането на всички възможни стойности от непрекъснатия ред. Това налага да се произвеждат елементи с определена номинална стойност. Във връзка със стандартизирането на номиналните стойности, Международната електротехническа комисия (IEC) препоръчва редовете от номинални стойности да се съставят съгласно с израза (IEC 63):

$$(6.1) \quad X_i = 1.10^n q^{i-1},$$

където  $n$  е цяло положително или отрицателно число или нула;

$q = \sqrt[N]{10}$ , а  $N = 3, 6, 12, 24, 48, 96, 192$  е номера на реда, съответстващ на броя на стойностите в десетичния интервал.

Формираните по този начин редове от номинални стойности се наричат параметрични редове.

Масовото производство на електронни градивни елементи се характеризира с определена точност на параметрите им, която зависи от използваните материали и технология за производство. Това означава, че получените стойности  $X$  на параметрите на произведените градивни елементи ще се отличават от номиналната стойност  $X_N$ .

Отклонението  $\delta_X$  на получената от номиналната стойност се определя в проценти:

$$(6.2) \quad \delta_X = \frac{(X - X_N) \cdot 100}{X_N}, \%$$

За всеки параметър се определят гранични стойности:  $X_{\min}$  – минимална допустима стойност и  $X_{\max}$  – максимална допустима стойност. Абсолютното допустимо отклонение (толеранс)  $\Delta X$  се нарича отклонението на  $X_{\min}$  и  $X_{\max}$  от  $X_N$ . Обикновено се приема тези две отклонения да бъдат равни по абсолютна стойност –  $|X_{\min} - X_N| = |X_{\max} - X_N| = \Delta X$ . Тогава относителното допустимо отклонение е

$$(6.3) \quad \delta_X = \frac{\Delta X}{X_N} \cdot 100, \%$$

Параметричните редове се характеризират с определени допустими отклонения от номиналните стойности, с които се покрива практически всички стойности от непрекъснатия ред, т.е. най-голямата допустима стойност на всеки член на реда съвпада с най-малката допустима стойност на следващия член. Лесно може да се провери, че за ред E6 толерансът е  $\pm 20\%$ , E12 –  $\pm 10\%$  и т.н.

В таблица 6.1 са дадени редовете E6 до E24 за основния десетичен интервал от 1 до 10 ( $n = 0$ ). Формирането на всеки ред може да стане от съседния по-висок ред, като се вземат стойностите през една.

Таблица 6.1

Параметрични редове (E6, E12, E24)

E24( $\pm 5\%$ )	1,00	1,10	1,20	1,30	1,50	1,60	1,80	2,00	2,20	2,40	2,70	3,00
E12( $\pm 10\%$ )	1,00		1,20		1,50		1,80		2,20		2,70	
E6 ( $\pm 20\%$ )	1,00				1,50				2,20			
E24( $\pm 5\%$ )	3,30	3,60	3,90	4,30	4,70	5,10	5,60	6,20	6,80	7,50	8,20	9,10
E12( $\pm 10\%$ )	3,30		3,90		4,70		5,60		6,80		8,20	
E6( $\pm 20\%$ )	3,30				4,70				6,80			

## 6.2. КЛАСИФИКАЦИЯ НА РЕЗИСТОРИТЕ

Резисторите са едни от най-употребяваните в електронните апаратури пасивни електронни елементи. Главното предназначение на резисторите е да намаляват енергията на сигнала и по този начин участват в разпределението и регулирането ѝ в многобройните вериги и елементи на схемата. Намаляването на енергията на сигнала се получава за сметка на погълната от резистора електрическа енергия, която се превръща изцяло в топлина и се разсейва в околното пространство.

Резисторите могат да бъдат класифицирани по различни признаци.

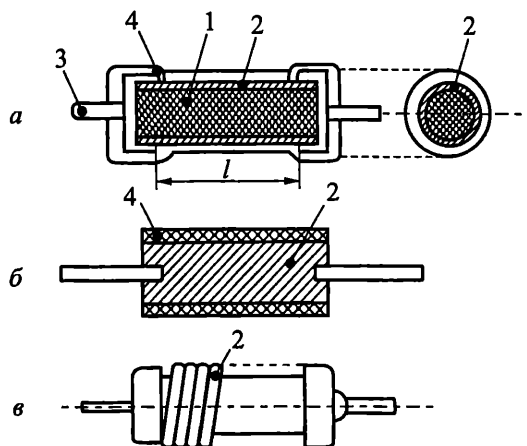
Постоянни резистори са тези, чието електрическо съпротивление е определено при производството им и не може да се регулира по време на експлоатация.

Променливи резистори са тези, чието електрическо съпротивление между подвижния контакт и изводите на токопроводещия елемент може да се изменя по механичен начин.

В зависимост от конструктивното изпълнение на токопроводещия елемент 2 (фиг. 6.2) резисторите се разделят на:

- слойни (фиг. 6.2 а);
- обемни (фиг. 6.2 б);
- жични (фиг. 6.2 в).

За изработването на токопроводещия елемент на резистора се използват пиролитичен въглерод, метали, сплави, метални оксиди, полупроводникови и композиционни материали.



Фиг. 6.2

Прави се и класификация на резисторите по обединен признак – конструкция на токопроводещия елемент и използван материал. Според тази класификация се различават:

- ◆ въглеродослойни;
- ◆ металослойни;
- ◆ композиционни – слойни и обемни;
- ◆ полупроводникови – слойни и обемни;
- ◆ жични.

В зависимост от изпълнението на защитата на резистора от въздействието на околната среда, те се разделят на незащитени, лакирани, компаундирани, корпусирани, херметизирани.

### 6.3. ПАРАМЕТРИ И СВОЙСТВА НА ПОСТОЯННИТЕ РЕЗИСТОРИ

Параметрите на постоянните резистори са:

- номинално съпротивление и допустими отклонения (толеранс);
- номинална мощност;
- температурен коефициент на съпротивлението на резистора;
- гранично работно напрежение;
- собствена индуктивност и собствен капацитет;
- ниво на шума.

*Номинално съпротивление  $R_N$ .* Съпротивлението на всеки резистор зависи от геометричните размери и свойствата на материала на токопвеждащия елемент (фиг. 6.2) и се изчислява по известния израз:

$$(6.4) \quad R = \rho \frac{l}{S},$$

където  $\rho$  е специфичното електрическо съпротивление на материала на токопвеждащия елемент,  $\Omega \cdot m$ ;

$l$  – дължината на токопвеждащия елемент,  $m$ ;

$S$  – площта на напречното му сечение,  $m^2$ .

Проводниковите материали за слойни резистори са отложени като тънки слоеве и имат зърнеста структура, която зависи от технологията на производство и микрорелефа на изолационната основа, върху която са нанесени. При тях специфичното съпротивление  $\rho$  зависи освен от използвания материал и от дебелината на слоя  $d$ . Затова за изчисляването на съпротивлението на такива резистори вместо  $\rho$  се използва съпротивлението на повърхностен слой от проводниковия материал с форма на квадрат – повърхностно съпротивление  $R_{\square}$ ,  $\Omega/\square$ . Тогава съпротивлението на слойния резистор се изчислява по израза:

$$(6.5) \quad R = R_{\square} \frac{l}{b}, \Omega,$$

където  $l$  е дължината на слоя,  $m$ ;

$b$  – широчината на слоя,  $m$ .

Резисторите се произвеждат с номинални стойности на съпротивлението и толеранси съгласно параметричните редове Е6 до Е192. Точните резис-

тори се произвеждат с толеранси от реда  $\pm 0,001$ ;  $\pm 0,002$ ;  $\pm 0,005$ ;  $\pm 0,01$ ;  $\pm 0,02$ ;  $\pm 0,05$ ,  $\pm 0,1$ ;  $\pm 0,2\%$ .

За маркиране на номиналните стойности на съпротивленията и толерансите им се използват буквено-цифров или цветен код.

Съгласно БДС 7024-80 буквено-цифровият код се състои от цифри, показващи номиналното съпротивление и от две букви – първата от тях показва единицата за измерване на съпротивлението, а втората – толеранса. Според същия стандарт цветният код се използва за означаване само на стойностите на постоянните резистори от редовете Е6, Е12 и Е24 и се състои от ленти или точки от цветни лакове, нанесени върху корпуса на резистора (първата лента е по-близо до единия край на резистора). В табл. 6.2 и 6.3 е даден буквено-цифровия код, а в табл. 6.4 – цветния код.

Таблица 6.2  
Буквено-цифров код

Единица за измерване	Означение на единицата	Пълно означение	Съкратено означение
Ом	R	0,15 $\Omega$	R15
		1,5 $\Omega$	1R5
		15 $\Omega$	15R
Килоом	K	0,15 k $\Omega$	K15
		1,5 k $\Omega$	1K5
		15 k $\Omega$	15K
Мегаом	M	0,15 M $\Omega$	M 15
		1,5 M $\Omega$	1M5
		15 M $\Omega$	15M

Таблица 6.3  
Код на толерансите

Толеранс, %	$\pm 0,1$	$\pm 0,25$	$\pm 0,5$	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 5$	$\pm 10$	$\pm 20$	$\pm 30$
Код	B	C	D	F	G	J	K	M	N

Таблица 6.4  
Цветен код

Цвят	първа лента	втора лента	трета лента	четвърта лента
	първа цифра	втора цифра	коэффициент на умножение	толеранс, %
Сребрист	–	–	$10^{-2}$	$\pm 10$
Златист	–	–	$10^{-1}$	$\pm 5$
Черен	–	0	1	–
Кафяв	1	1	10	$\pm 1$

Цвят	първа лента	втора лента	трета лента	четвърта лента
	първа цифра	втора цифра	коэффициент на умножение	толеранс, %
Червен	2	2	$10^2$	$\pm 2$
Оранжев	3	3	$10^3$	–
Жълт	4	4	$10^4$	–
Зелен	5	5	$10^5$	–
Син	6	6	$10^6$	–
Виолетов	7	7	$10^7$	–
Сив	8	8	$10^8$	–
Бял	9	9	$10^9$	–
Липсва	–	–	–	$\pm 20$

**Номинална мощност  $P_N$ .** Под номинална мощност на резистора се разбира най-голямата мощност, която резисторът може да разсейва продължително време при дадени експлоатационни условия със запазване на параметрите в допустимите граници.

Мощността  $P$ , която се разсейва в резистора и се превръща в топлина е

$$(6.6) \quad P = \frac{U^2}{R} = I^2 R.$$

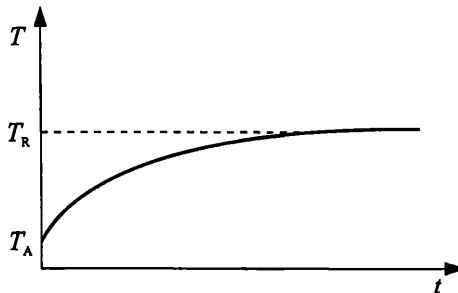
Отделената топлина в токопровеждащия елемент се предава в околното пространство по три начина: чрез конвекция (основен), чрез топлопроводност и чрез излъчване. Когато топлоотдаването се извършва чрез конвекция, температурата на резистора  $T_R$  нараства експоненциално във времето (фиг. 6.3) и може да се определи по израза

$$(6.7) \quad T_R = T_A + \frac{P}{hS} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right),$$

където  $T_A$  е температурата на околната среда, °C;

$P$  – електрическата мощност, W;

$h$  – коефициент на топлоотдаване, W/m<sup>2</sup>.°C;



Фиг. 6.3



$S$  – повърхността на резистора, през която се осъществява топлоотдаването,  $m^2$ ;

$t$  – времето, s;

$\tau$  – времекоэффициентът, s.

Времекоэффициентът представлява времето необходимо на резистора да достигне 63% от температурата на топлинното равновесие и се изчислява по израза

$$(6.8) \quad \tau = \frac{cm}{hS}, \text{ s,}$$

където  $c$  е специфичната топлина на резистора, J/kg.°C;

$m$  – масата на резистора, kg.

След време  $t \gg \tau$  резисторът достига равновесната температура

$$(6.9) \quad T_R = T_A + \frac{P}{hS}$$

или

$$(6.10) \quad P = hS(T_R - T_A)$$

Практически се приема, че резисторът е в установен топлинен режим, след като достигне 95% от равновесната температура, т.е. след време  $t = 3\tau$  (около 2 до 15 min).

Номиналната мощност на резистора може да се изчисли по израза

$$(6.11) \quad P_N = hS(T_{Rmax} - T_N),$$

където  $T_{Rmax}$  е максимално допустимата температура на резистора, определена от материала с най-ниска топлоустойчивост;

$T_N$  – номиналната температура на резистора, която се дефинира като най-високата температура на околната среда, при която резисторът може да разсейва номиналната си мощност.

Номиналните мощности на резисторите се избират от реда: 0,01; 0,025; 0,05; 0,063; 0,1; 0,125; 0,16; 0,25; 0,4; 0,5; 0,63; 1; 1,6; 2; 2,5; 3; 4; 5 W.

Мощността  $P$ , с която може да се натовари един резистор зависи от температурата на околната среда  $T_A$ . Ако се раздели (6.10) на (6.11), се получава

$$(6.12) \quad \frac{P}{P_N} = \frac{(T_{Rmax} - T_A)}{(T_{Rmax} - T_N)}.$$

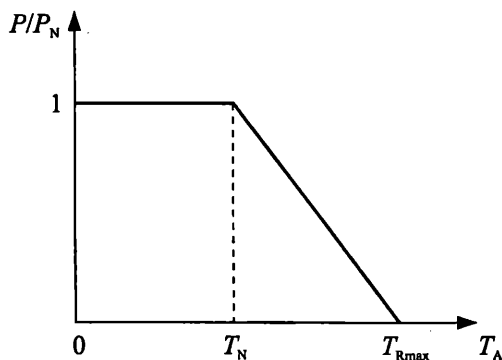
От израза (6.12) е ясно, че за  $T_A \leq T_N$ ,  $\frac{P}{P_N} = 1$ , а за температура на околната среда  $T_N < T_A < T_{Rmax}$  – зависимостта  $\frac{P}{P_N} = f(T_A)$  е линейна намаляваща

функция с ъглов коэффициент  $\frac{1}{T_{Rmax} - T_N}$  (фиг. 6.4).

Направените по-горе изводи се отнасят за непрекъснат режим на електрическо натоварване. При работа на резистора в импулсен режим, при който през резистора преминават къси периодично повтарящи се токови импулси, импулсното електрическо натоварване ще бъде различно. Енергията  $W_{и}$ , която се отделя по време на единичен импулс с продължителност  $t_{и}$ , е

$$(6.13) \quad W_{и} = I_m^2 R t_{и} = \frac{U_m^2 t_{и}}{R},$$

където  $U_m$  и  $I_m$  е съответно амплитудата на импулсното напрежение и импулсния ток.



Фиг. 6.4

За средната мощност на резистора в импулсен режим  $P_{av}$  с време на повторение на импулсите  $t_n$  (или честота на повторение на импулсите  $f = 1/t_n$ ) се получава

$$(6.14) \quad P_{av} = \frac{W_{и}}{t_n} = \frac{U_m^2 t_{и}}{R t_n}.$$

Ако  $P_{av} = P_N$  ( $P_N = \frac{U_N^2}{R}$ ) и означим мощността на един импулс с  $P_{и} = \frac{U_m^2}{R}$ , се получава

$$(6.15) \quad P_{и} = P_N \frac{t_n}{t_{и}} \text{ или } U_m = U_N \sqrt{\frac{t_n}{t_{и}}},$$

т.е. мощността на импулса може да превишава номиналната мощност на резистора за по-често срещаните на практика стойности на отношението  $\frac{t_n}{t_{и}}$ .

Изразът (6.15) се извежда при условие, че температурата на резистора не надвишава максимално допустимата температура –  $T_{Rmax}$ . В действителност, при високи моментни температурни натоварвания, които получава резистора по време на действието на импулса, може да се получат локални

прегривания на материала. Локалните прегривания зависят от еднородността на структурата на проводниковия материал. Ако проводниковия материал е композиционен или нанесен във вид на тънък слой, в местата с по-високо контактно съпротивление между частиците, изграждащи слоя или композицията ще се получи много голямо локално прегриване, което може и да разруши проводящия слой. Поради това допустимото импулсно натоварване е по-малко от изчисленото по израза (6.15) особено за слойните и композиционните резистори.

**Температурен коефициент на съпротивлението на резистора  $\alpha_R$ .**

Температурният коефициент на съпротивлението характеризира температурната стабилност на резистора и се определя по израза

$$(6.16) \quad \alpha_R = \frac{dR}{RdT}, \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}.$$

Като се има предвид израза (6.4) от (6.16) получаваме

$$(6.17) \quad \alpha_R = \alpha_p + \alpha_l - \alpha_s.$$

Но  $\alpha_l \approx \alpha_s$  и тогава може да се запише, че  $\alpha_R \approx \alpha_p$ , т.е. съпротивлението на резистора се изменя под влияние на температурата, защото проводниковия материал, от който е изграден токопроводящия елемент на резистора се характеризира с определен температурен коефициент на специфичното съпротивление. В зависимост от избрания проводников материал температурният коефициент на резистора може да бъде положителен или отрицателен и има стойности от  $\pm 10 \cdot 10^{-6}$  до  $\pm 2000 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

**Гранично работно напрежение  $U_{гр}$ .** Това е най-голямото постоянно или променливо напрежение, което може да бъде приложено към изводите на резистора.

За нискоомни резистори  $U_{гр}$  се определя от допустимото нагряване на резистора. За температури на околната среда  $T_A < T_N$  граничното работно напрежение се определя по израза

$$(6.18) \quad U_{гр} = \sqrt{P_N R_N}.$$

За високоомни резистори  $U_{гр}$  зависи от възможността за пробив между изводите или между отделните навивки на спиралата на токопроводящия елемент преди да е достигната номиналната мощност, т.е.  $U_{гр}$  зависи от диелектричната якост на въздуха или на материала на защитното покритие и разстоянието между изводите. При нормални климатични условия граничното работно напрежение е с 30 % по-ниско от пробивното.

Граничните работни напрежения се избират от реда: 150, 200, 250, 350, 500, 750, 1000, 1500, 3000 и 10000 V.

**Собствена индуктивност  $L_R$  и собствен капацитет  $C_R$  на резистора.** Собствената индуктивност на резистора зависи от дължината на изводите и от броя на навивките при спираловидно нарязване на слойния резистор и при жичен резистор.

Собственият капацитет на резистора зависи от диелектричната проникваемост на изолационната основа и защитното покритие и от геометричните

размери на резистора. При спираловиден токопровеждащ елемент, собствения капацитет зависи и от капацитета между две съседни навивки.

**Ниво на шума на резистора**  $\frac{U_{ш}}{U}$ . Отношението на шумовото напрежение, възникващо в резистора при протичането през него на постоянен ток, към напрежението, приложено на неговите изводи се нарича ниво на шума.

Шумовото напрежение представлява случайно колебание на потенциалната разлика на изводите на резистора и има две компоненти – топлинен и токов шум.

Топлинният шум възниква от флукуационните изменения на концентрацията на свободни електрони в токопровеждащия елемент поради тяхното топлинно движение. Топлинният шум има непрекъснат честотен спектър (до честоти  $10^{12}$  Hz) с постоянна амплитуда на всички съставлящи (фиг. 6.5 а). Напрежението от топлинен шум се изчислява по израза:

(6.19) 
$$U_{\tau} = \sqrt{4kTf}$$

където  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K е константата на Болцман;

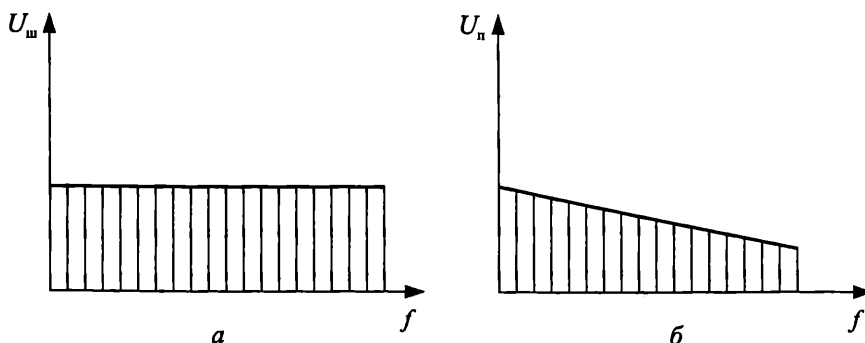
$T$  – температурата на резистора, К;

$f$  – честотната лента, за която се измерва шумовото напрежение, Hz.

Токовият шум  $U_n$  се получава при протичане на ток и се обуславя от флукуацията на контактните съпротивления между частиците, изграждащи материала на токопровеждащия елемент на резистора. Друга причина може да бъде нееднородностите и дефектите в структурата на материала. Токовият шум е също с непрекъснат честотен спектър, но с намаляваща амплитуда на съставлящите при повишаване на честотата (фиг. 6.5 б). Токовият шум зависи от приложеното напрежение, от материала и конструкцията на резистора и е характерен за нежични резистори.

Общият собствен шум на резисторите е

(6.20) 
$$U_{ш} = \sqrt{U_{\tau}^2 + U_n^2}$$



Фиг. 6.5

Според стойността на нивото на шума резисторите се разделят в две групи: I група –  $\frac{U_{ш}}{U} < 1 \mu\text{V/V}$  и II група –  $\frac{U_{ш}}{U} < 5 \mu\text{V/V}$ . Резистори с шум по-голям от  $5 \mu\text{V/V}$  се бракуват.

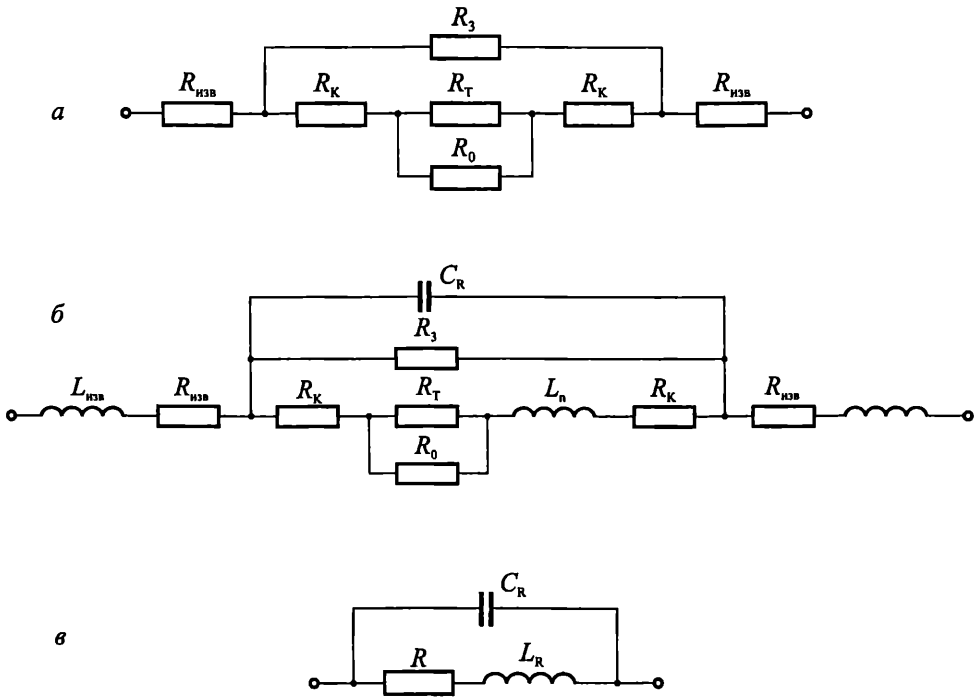
**Стабилност на резистора.** С течение на времето в резисторите се появяват невъзвратими изменения, които се характеризират с понятието "старене" на резистора. Старенето е свързано с протичането на физико-химични процеси в материалите, от които са изградени резисторите. Например, структурни изменения в проводниковия материал, от абсорбция и десорбция на газове, от оксидиране, от стареене на защитното покритие (покритието обикновено е органично, поради което от него се отделят продукти на поликондензацията или пари на разтворителя, които проникват в проводниковия материал), изменения на контактното съпротивление между изводите и токопровеждащия елемент и др.

Тъй като процесите на стареене зависят от температурното и електрическото натоварване, стабилността на резисторите се оценява чрез изпитване при номинална температура  $T_N$  и номинална мощност  $P_N$  обикновено в продължение на 1000 h –  $\frac{\Delta R}{R(1000h)}$ , %. За експлоатационен период с продължителност  $t$  повече или по-малко от 1000 h, стабилността на резистора може да се оцени по изрази:

$$(6.21) \quad \frac{\Delta R}{R(t)} = \frac{\Delta R}{R(1000)} \cdot \sqrt{\frac{t}{1000}}$$

**Еквивалентни схеми на резистора.** В зависимост от приложеното поле се различават две еквивалентни схеми на резистора – по постоянен и по променлив ток.

На фиг. 6.6 а е показана еквивалентната схема на резистора при протичането на постоянен ток. Последователно са свързани съпротивлението на токопровеждащия елемент  $R_T$  (фиг. 6.2 2), съпротивленията на изводите  $R_{изв}$  (фиг. 6.2 3) и контактните съпротивления между токопровеждащия елемент и изводите  $R_K$ , а паралелно – съпротивлението на основата на токопровеждащия елемент  $R_0$  (фиг. 6.2 1) и съпротивлението на защитното покритие  $R_3$  (фиг. 6.2 4). При нискоомни резистори по-голямо влияние имат последователно свързаните съставни на еквивалентната схема, от които особено опасно влияние върху надеждната работа на резистора оказва контактното съпротивление. При високоомните резистори по-голямо влияние имат паралелно свързаните съставни на еквивалентната схема – съпротивлението на основата и защитното покритие. Върху стабилността на съпротивлението на резистора оказва влияние и контактната потенциална разлика между материалите на различните детайли, т.е. трябва да се подбират материали с малка контактна потенциална разлика и по този начин да се избегне електроконтактната корозия.



Фиг. 6.6

На фиг. 6.6 б е показана еквивалентната схема на резистора при протичането на променлив ток. В тази схема допълнително са включени индуктивността на токопроводящия елемент  $L_{п}$ , индуктивността на изводите  $L_{изв}$  и собственият капацитет  $C_R$  на резистора. На фиг. 6.6 в е показана обобщената еквивалентна схема при променлив ток на резистора. С  $L_R$  и  $C_R$  са означени собствените индуктивност и капацитет, а с  $R$  – общото съпротивление на резистора. Собствените индуктивност и капацитет на резистора оказват влияние при повишаване на честотата на тока, защото се променя съпротивлението (импеданса) му. За гранична се приема честотата, при която съпротивлението на резистора се променя с 10%.

Последователно свързаната индуктивност оказва по-голямо влияние при нискоомни резистори, а паралелно свързания капацитет – при високоомни резистори. Нискоомни резистори са тези, при които е изпълнено условието

$$R < \sqrt{\frac{L_R}{C_R}}, \text{ а високоомни – } R > \sqrt{\frac{L_R}{C_R}}.$$

Като се пренебрегне влиянието на собствения капацитет, пълното съпротивление на нискоомен резистор е

$$(6.22) \quad Z = \sqrt{R^2 + (\omega L_R)^2}.$$

Като се има предвид поставеното по-горе условие за критично изменение на съпротивлението, лесно може да се получи граничната честота, до която може да работи резистора със собствена индуктивност  $L_R$ , а именно

$$(6.23) \quad \frac{Z}{R} = \sqrt{1 + \frac{\omega_{\text{гр}}^2 L_R^2}{R^2}} = 1,1,$$

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{0,45R}{L_R} \quad \text{или} \quad f_{\text{гр}} \approx \frac{0,07R}{L_R}.$$

В еквивалентната схема на високоомен резистор може да се пренебрегне влиянието на собствената индуктивност. Тогава граничната честота, до която може да работи резистор със собствен капацитет  $C_R$  е

$$(6.24) \quad f_{\text{гр}} \approx \frac{0,07}{RC_R}.$$

От направения анализ е видно, че собствените индуктивност и капацитет на резистора оказват влияние върху честотните му свойства, съответно върху честотната област на приложение. Ясно е, че за увеличаване на граничната работна честота на резистора трябва да се намалят собствените му индуктивност и капацитета. Това може да стане чрез подходящо конструиране на токопревеждащия елемент. За маломощните слойни резистори собствената индуктивност и собствения капацитет са много малки (достигат до 3 nH и 0,05 – 0,15 pF за 1 cm дължина на резистора).

#### 6.4. ПАРАМЕТРИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ПРОМЕНЛИВИТЕ РЕЗИСТОРИ

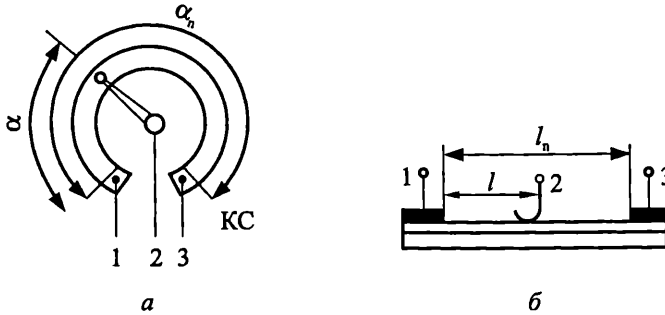
Различават се два вида променливи резистори – регулируеми и донастройващи. Регулируем е променлив резистор, който е предназначен за многократно регулиране на параметрите на електрическата верига. Донастройващ е променлив резистор, чието относително изменение на съпротивлението при преместване на подвижната система е значително по-малко от това на регулируемия резистор. Донастройващите резистори се използват за периодична настройка на параметрите на електрическата верига.

В зависимост от конструктивното изпълнение на променливия резистор, неговата подвижна система може да извършва кръгово (фиг. 6.7 а) или линейно движение (фиг. 6.7 б).

Освен параметрите, които характеризират постоянните резистори, променливите резистори притежават и някои специфични за тях допълнителни параметри.

**Пълно съпротивление  $R_n$ .** Това е съпротивлението между изводите 1 и 3, измерено при постоянен ток или напрежение и крайно положение на подвижната система (ъгъл  $\alpha_n$  или разстояние  $l_n$  – фиг. 6.7 а и б). Пълното съпротивление на променливия резистор трябва да бъде равно на номиналното му

съпротивление в границите на допустимото отклонение –  $R_n = R_N \left( 1 \pm \frac{\delta\%}{100} \right)$ .



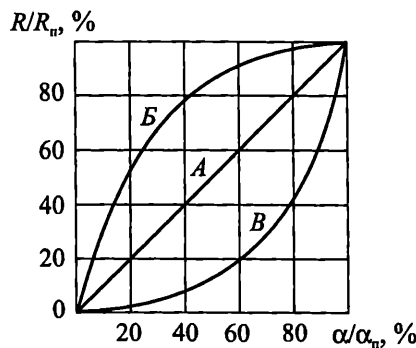
Фиг. 6.7

**Начално съпротивление  $R_{нач}$ .** Това е съпротивлението, което се измерва между изводи 1 и 2 при  $\alpha = 0$  или  $l = 0$ .

**Крайно съпротивление  $R_{кр}$ .** Това е съпротивлението, което се измерва между изводи 2 и 3 при  $\alpha = \alpha_n$  или  $l = l_n$ .

**Начален скок на съпротивлението.** В краищата на токопровеждащия елемент на променливите слоеви и обемни резистори се оформят нискоомни контактни слоеве, например от сребърна композиция. С тях се осигурява малко преходно съпротивление между токопровеждащия елемент и изводите 1 и 3 (фиг. 6.7). Началният скок на съпротивлението се получава при преминаване на подвижния контакт 2 от контактния слой към съпротивителния слой на резистора и ограничава възможностите за плавно регулиране в началото.

**Функционална характеристика.** Тя определя зависимостта на изменението на съпротивлението между изводите 1 и 2 от положението на подвижния контакт –  $R = f(\alpha)$  или  $R = f(l)$ . Функционалните характеристики биват линейни тип А и нелинейни – тип Б, В и др. (фиг. 6.8). Характеристиката тип Б е логаритмична, а тип В – обратнологаритмична. Подобни характеристики се използват, например, за регулиране на силата и тембъра на звука.



Фиг. 6.8



Отклоненията от зададената крива се определят с толеранси: за променливи резистори с общо предназначение – от  $\pm 2$  до  $\pm 20\%$ , а за прецизни променливи резистори – от  $\pm 0,05$  до  $\pm 1\%$ .

**Разрешаваща способност.** Тя показва при какво най-малко изменение на преместването на подвижния контакт се получава различимо изменение на съпротивлението на резистора. Количествено разрешаващата способност се оценява с отношението на изменението на съпротивлението към пълното съпротивление –  $\Delta R/R_n$ .

**Шум от преместване на подвижния контакт.** Това е шума, който се появява при движение на подвижния контакт по токопровеждащия елемент. Характеристиките на този шум се определят от динамичното взаимодействие на двете контактни повърхности – на токопровеждащия елемент и контакта и зависи от тяхната микроструктура, контактното налягане и твърдостта им, а също така от скоростта на движение и степента на износване на подвижния контакт и замърсяването на работната повърхност на токопровеждащия елемент. Нивото на шума от преместване на подвижния контакт е значително по-голям от нивото на топлинния и токовия шум на токопровеждащия елемент.

**Момент на задвижване на контактната система.** Той характеризира необходимата сила за задвижване на контактната система от състояние на покой. Зависи от силите на триене в подвижните части на резистора. Моментът на задвижване, както и моментът на движение на контактната система са от значение и за дистанционното управление на елементите от системата за настройка на електронните апаратури.

**Устойчивост на износване.** Това е способността на променливия резистор да съхранява параметрите си при многократно преместване на подвижната система.

## 6.5. РЕЗИСТОРИ С ОБЩО ПРЕДНАЗНАЧЕНИЕ

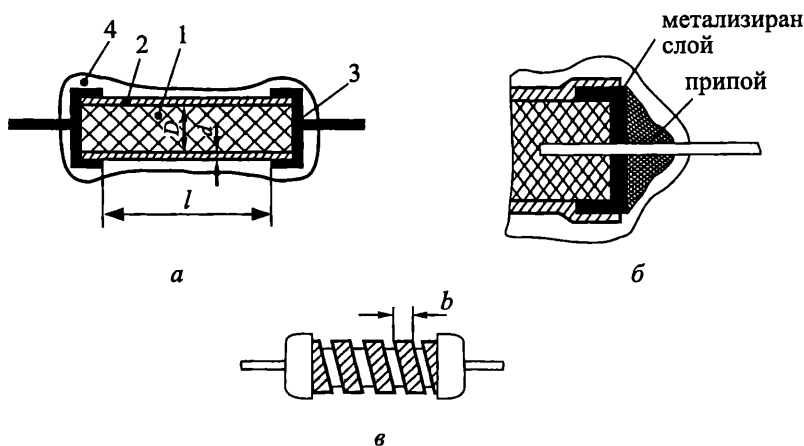
В тази група се включват резистори, към които не се поставят високи изисквания по отношение на точност, стабилност, електрическа якост и честотни свойства.

**Въглеродслойни резистори.** При тези резистори токопровеждащия елемент е слой от пиролитичен въглерод 2 нанесен върху цилиндрично керамично тяло 1 (фиг. 6.9 а). Изводите 3 са конструирани като метални "капачки" от корозоустойчив материал (алпака), към които е заварен калайдисан меден проводник. За защита от влиянието на околната среда резистора се покрива с топлоустойчив електроизолационен лак 4. При нискоомните резистори ( $< 10 \Omega$ ) се използва друга конструкция на изводите. Керамичното тяло е с метализирани краища, които имат гнезда за механично закрепване на изводния проводник (фиг. 6.9 б). Проводникът се запоява с припой към металния слой.

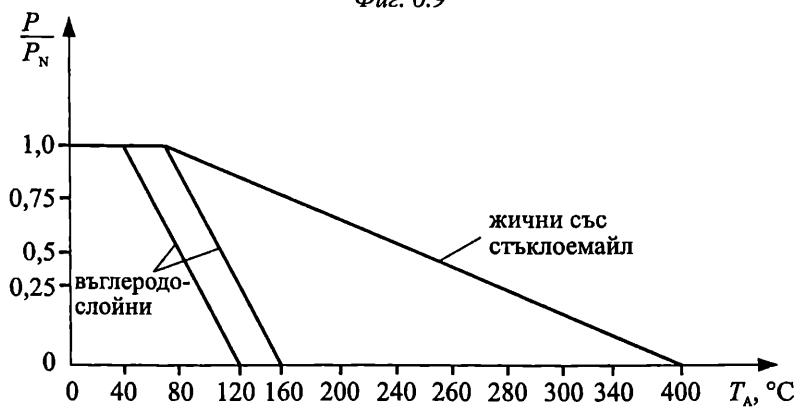
За изработването на резистори със съпротивления по-големи от  $1 \text{ k}\Omega$  се използва спираловидно нарязване на въглеродния слой (фиг. 6.9 в).

На фиг. 6.10 е показано относителното допустимо натоварване по мощност за въглеродслойни резистори в зависимост от температурата на околната среда. За резистори от климатична категория 55/125/56<sup>1</sup> (крива 1) максималната температура на резистора е  $T_{Rmax} = 125\text{ }^{\circ}\text{C}$  и номиналната температура е  $T_N = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а от климатична категория 55/155/56 (крива 2) –  $T_{Rmax} = 155\text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $T_N = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Въглеродслойните резистори имат отрицателен температурен коефициент на съпротивлението, който нараства по абсолютна стойност при увеличаване на стойността на съпротивлението (фиг. 6.11).

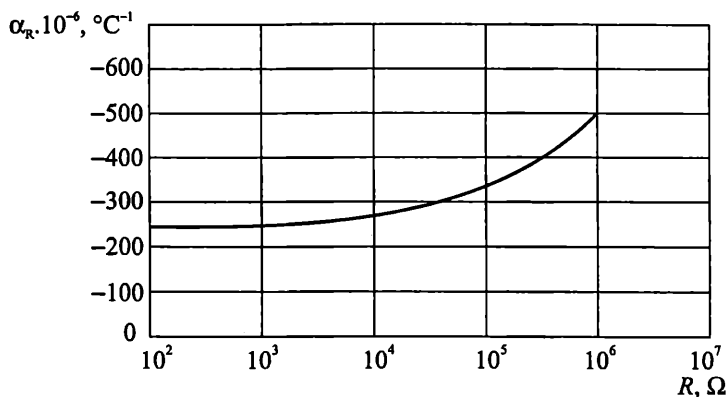


Фиг. 6.9

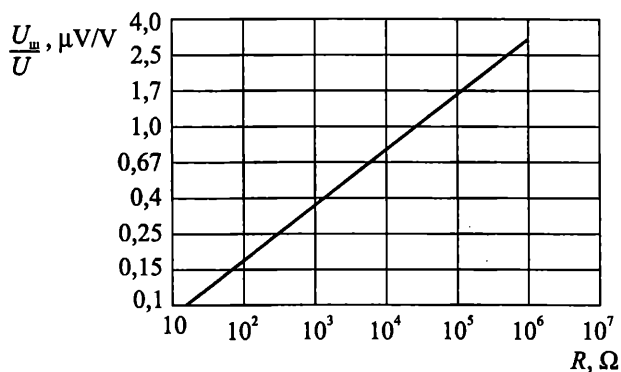


Фиг. 6.10

<sup>1</sup> Първата група от цифри в климатичната категория представлява максималната отрицателна температура на категорията,  $^{\circ}\text{C}$ , втората група – максималната положителна температура на категорията,  $^{\circ}\text{C}$  и третата група – продължителността на изпитването при висока относителна влажност, деңонощия.



Фиг. 6.11



Фиг. 6.12

Нивото на шума на въглеродослойни резистори в зависимост от номиналното съпротивление е дадено на фиг. 6.12. Увеличаването на нивото на шума с нарастване на съпротивлението се обяснява с по-тънкия въглероден слой, в който контактното съпротивление между токопровеждащите частици е с по-малка стабилност.

**Металослойни резистори.** Тези резистори имат същата конструкция като въглеродослойните (фиг. 6.9 а, б и в). Токопровеждащият слой се изпълнява от метални сплави чрез вакуумно изпарение или катодно разпрашване. Поради повишената топлоустойчивост на токопровеждащия слой тези резистори имат 2+3 пъти по-малки геометрични размери при еднаква номинална мощност, по-малък температурен коефициент на съпротивлението и по-ниско ниво на шума в сравнение с въглеродослойните резистори

Температурният коефициент на съпротивлението на металослойните резистори е в границите от  $\pm 25 \cdot 10^{-6}$  до  $\pm 250 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ .

Резистори, в които токопровеждащият слой е от метален оксид вместо метална сплав, се наричат металооксидни. Те имат по-висока топлинна и химическа устойчивост, по-ниско ниво на шума и малки размери в сравнение с металослойните.

**Композиционни резистори.** При тях материалът на токопровеждащия елемент е композиция от проводникови и диелектрични материали. Чрез изменение на съотношението между тях могат да се получат резистори с номинални стойности в много широк обхват – от части от ома до няколко тераома.

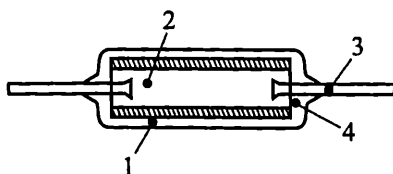
Композиционните резистори се произвеждат като слойни и обемни.

Материалът, от който се изгражда токопровеждащият елемент на слойните резистори, представлява композиция от проводников материал, свързващ материал и пълнител. Проводниковият материал е прахообразен графит и сажди с голяма дисперсност. Като свързващи материали се използват маслени лакове на основа алкидни смоли. Пълнителите са неорганични материали (корундов прах, титанов двуоксид, талк), с които се подобрява топлоустойчивостта, влагоустойчивостта, механичната якост и устойчивостта на износване (за променливи резистори) на композицията. Пълнителят е около 30% от обема на композицията.

В сравнение с другите слойни резистори, композиционните имат някои недостатъци: по-високо ниво на шума и по-малка стабилност. Те се използват предимно като високоомни резистори.

Токопровеждащият елемент на обемните резистори се изготвя чрез пресуване на прахообразна композиция, в която свързващият материал се различава от този на слойните. Като свързващ материал се използва терморезистивна смола – фенолна, алкидна или силиконова. Пълнителят е 50+60 % от обема на композицията и освен споменатите по-горе материали може да се използва кварцов пясък.

Конструкцията на обемен резистор е показана на фиг. 6.13. Токопровеждащият елемент 2 е формиран в изолационна обвивка от стъклокерамика 1. Изводите 3 на резистора са запресувани в токопровеждащия елемент. За повишаване на влагоустойчивостта резисторът е покрит със защитен слой 4.



Фиг. 6.13

**Жични резистори.** Токопровеждащият елемент се изпълнява от неизолирани и изолирани проводници от сплави с голямо специфично съпротивление – обикновено константан, манганин, нихром. Жичните резистори притежават свойства, заради които не могат да бъдат заменени от други видове резистори, а именно:

- висока точност и сравнително малък температурен коефициент на съпротивлението;
- много ниско ниво на шума;
- най-висока устойчивост на импулсно претоварване;

- висока стабилност във времето;
- възможност за получаване на малки стойности на номиналното съпротивление.

Жичните резистори се произвеждат с широк диапазон от стойности на номиналното съпротивление – от 0,1  $\Omega$  до 100 k $\Omega$  и на номиналната мощност – от 3 W до 100 W. Защитен слой от силиконов компаунд позволява максималната допустима температура да достига до 400  $^{\circ}\text{C}$  и да се произвеждат от климатична категория 55/200/56. На фиг. 6.10 е показано относителното допустимо натоварване по мощност в зависимост от температурата на околната среда за жични резистори от климатична категория 55/200/56. Свойствата на някои резистори са посочени в табл. 6.5.

## 6.6 РЕЗИСТОРИ СЪС СПЕЦИАЛНО ПРЕДНАЗНАЧЕНИЕ

*Прецизни резистори.* Те се характеризират със следните особености:

- малък толеранс на номиналното съпротивление (до  $\pm 0,5\%$ );
- малък температурен коефициент на съпротивлението (до  $\pm 200 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ );
- намалено натоварване по мощност, при което се постига по-голяма стабилност;
- усилена защита от влиянието на околната среда – чрез запресоване в пластмаса или херметизиране в керамично тяло.

Жичните прецизни резистори се произвеждат с номинално съпротивление от 0,01  $\Omega$  до 100 k $\Omega$  с толеранс от  $\pm 0,002\%$  до  $\pm 0,5\%$  и с номинална мощност от 0,1 W до 2 W. Максималната допустима температура е сравнително ниска – около 130  $^{\circ}\text{C}$ . Имат малко термоелектродвижещо напрежение при контактуване с мед ( $< 0,2 \mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$ ). Стабилност за една година експлоатация  $\Delta R/R$  (1 год.) е не повече от 0,003 %.

Жичните прецизни резистори имат съществен недостатък – притежават значителни стойности на собствената индуктивност и собствения капацитет. Това ограничава използването им до около 10 kHz.

Примери са прецизни резистори са показани в табл. 6.5.

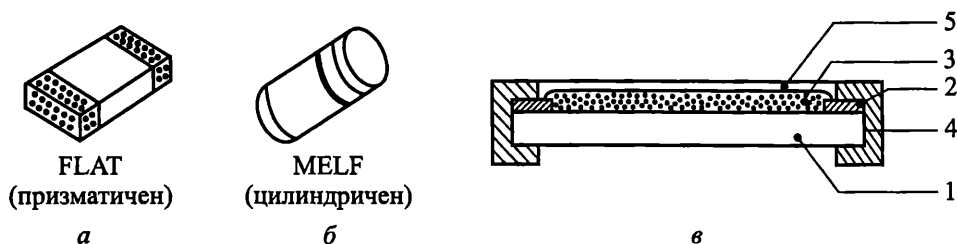
*Високоомни и високоволтови резистори.* Високоомните резистори се произвеждат с номинално съпротивление от 10 M $\Omega$  до 1 T $\Omega$  и са композиционни или металооксидни. За основа на резисторите се използва стъклена или керамична пръчка с много голямо изолационно съпротивление.

Високоволтовите резистори се произвеждат за гранични напрежения от 5 kV до 50 kV. В табл. 6.5 са дадени каталожните данни за високоволтов/високоомен резистор, изпълнен с метален слой върху висококачествена керамика.

Таблица 6.5  
Свойства на някои резистори

Материал	Тип	$R_N$ $\pm\delta$	$U_{TP}$ , V	$P_N$ , W	$\alpha_{R_N}$ , $^{\circ}\text{C}^{-1}$
Въглеродслоен	MCF12 (RCD Inc.)	$1 \Omega \pm 1 \text{ M}\Omega$ $\pm 2\% ; \pm 5\%$	200	0,125	$-250 \cdot 10^{-6}$ ( $R_N = 1 \text{ k}\Omega$ )
Металослоен	SFR25 (VISHAY)	$0,22 \Omega \pm 10 \text{ M}\Omega$ $\pm 1\% ; \pm 5\%$	250	0,5	$\pm 100 \cdot 10^{-6}$
Металослоен (прецизен)	SMA0204 (VISHAY)	$10 \Omega \pm 511 \text{ k}\Omega$ $\pm 0,5\%$	250	0,5	$\pm 100 \cdot 10^{-6}$
Металослоен (високоволтов/ високоомен)	VR37 (VISHAY)	$100 \text{ k}\Omega \pm 33 \text{ M}\Omega$ $\pm 1\% ; \pm 5\%$	2500(-) 3500(=)	0,5	$\pm 200 \cdot 10^{-6}$

**Резистори за повърхностен монтаж.** Тези резистори имат специално конструктивно изпълнение (без изводи), което ги прави пригодни за повърхностен монтаж (разновидност на печатния монтаж, при който електронните елементи са монтирани и запоеани от едната страна на печатната платка – няма отвори, през които да минават изводите на елементите). Размерите на елементите за повърхностен монтаж (на английски език SMD – Surface Mounted Devices) са няколко пъти по-малки от тези за конвенционален печатан монтаж. Пасивните електронни елементи за повърхностен монтаж, сред които са и резисторите, се произвеждат в две разновидности на корпусите – безизводни призматични корпуси (тип FLAT) и безизводни цилиндрични корпуси (тип MELF) – фиг. 6.14 а и б. Резисторите за повърхностен монтаж се наричат още „чип-резистори”. В зависимост от технологията на получаването на резистивния слой чип-резисторите могат да бъдат дебелослойни и тънкослойни, което означава че резистивният слой в първия случай е получен по дебелослойна технология, а във втория – по тънкослойна технология.



Фиг. 6.14

Конструкцията на чип-резистор с призматичен безизводен корпус (тип FLAT) е показана на фиг. 6.14 в. Върху керамична подложка 1 по дебелослойна технология са нанесени контактните нискоомни слоеве 2 и резистивния слой 3. Изводите на резистора представляват страничните стени 4 на подложката, които са метализирани, така че да се получи контакт между тях и контактните площадки. Резистивният слой е покрит със защитен лак 5.

Поради особеностите на конструкцията им и малките размери, тези резистори се характеризират с много ниски стойности на собствените индуктивност и капацитет.

Чип-резистори се произвеждат в широк диапазон на номиналните съпротивления – от  $1 \Omega$  до  $10 \text{ M}\Omega$  и на точността – от  $\pm 0,05 \%$  до  $\pm 20 \%$ . Температурният коефициент на съпротивлението е в границите от  $\pm 5 \cdot 10^{-6}$  до  $\pm 500 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Високата топлоустойчивост на използваните материали дава възможност климатичната категория на чип-резисторите да бъде 55/155/56 при  $T_N = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ .

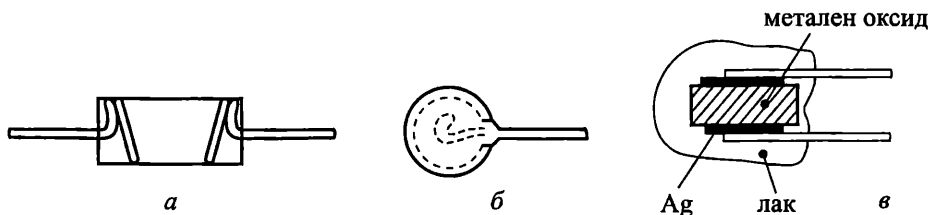
В таблица 6.5 са дадени параметрите на някои чип-резистори, изпълнени с дебелослойни и тънкослойни резистивни елементи.

## 6.7. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ РЕЗИСТОРИ

Основни представители на тази група са термисторите, варисторите и фоторезисторите.

**Термистори.** Това са полупроводникови резистори, които изменят значително съпротивлението си от температурата. Те се разделят на термистори – с отрицателен температурен коефициент на съпротивлението (NTC – Negative Temperature Coefficient) и с положителен температурен коефициент на съпротивлението (PTC – Positive Temperature Coefficient).

**Термистори (NTC).** За изготвянето на термистори (NTC) се използват полупроводникови химически съединения от типа  $A^{II}B^{VI}$  (оксиди на Cr, Mn, Fe, Co, Ni), поради отрицателния температурен коефициент на специфичното съпротивление на тези материали. Произвеждат се по металокерамична технология чрез пресуване на изходните прахови материали при висока температура в най-различни конструкции. На фиг. 6.15 а, б, в са показани няколко вида конструкции – цилиндрична пръчка, диск, правоъгълна пластина.



Фиг. 6.15

Съпротивлението на термистора (NTC)  $R_T$  зависи от температурата съгласно израза:

$$(6.25) \quad R_T = A \exp\left(\frac{B}{T}\right),$$

където  $A$  и  $B$  са константи на термистора;

$T$  – абсолютната температура.

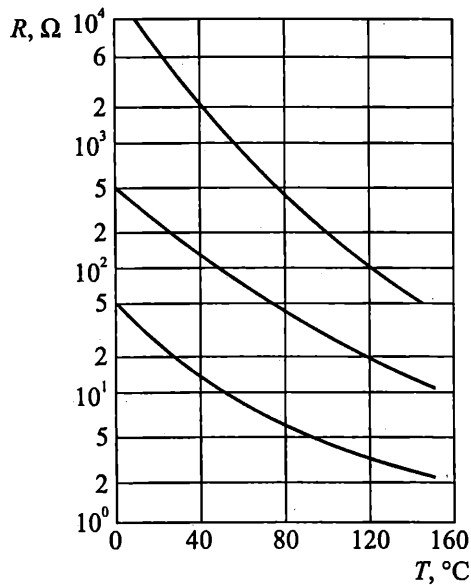
Изразът (6.25) лесно може да се получи като се има предвид израза (4.23). При снемане на характеристиката  $R = f(T)$  електрическото натоварване на термистора трябва да предизвиква пренебрежимо малко собствено загряване. Такъв режим на натоварване трябва да се спазва и при използването на термисторите за измерване на температури. За три стойности на  $A$  и  $B$  тази зависимост е показана на фиг. 6.16.

За всеки конкретен термистор константите  $A$  и  $B$  могат да бъдат определени чрез две измервания при различни температури –  $T_1$  и  $T_2$ .

Като се има предвид изразът (4.24), температурният коефициент на съпротивлението на термистора (NTC) може да се изчисли по израза:

$$\alpha_R = -\frac{B}{T^2}.$$





Фиг. 6.16

За различни материали  $B$  може да има стойности от 2000 до 5500 К.

Топлинната инертност на термистора се определя от неговата топлинна времеконстанта  $\tau$ . Топлинната времеконстанта е времето необходимо за изменение на температурата на термистора с  $38\text{ }^\circ\text{C}$  (това е 63,2 % от температурния интервал между началната  $25\text{ }^\circ\text{C}$  и установената температура  $85\text{ }^\circ\text{C}$ , съгласно IЕС 539). Стойността  $\tau$  зависи от конструкцията и размерите на термистора и е в границите от 0,4 s до 200 s.

Статичната волт-амперна характеристика (фиг. 6.17) представлява зависимостта между приложеното на термистора напрежение и протичащия през него ток при постоянна температура на околната среда и след установяване на топлинно равновесие. Топлинното равновесие се счита за настъпило след като се установи постоянна стойност на тока през термистора. За много малки стойности на тока разсейваната мощност е толкова малка, че изменението на температурата на термистора не предизвиква изменение на съпротивлението му. В тази област волт-амперната характеристика е линейна. Понататъшното увеличаване на тока води до нарастване на разсейваната мощност, повишаване на температурата на термистора и намаляване на съпротивлението му. Характеристиката става нелинейна.

Топлинното равновесие настъпва, когато

$$(6.26) \quad P = U \cdot I = hS(T_T - T_A),$$

където  $U$  е напрежението на термистора;

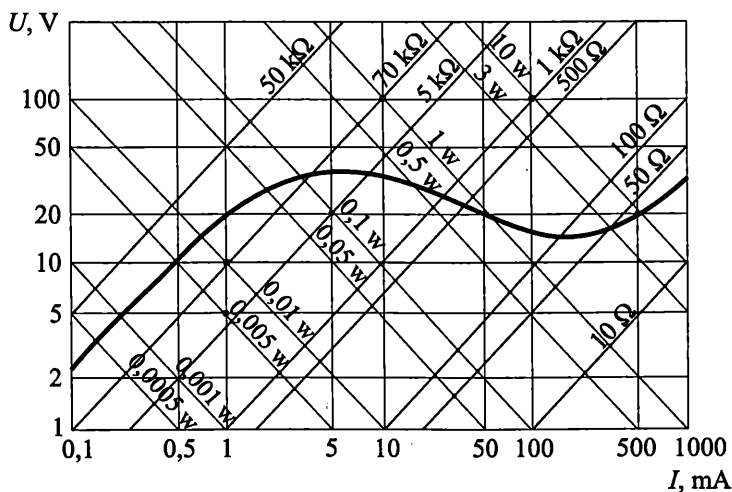
$I$  – токът през термистора;

$h$  – коефициентът на топлоотдаване;

$S$  – повърхността на термистора;

$T_T$  – температурата на термистора;

$T_A$  – температурата на околната среда.



Фиг. 6.17

От изразите (6.25) и (6.26) се получава системата от уравнения

$$\ln R_T = \ln U - \ln I = \ln A + B/T_T$$

$$\ln P = \ln U + \ln I = \ln(hS) + \ln(T_T - T_A).$$

От тази система следва, че

$$(6.27) \quad \ln U = \frac{\ln(AhS)}{2} + \frac{\ln(T_T - T_A)}{2} + \frac{B}{2T_T}.$$

Максимумът на тази функция се получава при температура

$$(6.28) \quad T_0 = \frac{B}{2} - \sqrt{\frac{B^2}{4} - B \cdot T_A}.$$

(Максимумът на функцията се получава при условие, че  $B > 4T_A$ .)

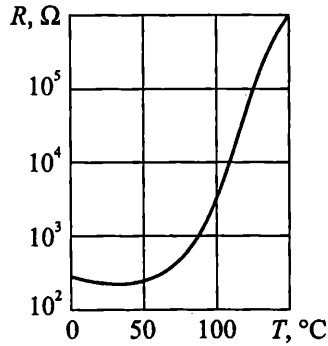
От израза (6.28) следва, че при температурно равновесие, температурата, при която се получава максимално напрежение зависи само от стойността на  $B$  на материала, а не от действителната стойност на съпротивлението. За най-често срещаните стойности на  $B = 2000 - 4000$ , температурата  $T_0$  е в границите от  $45^\circ\text{C}$  до  $85^\circ\text{C}$ .

Термисторите (NTC) намират приложение за измерване на температури от  $-55^\circ\text{C}$  до  $+450^\circ\text{C}$ , за термокомпенсация, срещу токово претоварване в захранващи вериги.

Поради голямата стойност на температурния коефициент на съпротивлението, номиналното съпротивление и толеранса се дават за точно определена температура, посочена от производителя ( $20$  или  $25^\circ\text{C}$ ). Произвеждат се термистори с номинално съпротивление от  $1 \Omega$  до  $1 \text{M}\Omega$ .

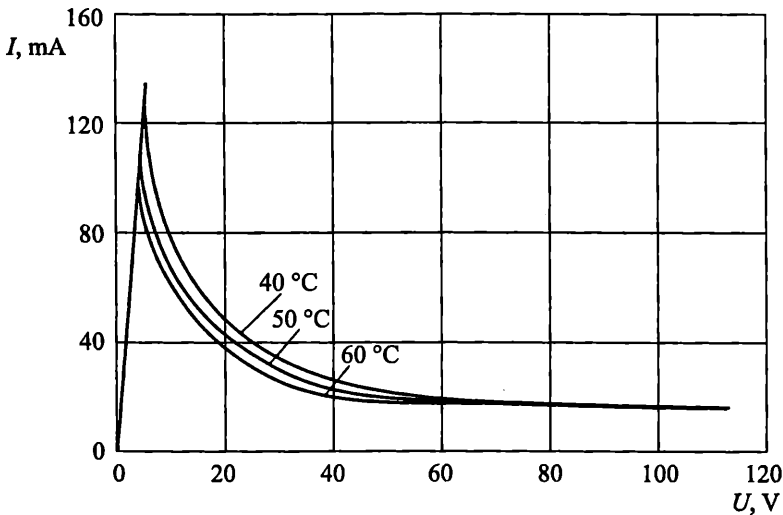
**Термистори (PTC).** За изготвянето на термистори (PTC) се използва  $\text{BaTiO}_3$  или твърд разтвор на  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$  по керамична технология. Конструктивното им изпълнение на не се отличава от това на термисторите (NTC).

На фиг. 6.18 е показана зависимостта на съпротивлението на термистори (PTC)  $R$  от температурата.



Фиг. 6.18

Статичната волт-амперна характеристика на термистори (PTC) (фиг. 6.19) показва възможностите на този елемент за ограничаване на тока през него. До определено напрежение зависимостта е линейна. Когато термистора се нагрее достатъчно, неговото съпротивление рязко нараства и токът през него рязко намалява – зависимостта е силно нелинейна. Волт-амперната характеристика зависи от температурата на околната среда, доколкото тя се отразява върху топлоотдаването.



Фиг. 6.19

Произвеждат се термистори (РТС) с номинално съпротивление при 25 °С от 1 Ω до 4 kΩ и температурен коефициент на съпротивлението от 0,05 °С<sup>-1</sup> до 0,4 °С<sup>-1</sup>.

Термистори (РТС) се използват за ограничители на тока (защита от токово претоварване), за контрол срещу превишаване на зададени температури, за термокомпенсация и др.

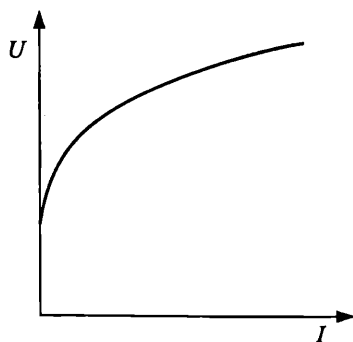
**Варистори.** Това са резистори, чието съпротивление зависи от стойността на приложеното напрежение, т.е. има нелинейна волт-амперна характеристика (фиг. 6.20 а). Зависимостта между напрежението и тока на варистора може да се апроксимира с израза:

$$(6.29) \quad U = CI^\beta,$$

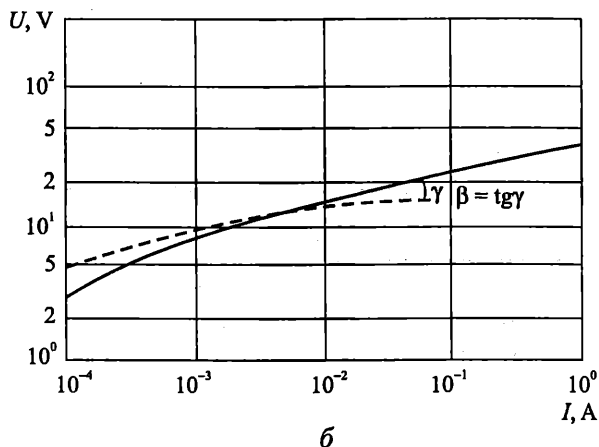
където  $U$  е напрежението;

$I$  – токът;

$C$  и  $\beta$  са константи.



а



Фиг. 6.20

Изразът (6.29) може да се представи и като

$$(6.30) \quad \log U = \log C + \beta \log I$$

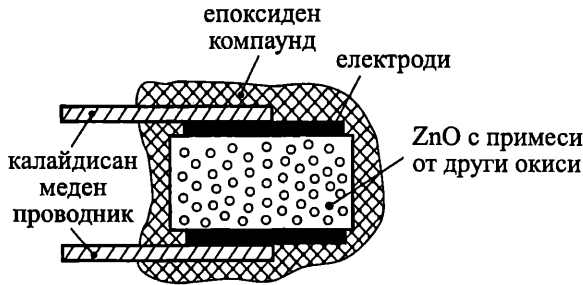
В логаритмичен мащаб и не много малки стойности на тока изразът (6.30) представлява права линия с наклон, равен на  $\beta$  (фиг. 6.20 б). За определянето на коефициентите  $C$  и  $\beta$  трябва да се направят измервания в три точки от характеристиката. Само, когато тези три точки, нанесени в логаритмичен мащаб образуват права линия, апроксимацията (6.29) е вярна.

Изразът (6.29) може да бъде записан и във вида

$$(6.31) \quad I = \left( \frac{U}{C} \right)^\alpha,$$

където  $\alpha = \frac{1}{\beta}$ .

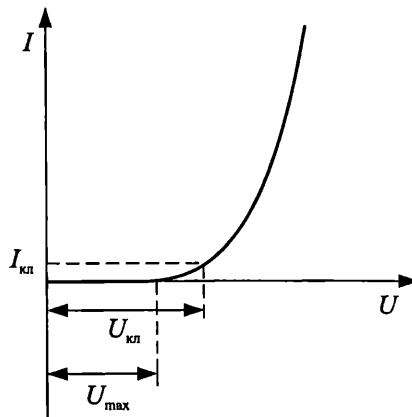
Варисторите се произвеждат от силициев карбид (SiC) или цинков оксид (ZnO) по керамична технология със цилиндрична или дискова конструкция на резистивното тяло, върху което се нанасят електроди (фиг. 6.21). Изводите от калайдисан меден проводник са запоеени към електродите. Защитата от влиянието на околната среда се осъществява чрез лаково покритие или компаунд.



Фиг. 6.21

Варисторите се характеризират със следните параметри:

**Класификационно напрежение**  $U_{\text{кл}}$  – постоянното напрежение на варистора при протичане на ток със зададена стойност (класификационен ток  $I_{\text{кл}}$  – обикновено 1 mA, но се използват и стойности 0,1 mA и 10 mA) (фиг. 6.22). Стойността на  $U_{\text{кл}}$  зависи от материала, технологията и конструктивните размери на варистора.



Фиг. 6.22

**Максимално допустимо работно напрежение** – задава се като променливо синусоидално напрежение с неговата ефективна стойност –  $U_{\text{eff max}}$  или като постоянно напрежение –  $U_{0 \text{ max}} = \sqrt{2} U_{\text{eff max}}$  (фиг. 6.22). Това напрежение може да се превишава кратковременно, само когато варисторът изпълнява защитна функция от пренапрежения. При избор на варистор за дадено

работно напрежение  $U_p$  с допустимо отклонение  $\pm \Delta U_p$  трябва да се спазва условието  $U_p + \Delta U_p < U_{0\max}$ . За напрежения до максимално допустимото работно напрежение варисторът има съпротивление по-голямо от 1 МΩ.

**Номинална мощност на разсейване  $P_N$ .** Това е максималната мощност, която варисторът може да разсейва при непрекъснато електрическо натоварване и определена температура на околната среда. Когато  $U_p < U_{0\max}$ , разсейваната в него мощност е значително по-малка от  $P_N$ .

**Коефициент на нелинейност  $\beta$ .** Коефициентът на нелинейност зависи от материала и технологията за производството на варистора и за SiC –  $\beta = 0,15$  до  $0,40$ , а за ZnO –  $\beta = 0,02$  до  $0,035$ . Някои фирми-производители на варистори използват коефициента  $\alpha = 1/\beta$  като коефициент на нелинейност.

Коефициентът на нелинейност  $\beta$  се измерва при две зададени от производителя стойности на тока, например  $0,3I_{\text{кл}}$  и  $3I_{\text{кл}}$ . Ако токът на измерване е такъв, че напрежението превишава максималното допустимо работно напрежение, измерването се извършва в импулсен режим.

Произвеждат се варистори с класификационно напрежение от 8 V до 1300 V и номинална мощност до 1 W.

Варисторите намират приложение основно за ограничаване на пренапрежения и импулсни токови претоварвания на електронни и електрически устройства

**Фоторезистори.** Това са резистори, чието съпротивление зависи от осветеността. Изготвят се от полупроводникови материали, които увеличават проводимостта си под влияние на електромагнитно лъчение с определена дължина на вълната. За фоторезистори най-често се използват полупроводникови съединения  $A^{II}B^{VI}$  – оловен сулфид (PbS), кадмиев сулфид (CdS) и кадмиев селенид (CdSe). Тези съединения не съдържат или съдържат много малко свободни електрони, когато не са осветени, поради което тяхното съпротивление на тъмно е доста високо. След осветяване съпротивлението им намалява, т.е. те са фотопроводници. Зависимостта между съпротивлението и осветеността може да се апроксимира със следния израз:

$$(6.32) \quad R_{\phi} = A \cdot L^{\alpha},$$

където  $R_{\phi}$  е съпротивлението на фоторезистора;

$L$  – осветеността;

$A$  и  $\alpha$  – константи.

Стойността на константата  $\alpha$  зависи от материала и технологията на производство и за CdS е около 0,7 до 0,9.

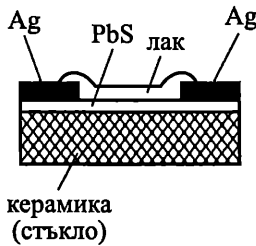
Полупроводниковият фоторезистивен материал се използва най-често във вид на отложен тънък слой върху изолационна основа от стъкло или керамика (фиг. 6.23). Чрез посребряване се създават контактните площадки за изводите. Защитата от околната среда се осигурява чрез прозрачен лаков слой или чрез херметизиране в метален корпус с оптично стъкло.

Фоторезисторите се характеризират със следните параметри:

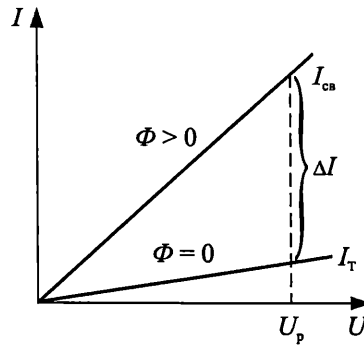
**Съпротивление на тъмно  $R_T$**  – определя се при пълна защита на фоторезистора срещу въздействие на лъчение и при работно напрежение. Протичащият ток се нарича ток на тъмно  $I_T$ .

**Съпротивление на светло  $R_{св}$**  – определя се при осветеност 200 lx и работно напрежение. Протичащият ток се нарича ток на светло  $I_{св}$ .

На фиг. 6.24 е показана волт-амперната характеристика на фоторезистор при липса на светлина ( $\Phi = 0$ ) и при осветеност 200 lx ( $\Phi > 0$ ). Зависимостите са линейни само до определена стойност на напрежението  $U_p$ , която зависи от полупроводниковия материал.



Фиг. 6.23



Фиг. 6.24

**Специфична чувствителност** – определя се с отношението (фиг. 6.24):

$$(6.33) \quad K = \frac{\Delta I}{\Phi U_p}, \text{ A/lm.V,}$$

където  $\Delta I = I_{св} - I_T$ , A;

$\Phi$  – светлинният поток върху светлочувствителния слой на фоторезистора при осветеност 200 lx, lm;

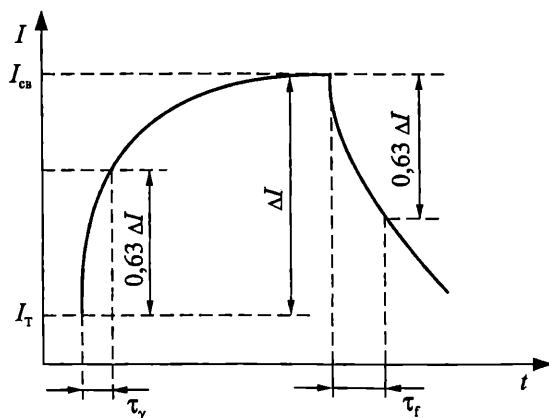
$U_p$  – работното напрежение, V.

**Инертност.** Изменението на фототока при осветяване на фоторезистора с правоъгълен светлинен импулс е показано на фиг. 6.25. Крайните стойности на фототока при нарастване –  $I_{св}$  и намаляване –  $I_T$ , се установяват с известно закъснение спрямо началото и края на светлинния импулс. Това закъснение определя инертността на процеса и се характеризира с времеконстантата  $\tau$ .

Ако се приеме, че нарастването и намаляването на фототока става по експоненциален закон,  $\tau$  е времето за изменение на фототока с  $0,63\Delta I$ . На практика скоростта на нарастване се отличава от скоростта на намаляване, поради което фоторезисторите се характеризират с времеконстантата на нарастване  $\tau_r$  и времеконстантата на намаляване  $\tau_f$  ( $\tau_r < \tau_f$ ). Инертността на фоторезисторите зависи от полупроводниковия материал.

Някои производители оценяват инертността на фоторезисторите със скоростта на изменение на съпротивлението при преминаване от тъмно на

светло и обратно  $\frac{\Delta R}{t}$ ,  $k\Omega/s$ . Скоростта на изменението на съпротивлението при преминаване от светло на тъмно е по-малка в сравнение с обратния процес.

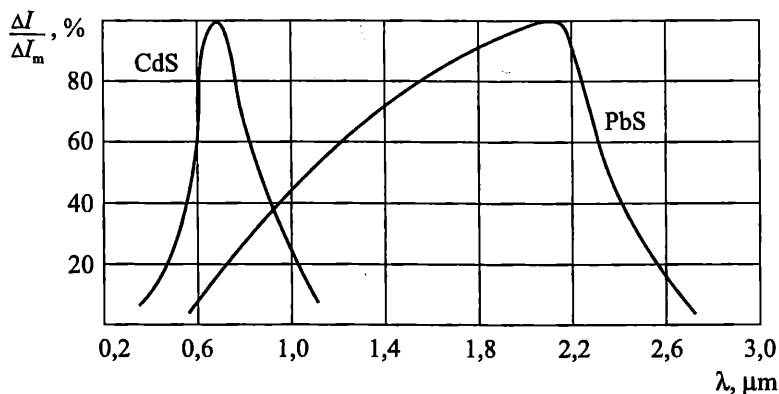


Фиг. 6.25

**Спектрална характеристика.** Определя зависимостта на фототока от дължината на вълната на лъчението (фиг. 6.26). Характеристиката се снима при определени стойности на осветеността и работното напрежение. Фоторезисторите показват максимално изменение на фототока  $\Delta I = \Delta I_m$  при характерна за материала дължина на вълната (около 680 nm за CdS).

Фоторезисторите се използват за некритични към скоростта на изменението на състоянието му електронни и електрически устройства.

Информация за всякакъв вид резистори може да се намери в много интернет-страници. Известни и обхващащи почти целия спектър от пасивни и активни електронни елементи са компаниите Heynen (<http://www.heynen.com>) и Farnellinone (<http://www.farnellinone.com>), които доставят елементи, предлагани от известни производители в целия свят.



Фиг. 6.26



## 7. КОНДЕНЗАТОРИ

Кондензаторите са основни градивни пасивни електронни елементи за електронните апаратури. Техните свойства да не пропускат постоянен и пропускат променлив ток, да натрупват електрически заряди и по този начин да съхраняват енергия, с индуктивни бобини да образуват трептящи кръгове определят и приложението им. Кондензаторите се използват за изграждане на трептящи кръгове за ниски и високи честоти, за честотни и фазови коректори, като блокиращи и разделителни елементи, за получаване на импулси с голяма мощност, като постоянни и променливи капацитивни делители на напрежение, в искрогасителни схеми и др.

### 7.1. КЛАСИФИКАЦИЯ НА КОНДЕНЗАТОРИТЕ

Като се имат предвид разнообразните изисквания, които се поставят към кондензаторите, класификацията им може да бъде направена по различни признаци.

Кондензатори с постоянен капацитет (постоянни кондензатори) – това са кондензатори, чиито капацитет не може да се изменя по време на експлоатацията им.

Кондензатори с променлив капацитет (променливи кондензатори) – това са кондензатори, чиито капацитет може да се изменя по време на експлоатацията им.

Кондензаторите с постоянен капацитет могат да се класифицират по два основни признака:

- по вида на диелектрика;
- по конструктивни показатели.

Класификацията по вида на диелектрика е основна. Според нея, кондензаторите се разделят на следните видове:

1. Кондензатори с газообразен диелектрик: въздушни, газонапълнени, вакуумни.

2. Кондензатори с течен диелектрик.

3. Кондензатори с твърд органичен диелектрик: книжни, със синтетичен органичен диелектрик (полистиролни, полиетилентерефталатови, полиестерни, полипропиленови, поликарбонатни и др.).

4. Кондензатори с твърд неорганичен диелектрик: слюдени, керамични, стъклени (стъклоемайлни, стъклокерамични).

5. Кондензатори с оксиден диелектрик (електролитни и оксидно-полупроводникови): алуминиеви, танталови, ниобиеви.

Кондензаторите с променлив капацитет, освен по вида на диелектрика, се разделят и на променливи кондензатори с:

- механично управление на капацитета;
- електрическо управление на капацитета (вариконди).

Кондензаторите могат да се класифицират и според режима на работа. Различават се следните основни режими на работа:

1. При постоянно напрежение.
2. При променливо напрежение с промишлена честота ( $f = 50 \text{ Hz}$ ).
3. При променливо напрежение с ниска честота ( $f = 200+20000 \text{ Hz}$ ).
4. При променливо напрежение с висока честота ( $f = 0,02+100 \text{ MHz}$ ).
5. При импулсно напрежение.

## 7.2. ПАРАМЕТРИ И СВОЙСТВА НА ПОСТОЯННИТЕ КОНДЕНЗАТОРИ

Параметрите на постоянните кондензатори са:

- номинален капацитет и допустими отклонения (толеранс);
- номинално напрежение;
- изпитвателно напрежение;
- температурен коефициент на капацитета на кондензатора;
- изолационно съпротивление;
- времеконстанта;
- коефициент на загубите;
- пълно съпротивление;
- стабилност.

**Номинален капацитет  $C_N$ .** Кондензаторът представлява система от два електрода, разделени с диелектричен материал (фиг. 2.2). Капацитетът на такава система се изчислява по израза

$$(7.1) \quad C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d},$$

където  $\epsilon_r$  е относителната диелектрична проницаемост на диелектрика;

$S$  е повърхнината на взаимно припокриване на двата електрода;

$d$  е дебелината на диелектрика.

От (7.1) е ясно, че върху формирането на капацитета оказват влияние диелектричната проницаемост на диелектричния материал и геометричните размери на системата.

Кондензаторите се произвеждат с номинални стойности на капацитета и толеранси съгласно параметричните редове Е6 до Е192. За електролитните кондензатори допустимите отклонения от капацитета могат да бъдат и несиметрични спрямо номиналната стойност – (+30%, -10%), (+50%, -10%), (+50%, -20%), (+100%, -20%). За кондензатори с много малки стойности на номиналния капацитет  $C_N < 10 \text{ pF}$ , толерансът се задава в абсолютни стойности –  $\pm 0,1$ ,  $\pm 0,25$ ,  $\pm 0,5$  и  $\pm 1,0 \text{ pF}$ .

Толерансът се означава върху кондензатора с буквен код съгласно табл.

7.1.

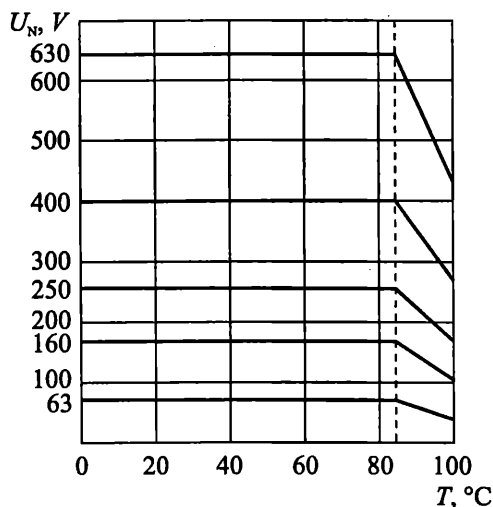
Таблица 7.1

Буквен код на толеранса

Знак	B	C	D	F	G		
$C < 10 \text{ pF}$	$\pm 0,1 \text{ pF}$	$\pm 0,25 \text{ pF}$	$\pm 0,5 \text{ pF}$	$\pm 1,0 \text{ pF}$	$\pm 2,0 \text{ pF}$		
Знак	G	J	K	M	R	S	Z
$C > 10 \text{ pF}$	$\pm 2\%$	$\pm 5\%$	$\pm 10\%$	$\pm 20\%$	$+30\%; -20\%$	$+50\%; -20\%$	$+80\%; -20\%$

**Номинално напрежение  $U_N$ .** Това е постоянното напрежение или ефективната стойност на променливото синусоидално напрежение с номинална честота, което може да бъде приложено непрекъснато към изводите на кондензатора, при която и да е температура от температурния обхват на съответната климатична категория.

За температури на околната среда над горната гранична температура, определена от климатичната категория, номиналното напрежение намалява. На фиг. 7.1 са показани зависимостите  $U_N = f(T_A)$  за полиетилентерефталатови кондензатори от климатична категория 45/085/21.



Фиг. 7.1

Ако в каталога са посочени допустимите ефективни стойности на променливото напрежение  $U_{eff\max}$  и променливия ток  $I_{eff\max}$ , номиналната честота може лесно да се изчисли. Като се има предвид, че

$$Z_C = \frac{U_{eff\max}}{I_{eff\max}},$$

номиналната честота  $f_N$ , до която може да бъде използван кондензатора е:

$$(7.2) \quad f_N = \frac{I_{eff \max}}{2\pi C U_{eff \max}},$$

където  $C$  е капацитетът на кондензатора.

Номиналното напрежение се избира от реда 6,3; 10; 16; 25; 40; 50; 63; 100; 160; 250; 400; 500; 630; 1000; 1600; 2000; 2500; 3000 V.

**Изпитвателно напрежение  $U_{изп}$ .** Това е напрежението приложено към изводите или към изводите, свързани на късо, и корпуса, което кондензаторът може издържа за кратко време (от 5 до 60 s) без пробив. Когато изпитвателното напрежение е приложено към изводите, неговата стойност е  $U_{изп} = 1,6U_N$ , а когато е приложено между изводите и корпуса –  $U_{изп} = 2U_N$  (минимум 200 V).

**Температурен коефициент на капацитета на кондензатора  $\alpha_C$ .** Този параметър е мярка за температурната стабилност на кондензатора.  $\alpha_C$  се изчислява по известния израз

$$(7.3) \quad \alpha_C = \frac{dC}{CdT}, \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}.$$

Като се има предвид израза (7.1) лесно може да се получи, че

$$(7.4) \quad \alpha_C = \alpha_\epsilon + \alpha_S - \alpha_d.$$

Но  $\alpha_S \approx \alpha_d$  или  $\alpha_C \approx \alpha_\epsilon$ , т.е. температурният коефициент на капацитета зависи от температурния коефициент на диелектричната проникваемост.

За кондензатори с линейна зависимост  $C = f(T)$  в работния температурен интервал, температурният коефициент е постоянна величина и може да се изчисли по израза

$$(7.5) \quad \alpha_C = \frac{C_2 - C_1}{C_3(T_2 - T_1)},$$

където  $C_1$  е капацитетът на кондензатора при температура  $T_1$ ;

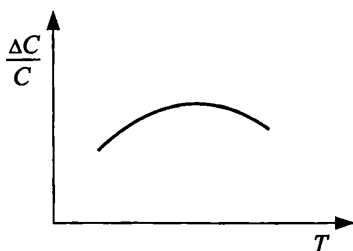
$C_2$  – капацитетът на кондензатора при температура  $T_2$ ;

$C_3$  – капацитетът на кондензатора при температура  $20 \pm 2$  °C.

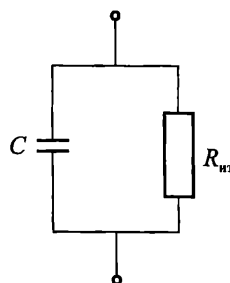
Очевидно температурният коефициент може да има положителни или отрицателни стойности, доколкото  $\alpha_\epsilon$  на използваните диелектрични материали може да бъде положителен или отрицателен. Произвеждат се и кондензатори с нулев температурен коефициент –  $\alpha_C = 0 \pm 30 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

За кондензатори с нелинейна зависимост  $C = f(T)$  в работния температурен интервал се посочва зависимостта на относителното изменение от температурата  $\Delta C/C = f(T)$  (фиг. 7.2).

**Изоляционно съпротивление  $R_{из}$ .** Това е електрическото съпротивление между изводите на кондензатора, измерено при определено постоянно напрежение, след като процесите на поляризация в диелектрика са завършили, т.е. изоляционното съпротивление на кондензатора се измерва при условията за измерване на изоляционното съпротивление на диелектричните материали – израз (2.39).



Фиг. 7.2



Фиг. 7.3

**Времеконстанта  $\tau$ .** Времеконстантата се изчислява по израза

$$(7.6) \quad \tau = R_{\text{из}} C_N, \text{ s.}$$

Изоляционното съпротивление се явява паралелно включено на капацитета на кондензатора (фиг. 7.3), поради което времеконстантата характеризира свойството на кондензатора да се саморазрежда при отворени изводи.

От фиг. 2.2 лесно може да се получи, че

$$(7.7) \quad R_{\text{из}} = \rho \frac{d}{S}.$$

Като се използват изразите (7.1) и (7.7) от израза (7.6) се получава

$$(7.8) \quad \tau = \rho \epsilon_r \epsilon_0,$$

където  $\rho$  е специфичното съпротивление на диелектричния материал;

$\epsilon_r$  – относителната диелектрична проникваемост на материала;

$\epsilon_0$  – електричната константа.

От израз (7.8) се вижда, че времеконстантата на кондензатора не зависи от капацитета и геометричните му размери, а зависи само от параметрите на диелектричния материал.

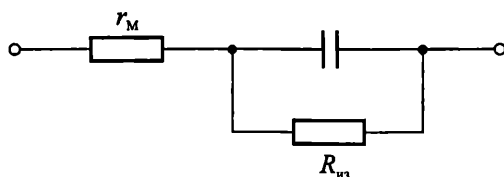
**Коефициент на загубите  $\text{tg}\delta$ .** Този коефициент характеризира загубите на енергия в кондензатора. При определянето му трябва да се има предвид, че освен загубите от поляризация на диелектрика, има и загуби в металните електроди и изоляционното съпротивление на кондензатора. В такъв случай еквивалентната схема на кондензатора ще има вида показан на фиг. 7.4. Последователно свързаното съпротивление  $r_m$  е еквивалентно на загубите в металните части на кондензатора и се определя от съпротивлението на изводите, на контактите между изводите и електродите и на електродите. Коефициентът на загубите на кондензатора може да се представи като

$$(7.9) \quad \text{tg}\delta = \text{tg}\delta_m + \text{tg}\delta_{\text{из}} + \text{tg}\delta_d$$

където  $\text{tg}\delta_m = \omega r_m C$ ;

$$\text{tg}\delta_{\text{из}} = \frac{1}{\omega R_{\text{из}} C};$$

$\text{tg}\delta_d$  – коефициентът на загубите на диелектричния материал.



Фиг. 7.4

Изоляционното съпротивление на кондензаторите е много голямо ( $>10\text{ G}\Omega$ ) и не зависи от честотата, респективно  $\text{tg}\delta_{из}$  – много малко, т.е. стойността на  $\text{tg}\delta_{из}$  може да бъде пренебрегната. Нарастването на коефициента на загубите при високи честоти се определя от нарастването на загубите в металните части на кондензатора ( $\text{tg}\delta_M = \omega r_M C$ ).

Активните загуби могат да се изчислят по израза

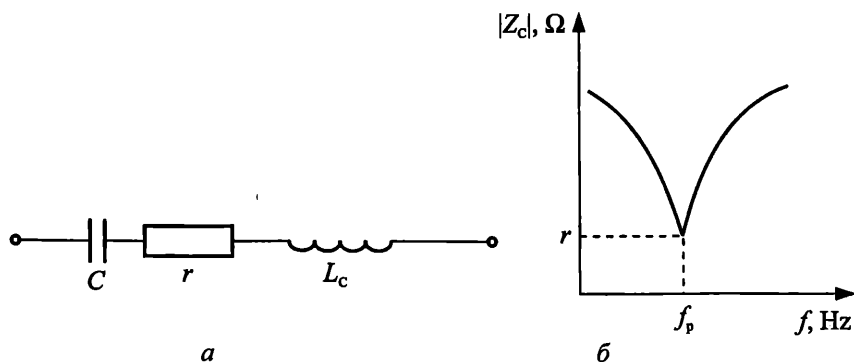
$$(7.10) \quad P = U^2 \omega C \text{tg}\delta, \text{ W.}$$

**Пълно съпротивление на кондензатора  $Z_C$ .** Всеки кондензатор има определена собствена индуктивност  $L_C$ , която зависи от дължината на изводите, от начина на свързване на изводите с електродите и от конструкцията. Ако се използва последователна еквивалентна схема и в нея се отрази собствената индуктивност на кондензатора, ще се получи еквивалентната схема от фиг. 7.5 а. Тогава пълното съпротивление на кондензатора е

$$(7.11) \quad Z_C = \sqrt{r^2 + \left( \omega L_C - \frac{1}{\omega C} \right)^2}.$$

В полученият последователен трептящ кръг настъпва резонанс при честота  $\omega_p$ , за която е изпълнено условието  $\omega_p L_C = \frac{1}{\omega_p C}$ . Тогава  $Z_C = r$  (фиг. 7.5

б). За честоти по-големи от резонансната, пълното съпротивление има индуктивен характер.



Фиг. 7.5

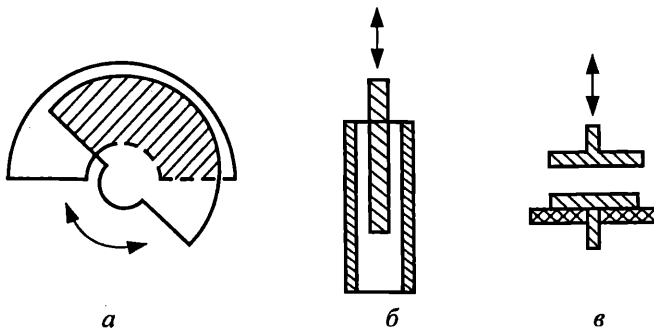
**Стабилност на кондензатора.** С течение на времето параметрите на кондензаторите се изменят, поради протичащите в тях физико-химични процеси, характеризиращи "стареенето" на материалите, от които е изграден кондензатора. За оценка на стабилността на кондензаторите във времето се използва изменението на капацитета във времето –  $\frac{\Delta C}{C}(t)$  или надеждностните им характеристики.

### 7.3. ПАРАМЕТРИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ПРОМЕНЛИВИ КОНДЕНЗАТОРИ

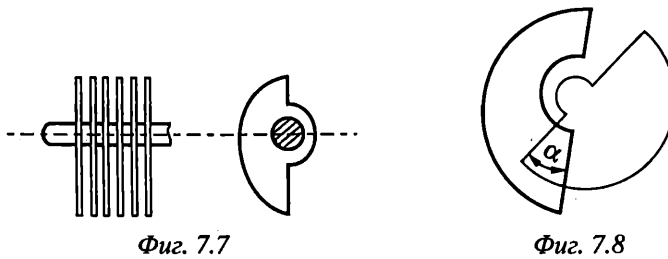
Изменението на капацитета на променливи кондензатори с електрическо управление на капацитета се получава чрез изменение на диелектричната проницаемост на диелектрика на кондензатора. Например, ако в кондензатора е използван нелинеен диелектрик (със спонтанна поляризация), чиято диелектрична проницаемост зависи от интензитета на електрическото поле, респективно от напрежението (фиг. 2.19 в), може да се получи изменение на капацитета на кондензатора в зависимост от напрежението му, т.е. електрически управляем капацитет. Неудобството на използването на тези кондензатори е, че зависимостта на изменение на капацитета зависи от зависимостта на изменение на диелектричната проницаемост и поради това е невъзможно да се проектират конструкции със зададени функционални характеристики на изменението на капацитета.

Изменението на капацитета на променливи кондензатори с механично управление на капацитета може да стане по определена зависимост съгласно поставените изисквания, т.е. възможно е да се проектира такава конструкция на променливия кондензатор, при която изменението на капацитета му да става по предварително определена функционална характеристика.

Принципът на изменение на капацитета при механично управляеми променливи кондензатори се основава на изменението на повърхнината на взаимно припокриване на електродите на кондензатора, т.е. изменение на активната повърхнина. При това изменение единия електрод е подвижен, а другия – неподвижен. Подвижният електрод е прикрепен към система, която може да го движи въртливо или постъпателно. Изменението на капацитета може да се осъществи по няколко начина: регулиране на повърхнината на взаимно припокриване между електродите чрез въртливо или постъпателно движение на подвижния електрод (фиг. 7.6 а и б) или регулиране на разстоянието между електродите (фиг. 7.6 в). В първия случай се изменя стойността на  $S$ , а във втория – на  $d$  в израза (7.1). Най-голямо разпространение са намерили променливите кондензатори с въртливо движение на подвижния електрод. Обикновено подвижният електрод представлява система от електрически свързани успоредни метални пластини, закрепени към ос (ротор) (фиг. 7.7), а неподвижният електрод е също система от електрически свързани неподвижни успоредни метални пластини (статор).



Фиг. 7.6



Фиг. 7.7

Фиг. 7.8

Освен с параметрите на постоянните кондензатори, променливите кондензатори се характеризират и с някои специфични параметри и характеристики.

**Минимален капацитет  $C_{\min}$ .** Това е капацитетът на кондензатора при ъгъл  $\alpha = 0$ , т.е. минимална повърхнина на припокриване (фиг. 7.8). Този капацитет се определя от конструкцията и материалите на кондензатора.

**Максимален капацитет  $C_{\max}$ .** Това е капацитетът при ъгъл  $\alpha = 180^\circ$ , т.е. максимална повърхнина на припокриване. Стойността на този капацитет зависи от поставените изисквания към кондензатора.

**Функционална характеристика на променливия кондензатор.** Това е зависимостта  $C = f(\alpha)$ . Изменението на повърхнината на взаимно припокриване на електродите е пропорционално на ъгъла на завъртане  $\alpha$  на подвижния спрямо неподвижния електрод и зависи от профила на подвижния електрод. По често се използват променливи кондензатори със следните функционални характеристики:

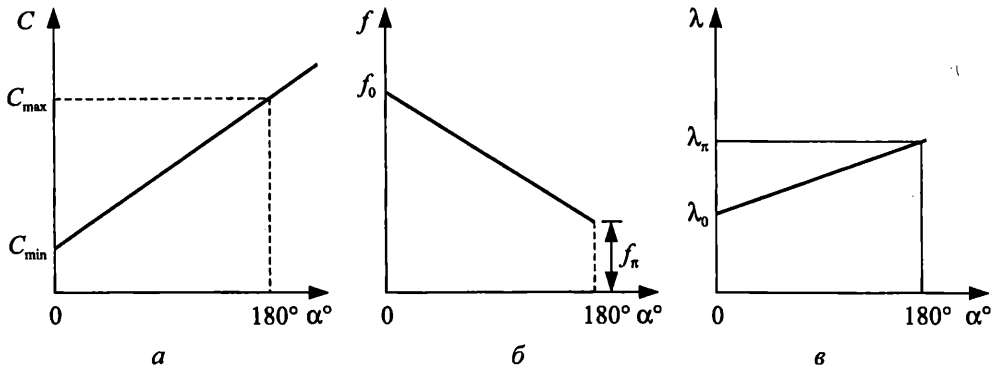
1. Капацитивно-линейна – капацитетът се изменя линейно от ъгъла на завъртане (фиг. 7.9 а). Зависимостта между капацитета на кондензатора и ъгъла на завъртане са описва от израза

$$(7.12) \quad C = A_1 + B_1 \cdot \alpha,$$

където  $A_1$  и  $B_1$  са коефициенти.

2. Честотно-линейна – капацитетът се изменя така, че се получава линейна зависимост на резонансната честота  $f_p$  на трептящия кръг (фиг. 7.9 б), в който участва променливия кондензатор:





Фиг. 7.9

$$(7.13) \quad f_p = k(A_2 + B_2 \cdot \alpha),$$

където  $A_2$ ,  $B_2$  и  $k$  са коефициенти.

Като се има предвид, че  $f_p$  на третия кръг зависи от индуктивността  $L$  на бобината и капацитета  $C$  на кондензатора, от които е изграден:

$$(7.14) \quad f_p = \frac{1}{\sqrt{2\pi LC}},$$

зависимостта на капацитета от ъгъла на завъртане ще има вида

$$(7.15) \quad C = \frac{1}{(A_2 + B_2 \cdot \alpha)^2}.$$

От изразите (7.13), (7.14) и (7.15) лесно може да се получи, че

$$k = \frac{1}{2\pi\sqrt{L}}.$$

3. Вълново-линейна – тази характеристика е подобна на честотно-линейната, само че тук дължината на вълната  $\lambda$  на трептенията се изменя линейно от ъгъла на завъртане (фиг. 7.9 в):

$$(7.16) \quad \lambda = k_1(A_3 + B_3 \cdot \alpha),$$

където  $k_1$ ,  $A_3$  и  $B_3$  са коефициенти.

Като се има предвид, че

$$(7.17) \quad \lambda f = c,$$

където  $\lambda$  е дължината на вълната;

$f$  – честотата;

$c = 3 \cdot 10^8$ , m/s – скоростта на светлината,

зависимостта на капацитета от ъгъла на завъртане е

$$(7.18) \quad C = (A_3 + B_3 \cdot \alpha)^2.$$

Лесно може да се провери, че  $k_1 = k \cdot c$ .

4. Логаритмично-линейна – логаритъма на капацитета се изменя линейно от ъгъла на завъртане:

$$(7.19) \quad \ln C = A_4 + B_4 \cdot \alpha,$$

където  $A_4$  и  $B_4$  са коефициенти.

Зависимостта на капацитета от ъгъла на завъртане е

$$(7.20) \quad C = A_4 \exp(B_4 \cdot \alpha).$$

**Момент на задвижване и на въртене на ротора.** Тези параметри са от значение за дистанционното управление на елементите за настройка на електронните апаратури. Моментът на задвижване оказва влияние върху плавното регулиране на капацитета на променливия кондензатор.

**Виброякост и виброустойчивост.** Основните механични фактори, които влияят върху електронните апаратури, са вибрациите и ударите. Виброякостта се характеризира с честотата и амплитудата на вибрациите, на които кондензаторът може да издържи продължително време в неработно състояние без механични повреди и изменение на електрическите параметри. Виброустойчивостта се определя от амплитудата на вибрациите, на които кондензаторът може да издържи в работно състояние, без изменение на електрическите параметри. Вибрирането на пластините и оста на ротора води до изменение на разстоянието между роторните и статорните пластини и поради това на капацитета, с честотата на вибрациите. Особено опасни са вибрациите с честота, която съвпада с честотата на собствения механичен резонанс на пластините, защото тогава рязко нараства амплитудата на трептене.

## 7.4. КОНДЕНЗАТОРИ С ОРГАНИЧЕН ДИЕЛЕКТРИК

За производството на кондензатори с органичен диелектрик се използват различни полимерни диелектрици, които могат да се изтеглят на тънки ленти (до няколко микрометра). Те трябва да имат достатъчна диелектрична якост, малки загуби и по възможност по-голяма диелектрична проникваемост. Освен това диелектричната лента трябва да има достатъчна механична якост, малко относително удължение и висока температурна устойчивост.

Кондензаторите с органичен диелектрик от полимерна лента за краткост ще бъдат означавани с общото наименование "полимерни кондензатори".

Свойствата на някои от тези диелектрици са разгледани в ч.2.6.1 и ч.2.6.2.

Електродите в кондензаторния елемент на полимерните кондензатори се изпълняват от алуминиево фолио или като метален слой, нанесен чрез вакуумно изпаряване върху диелектричната лента (метализиран диелектрик). Кондензаторите, изпълнени с метализиран диелектрик, притежават свойството да се "самовъзстановяват". Това означава, че след локален пробив в диелектрика, кондензаторът може да възстанови изолационното си съпротивление. Механизмът на самовъзстановяване се осъществява, защото в мястото на локалния пробив се получава голяма плътност на тока, което води до изпаряване на металния слой в околността на пробива и по този начин се премахва

късото съединение между електродите на кондензатора. След самовъзстановяване се получава известно намаляване на капацитета, поради намаляване на ефективната повърхнина на електродите, пропорционално на повърхнината на изпарения метален слой.

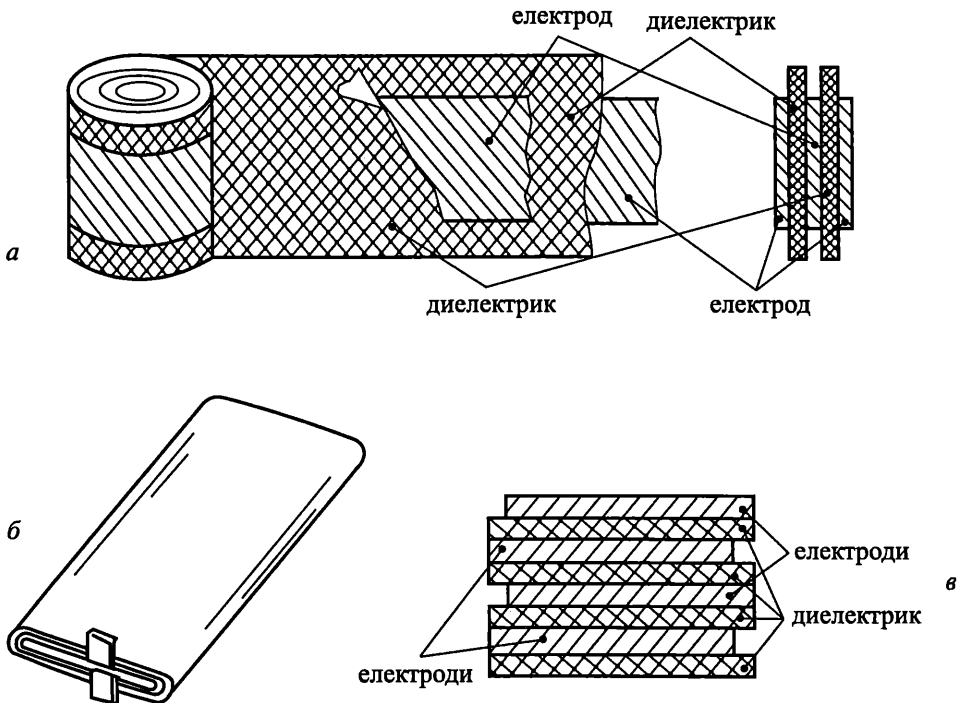
Кондензаторният елемент на полимерните кондензатори най-често има цилиндрична конструкция (фиг. 7.10 *a*). За електроди се използва алуминиево фолио или метален слой нанесен чрез вакуумно изпаряване върху диелектричната лента. Тъй като при навиването на кондензаторния елемент двата електрода се свързват на късо, се поставя още една диелектрична лента, която предпазва от късо съединение, но също така участва в образуването на капацитета на кондензатора. Капацитетът на такъв кондензаторен елемент се изчислява по израза

$$(7.21) \quad C = 2\epsilon_r \epsilon_0 b l / d, \text{ F},$$

където  $b$  е широчината на металното фолио, m;

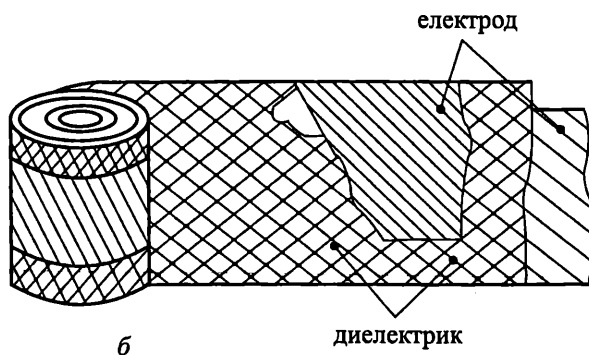
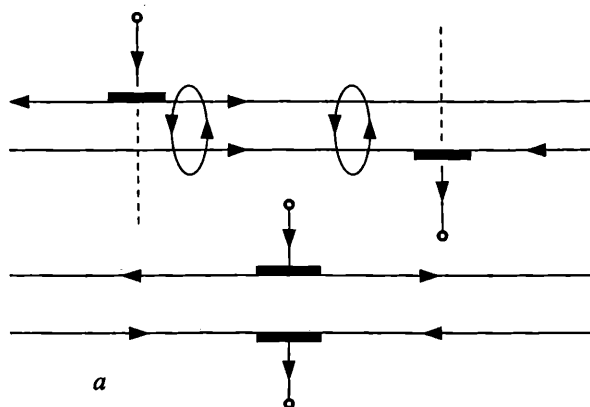
$l$  – дължината на металното фолио, m;

$d$  – дебелината на диелектричната лента, m.



Фиг. 7.10

Кондензаторните елементи с цилиндрична конструкция се отличават с голяма стойност на собствената индуктивност. Намаляването на собствената индуктивност на тази конструкция може да стане по два начина:



Фиг. 7.11

1. Чрез разполагане на изводите на кондензаторния елемент точно в средата по дължината на електродите. По този начин променливият ток през електродите има еднаква стойност и противоположна посока в двата електрода, както това е означено на фиг. 7.11 а. Следователно магнитните полета, създадени от протичането на тока през двата електрода ще бъдат еднакви, но насочени противоположно и взаимно се неутрализират. В резултат на това собствената индуктивност намалява до минимум.

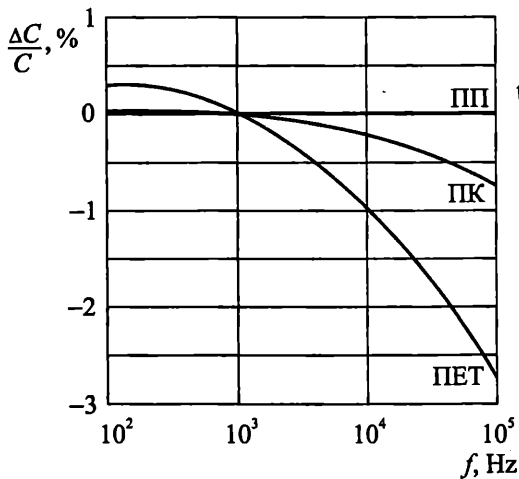
2. Чрез използване на кондензаторен пакет с частично припокриване на електродите (фиг. 7.11 б). Повърхнината на взаимно припокриване на електродите при такава конструкция е по-малка от повърхнината на електродите, поради което се намалява капацитета. В замяна на това, след навиване на кондензаторния елемент, единият електрод е изведен по цялата му дължина на едната странична стена, а другият електрод – на другата странична стена. Страничните стени се металлизират (металният слой контактува със съответния електрод по цялата му дължина) и по този начин се получават изводите на кондензаторния елемент. Подобна намотка се нарича безиндуктивна, защото собствената ѝ индуктивност е нула.

Кондензаторни елементи с цилиндрична конструкция могат да имат и плоска форма – фиг. 7.10 б. Тя се получава чрез пресуване на цилиндричен кондензаторен елемент.

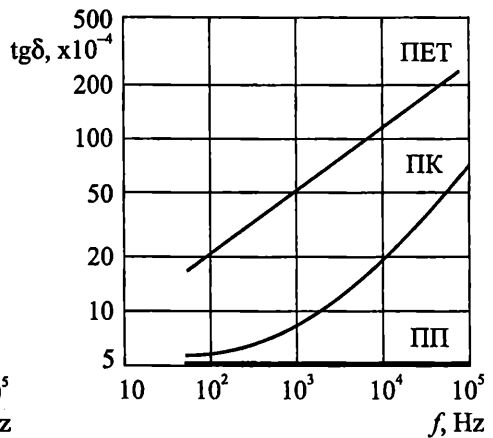
Освен цилиндрична конструкция, кондензаторните елементи на полимерните кондензатори могат да имат и слоеста конструкция (тип "сандвич") – фиг. 7.10 в. Тази конструкция също е безиндуктивна, защото кондензаторният елемент е с частично припокриване на електродите, изведени на двете странични стени.

Кондензаторите с органичен диелектрик се използват при постоянно, променливо и импулсно напрежение.

На фиг. 7.12 са показани типични зависимости<sup>1</sup> на относителното изменение на капацитета от честотата на приложеното напрежение –  $\Delta C/C = \varphi(f)$ , а на фиг. 7.13 – на  $\text{tg}\delta = \varphi(f)$ . С помощта на тези зависимости може да се избере подходящ кондензатор за работа в определена честотна област.

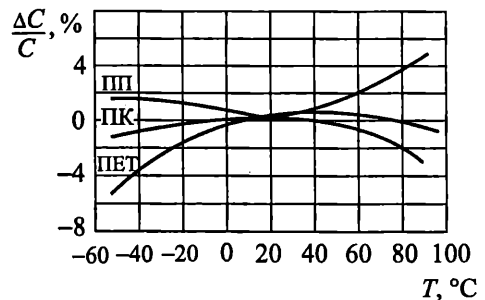


Фиг. 7.12



Фиг. 7.13

Относителното изменение на капацитета от температурата са дадени на фиг. 7.14. ПП-кондензаторите имат отрицателен температурен коефициент на капацитета, ПЕТ – положителен, а най-висока температурна стабилност имат ПК-кондензатори.



Фиг. 7.14

<sup>1</sup> ПЕТ (PET) – полиетилентерефталатни, ПК (PC) – поликарбонатни, ПП (PP) – полипропиленови.

В табл. 7.2 са дадени параметрите на някои полимерни кондензатори.

Таблица 7.2

## Полимерни кондензатори

Тип	Диелектрик	$C_N$	$\pm\delta, \%$	$U_N, V$	$\text{tg}\delta \times 10^{-3}$	$R_{из}, G\Omega$
МКТ 370 (Vishay)	РЕТ	0,001+1, 5 $\mu\text{F}$	5, 10	63+400	<7,5	>30
МКТ 1802 (Vishay)	РЕТ (SM <sup>1</sup> )	0,001+4, 7 $\mu\text{F}$	5	63+250	<10	>1
B32231 (EPCOS)	РЕТ	0,15+10 $\mu\text{F}$	5, 10, 20	100+630	<10	7,5
МКТ-chip (AVX)	РЕТ (SM)	0,001+10 $\mu\text{F}$	5, 10	25+250	<10	>1
МРТ221 (КОНИС)	РЕТ	0,047+5 $\mu\text{F}$	5, 10, 20	63+630	<10	7,5
МКР 479 (Vishay)	PP	0,01+3,9 $\mu\text{F}$	5	160+630	<1	>100
B32652 (EPCOS)	PP	0,001+0,6 8 $\mu\text{F}$	5	400+2000		
FKP2 (WIMA)	PP	0,01+2,2 nF	5	63;100	<3	>50
MPP221 (КОНИС)	PP	0,033+1 $\mu\text{F}$	5, 10, 20	160+630	<2	>100
МКС 1858 (Vishay)	PC	0,01+0,33 $\mu\text{F}$	5, 10, 20	63;100	<3	>50
H2 (ACC)	PC	0,01+0,33 $\mu\text{F}$	10	63+400	<0,2	>200
МКI-chip (AVX)	PPS <sup>2</sup> (SM)	1+100 nF	5; 10	15+50	<5	>1

## 7.5. КОНДЕНЗАТОРИ С НЕОРГАНИЧЕН ДИЕЛЕКТРИК

Към тази група се отнасят керамичните, стъклените и слюдените кондензатори. Тук са разгледани само керамичните кондензатори, тъй като другите два вида вече не се произвеждат.

За изготвяне на керамични кондензатори се използва кондензаторни керамики, чиито свойства са посочени в ч. 2.8.1.

Керамичните кондензатори се разделят на два класа:

♦ Клас I – с линейна зависимост на капацитета от температурата и малки загуби (относителна диелектрична проникваемост на използваните кера

<sup>1</sup> Конструкция за повърхностен монтаж (Surface Mount) – чип кондензатор.

<sup>2</sup> PPS – полифенил сулфид.

мики  $\epsilon_r = 6 \div 250$ );

♦ Клас II – с нелинейна зависимост на капацитета от температурата и по-големи загуби (относителна диелектрична проникваемост на използваните керамики  $\epsilon_r > 250$ ).

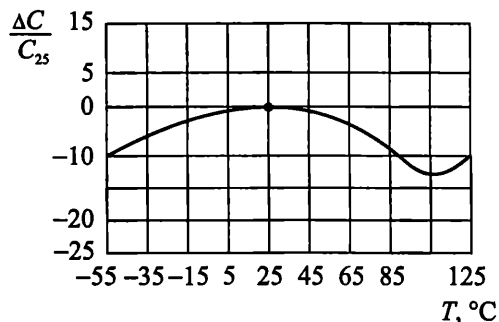
Температурните коефициенти на кондензаторите клас I имат стойности и се означават с код съгласно табл. 7.3. За кондензаторите клас II се дава температурната зависимост на капацитета  $\frac{\Delta C}{C(25^\circ\text{C})} = f(T)$ , както е посочено на

фиг. 7.15.

Таблица 7.3

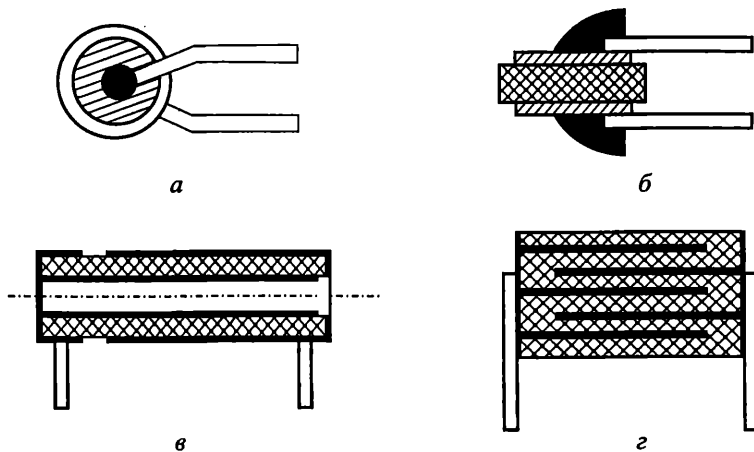
Температурни коефициенти на керамичните кондензатори  
Буквено-цифров код

$\alpha_C \times 10^{-6},$ $^\circ\text{C}^{-1}$	Знак		$\alpha_C \times 10^{-6},$ $^\circ\text{C}^{-1}$	Знак	
+100	P100	M7	-330	N330	S2
+33	P33	S6	-470	N470	T2
$\pm 0$	NP0	C0	-750	N750	U2
-33	N33	S1	+100; -750	P100; N750	GP
-75	N75	U1	-1200	N1200	N3
-150	N150	P2	-1500	N1500	P3
-220	N220	R2			



Фиг. 7.15

Керамичните кондензатори се произвеждат с дискова, призматична, тръбна и слоеста (тип "сандвич") конструкция, показани съответно на фиг. 7.16 а, б, в и г. Електродите на тези кондензатори представляват метален слой, нанесен върху керамиката. Използува се свойството на неорганичните диелектрици лесно да се металлизират със сребро, при което се получава непрекъснат слой с малко специфично съпротивление и с достатъчно голяма адхезия към повърхността.



Фиг. 7.16

За изработването на слоеви керамични кондензатори се използват тънки метализирани керамични слоеве, които след подреждане в пакет, се изпичат и по този начин се получава монолитна конструкция (поради това тези кондензатори се наричат още монолитни). След метализиране на страничните стени и без поставяне в корпус се получават кондензатори за повърхностен монтаж – чип-кондензатори. Някои фирми-производители означават чип-кондензаторите и според наименованието на използваната керамика, например COG, X7R, Z5U и др.

Керамичните кондензатори клас I се използват в трептящи кръгове, филтри и други електрически вериги, където от съществено значение са малките загуби и температурната стабилност на капацитета. Кондензаторите клас II се използват в електрически вериги, където се допускат по-големи загуби и температурната стабилност не оказва влияние върху работата на веригата.

В табл. 7.4 са дадени параметрите на някои керамични кондензатори.

Таблица 7.4

Керамични кондензатори

Означение	Тип	$C_N$	$\pm\delta, \%$	$U_N, V$	$\text{tg}\delta, \times 10^{-3}$	$R_{\text{из}}, G\Omega$
2222 680 (BC)	Дисков Клас I	1,8+330 pF	2	100	<1,5	>10
MCPC (BCE)	Призматичен Клас I	0,56+680 pF	2	100	<1,5	>10
RDLL03 (VISHAY)	Тръбен Клас I и II	0,001+20 nF	2;5;10;20	50;63	I – <1,5 II – <25	>10 >5
SR15, ...,30 (AVX)	Монолитен Клас I и II	10pF+0,47 $\mu\text{F}$	5;10;20	50;63;100	I-<1,5 II-<25	I->100 II->10
1206 (SYFER)	Монолитен (чип) Клас I и II	0,47pF+22 nF	I-1;2;5;10 II-5;10;20	16+200	I-<1,5 II-<25	I->100 II->10



## 7.6. КОНДЕНЗАТОРИ С ОКСИДЕН ДИЕЛЕКТРИК

**Електролитни кондензатори.** Като диелектрик за тези кондензатори се използват оксидите на вентилните метали (Al, Ta, Nb). Диелектричните свойства на тези оксиди се проявяват в условията на т.нар. електролитна клетка (свойствата на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  са описани в ч.3.2.1) в зависимост от поляритета на приложеното напрежение. Това означава, че в конструкцията на тези кондензатори трябва да има електролит за образуването на електролитната клетка, поради което се наричат електролитни.

Особеностите на конструкцията и технологията на производство на електролитните кондензатори позволяват да се получи много голям специфичен капацитет<sup>1</sup>. Поради това те намират широко приложение като филтриращи и свързващи елементи в електронните апаратури.

Конструкцията на алуминиев електролитен кондензатор е показана на фиг. 7.17. Анодът *A* се изпълнява от алуминиево фолио с дебелина 50  $\mu\text{m}$ . То е подложено на електрохимично ецване (награпяване), с което се увеличава многократно повърхността му (до 100 пъти). Чрез електрохимично оксидиране, по повърхността на алуминиевото фолио се създава тънък оксиден слой. Електрическата връзка на катода *K* с цялата неравна повърхност на оксидния слой се получава чрез електролита. Катодът е изпълнен от гладко неоксидирано алуминиево фолио.

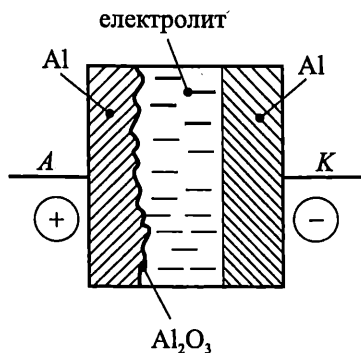
Електрохимичното оксидиране се осъществява във вана с електролит, чиито състав е много близък до този на работния електролит на кондензатора. Дебелината на оксидния слой зависи от формиращото напрежение  $U_F$ . Това означава, че ако по време на работа се приложи напрежение  $U_p$  по-голямо от формиращото напрежение, ще продължи формирането на оксидния слой, т.е. ще се увеличи дебелината на диелектрика и капацитетът ще се намали. За да се избегне това трябва да се спазва условието  $U_p < U_F$  (обикновено  $U_p/U_F = 0,8$ ).

Оксидният слой притежава голяма диелектрична якост – до  $7 \cdot 10^8$  V/m, което означава, че диелектриктът може да има много малка дебелина – за  $U_N = 450$  V,  $d = 1$   $\mu\text{m}$ . Като се има предвид, че  $C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d}$  ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  има  $\epsilon_r \approx 8$ ), става ясно защо електролитните кондензатори имат много големи стойности на номиналния капацитет.

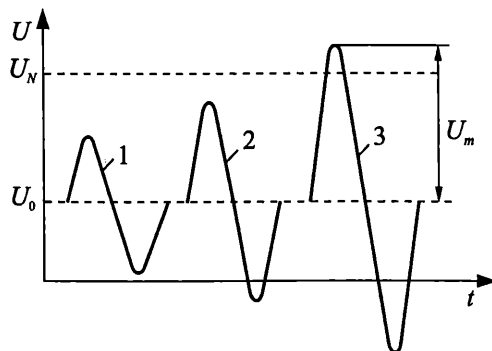
Електролитните кондензатори са полярни, поради което върху корпуса на кондензатора е означена полярността на свързване. При обратно свързване, оксидният слой се разгражда и кондензаторът се разрушава. Поради това не се допуска прилагането на напрежение с обратна полярност. Когато на кондензатора се прилага едновременно постоянно  $U_0$  и променливо напреже-

<sup>1</sup> Специфичният капацитет на кондензатора е капацитетът му за единица обем, т.е.  $C = C/V$ , F/m<sup>3</sup>.

ние с амплитудна стойност  $U_m$ , трябва да бъдат изпълнени условията  $U_m < U_0$  и  $(U_0 + U_m) < U_N$ . От означените на фиг. 7.18 напрежения, само крива 1 удовлетворява и двете ограничителни условия.



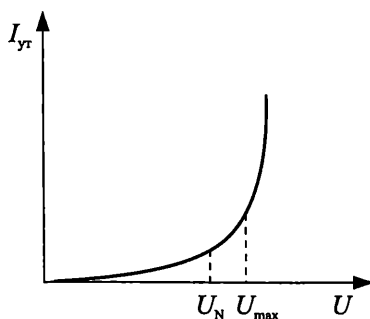
Фиг. 7.17



Фиг. 7.18

За оценка на качествата на електролитните кондензатори се използват някои типични за тях параметри.

**Утечен ток  $I_{yt}$ .** За оценка на изолационните свойства на електролитните кондензатори вместо изолационното съпротивление  $R_{из}$  се използва утечният ток  $I_{yt}$ , връзката между които се дава от израз (2.32). Причина за това е волта-амперната характеристика на електролитния кондензатор. Тази характеристика е линейна само до напрежения, по-малки от номиналното напрежение на кондензатора (фиг. 7.19). Това означава, че изолационното съпротивление има омичен характер (не зависи от приложеното напрежение) само в част от волта-амперната характеристика. Утечният ток зависи от капацитета, работната температура и приложеното постоянно напрежение.



Фиг. 7.19

**Пулсиращ ток  $I_p$ .** Електролитните кондензатори се използват много често като филтриращи кондензатори в токоизправителни схеми. При тях към постоянното напрежение се наслагва променливо напрежение с амплитудна стойност, която зависи от вида на токоизправителната схема, наречено пул-

сиращо напрежение. Като се има предвид последователната еквивалентна схема, показана на фиг. 7.5 а и пълното съпротивление (импеданса) на кондензатора (израз (7.11), пулсиращият ток ще предизвика разсейването на активна мощност  $P = I_r^2 r$ . Тази мощност причинява увеличаване на температурата на кондензатора с

$$(7.22) \quad \Delta T = \frac{P}{hS},$$

където  $\Delta T = T_k - T_A$  ( $T_k$  е температурата на корпуса на кондензатора);

$h$  – коефициентът на топлоотдаване чрез конвекция;

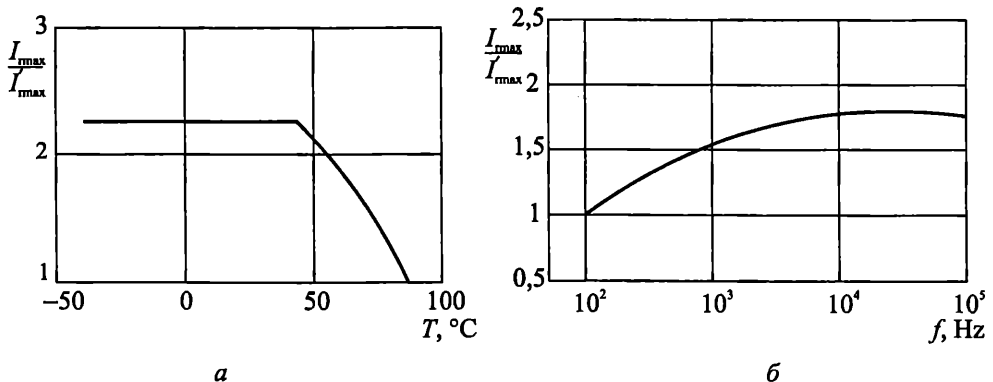
$S$  – повърхнината на корпуса на кондензатора.

От (7.22) следва, че

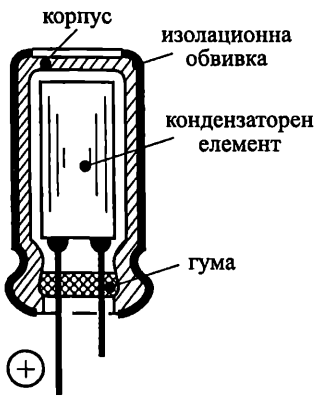
$$(7.23) \quad I_r = \sqrt{\frac{P}{r}} = \sqrt{\frac{hS(T_k - T_A)}{r}}.$$

Максималният пулсиращ ток  $I_{r\max}$  се дефинира като онзи пулсиращ ток, който предизвиква повишаване на температурата на кондензатора с  $10^\circ\text{C}$  над горната гранична температура, определена от климатичната категория. Максималният пулсиращ ток зависи от работната температура и честотата на приложеното напрежение (фиг. 7.20 а и б).

Характерно за електролитните кондензатори е, че режим на съхранение (без приложено напрежение) е по-тежък от гледна точка на стареенето им, отколкото работния режим. Това е така, защото в режим на съхранение водородните йони ( $\text{H}^+$ ), които се съдържат в електролита, атакуват оксидния слой и го разрушават. При прилагане на електрическо поле (работен режим), електролитът в близост до анода обеднява на водородни йони и по този начин се защитава оксидния слой, а освен това той се доизгражда. Затова, когато електролитният кондензатор е бил продължително време в режим на съхранение, трябва да се възстанови оксидния слой чрез бавно повишаване на напрежението до  $U_N$ .

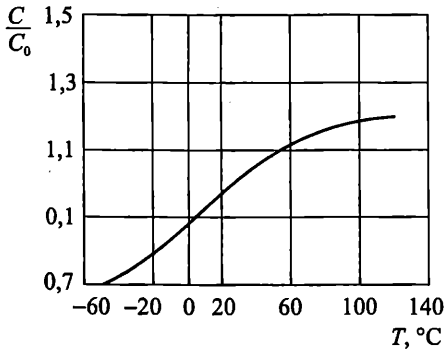


Фиг. 7.20

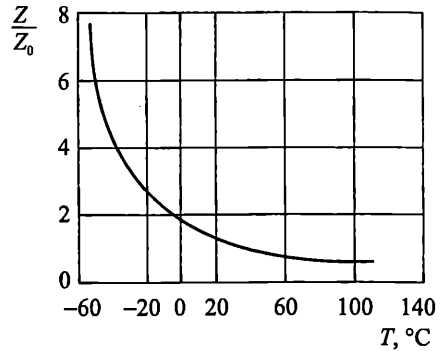


Фиг. 7.21

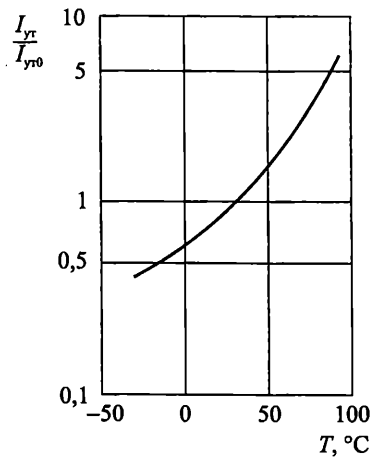
**Алуминиеви електролитни кондензатори.** Кондензаторният елемент на полярните алуминиеви електролитни кондензатори има цилиндрична конструкция, състояща се от анодно и катодно алуминиево фолио и две ленти филтърна хартия. Кондензаторният елемент се импрегнира с електролит, при което филтърната хартия се напоява и всъщност представлява носител на електролита. Кондензаторният елемент се поставя в цилиндричен алуминиев корпус и се херметизира с киселиноустойчива гума (фиг. 7.21). Поради наличието на електролит, катодът на кондензаторния елемент е свързан електрически с корпуса и затова корпусът се изолира с пластмасова обвивка, върху която са нанесени поляритета и данните на кондензатора.



a



б



в

Фиг. 7.22

Кондензаторният елемент на неполярните алуминиеви електролитни кондензатори се изгражда от две окисирани алуминиеви фолия. По този начин при всеки полупериод на променливото напрежение, единият оксиден слой е в режим на непропускане, а другият – в режим на пропускане. Получава се нестабилност на капацитета, поради непрекъснатото разрушаване и изграждане на оксидните слоеве. Това е един от недостатъците на тези кондензатори. Другият недостатък е, че тези кондензатори имат по-малък специфичен капацитет, поради двойното нарастване на дебелината на диелектрика.

Алуминиевите електролитни кондензатори се произвеждат със стойности на номиналния капацитет от 0,1  $\mu\text{F}$  до 150000  $\mu\text{F}$  и номинални напрежения до 450 V. В електронните устройства най-често се използват алуминиеви електролитни кондензатори с номинално напрежение от 6,3 V до 100 V. Параметрите на някои алуминиеви електролитни кондензатори са дадени в табл. 7.5.

Таблица 7.5  
Кондензатори с оксиден диелектрик

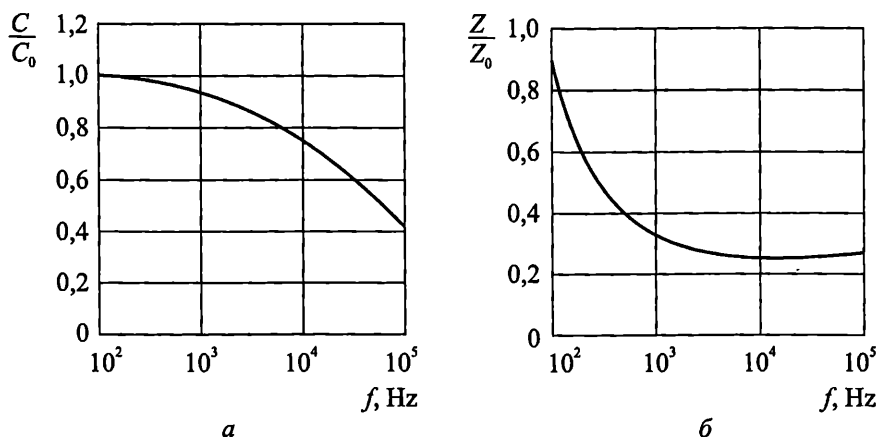
Означение	Тип	$C_N$	$\pm\delta, \%$	$U_N, \text{V}$	$I_r, \text{mA}$	$I_{yr}, \mu\text{A}$
2222 134 (BC)	Алуминиев електролитен	1+47 $\mu\text{F}$	20	6,3+50	10+60	3
ECR (MULTICOMP)	Алуминиев електролитен	10+4700 $\mu\text{F}$	20	16+100	8+1435	$0,01 C_N U_N + 3$
CB (MULTICOMP)	Танталов (ОП <sup>1</sup> )	0,1+100 $\mu\text{F}$	20	6,3+35	-	0,5+12,8
085CS (VISHAY)	Алуминиев електролитен (SM)	0,47+22 $\mu\text{F}$	(+50, -10) 20	6,3+63	4+20	3,1+3,4
B45196 (EPCOS)	Танталов (ОП) (SM)	0,1+1000 $\mu\text{F}$	-	4+35	-	0,5+10
B75194 (EPCOS)	Ниобиев (ОП) (SM)	100+220 $\mu\text{F}$	-	6,3+10	-	25+88

Типични зависимости на капацитета  $\frac{C}{C_0} = f(T)$  ( $C_0$  е капацитетът при 25 °C/100 Hz), пълното съпротивление  $\frac{Z}{Z_0} = f(T)$  ( $Z_0$  е импедансът при 25 °C/100 Hz) и утечния ток  $\frac{I_{ym}}{I_{ym0}} = f(T)$  ( $I_{yr0}$  е утечният ток при 25 °C) от температурата са представени на фиг. 7.22 а, б и в съответно, а на капацитета

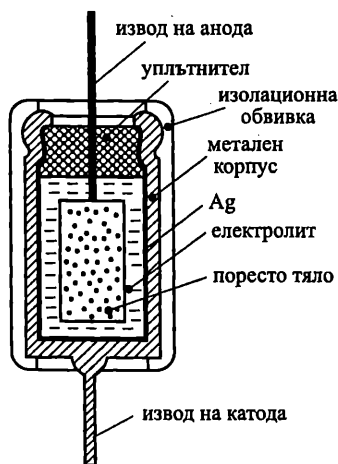
<sup>1</sup> Оксидно-полупроводников.

$\frac{C}{C_0} = \varphi(f)$  и пълното съпротивление  $\frac{Z}{Z_0} = \varphi(f)$  от честотата – на фиг. 7.23 а и б съответно.

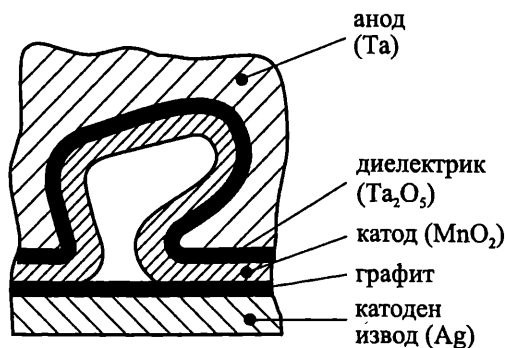
**Танталови електролитни кондензатори.** Анодът на тези кондензатори представлява поресто тяло, пресувано от танталов прах и подложено на синтероване (фиг. 7.24). Чрез електрохимично оксидиране по повърхността на порестото тяло се формира оксиден слой ( $Ta_2O_5$ ). За извод на анода служи запресуван танталов проводник, който се удължава с калайдисан никелов проводник. За електролит се използва разрежена сярна киселина. Катодът е медния корпус на кондензатора, който е посребрен от вътрешната страна, за да се избегне корозия при пряк контакт с електролита. Корпусът на кондензатора е уплътнен с тефлон. Изводът на катода е калайдисан меден проводник, заварен към корпуса.



Фиг. 7.23



Фиг. 7.24



Фиг. 7.25

Танталовите електролитни кондензатори в сравнение с алуминиевите имат по-голям специфичен капацитет, по-голяма стабилност на параметрите им, но по-ниски стойности на номиналното напрежение.

В табл. 7.5 са посочени параметрите на някои танталови електролитни кондензатори.

**Оксидно-полупроводникови кондензатори.** Тези кондензатори са разновидност на електролитните кондензатори, поради което фирмите-производители ги включват в общ каталог с електролитните кондензатори. В тези кондензатори вместо електролит за контактуване с оксидния слой върху анода, се използва слой от манганов оксид ( $MnO_2$ ), който представлява полупроводниково съединение от типа  $A^{II}B^{VI}$  (по аналогия с електролитните кондензатори, полупроводниковият слой се нарича "твърд електролит" и от там "твърди електролитни кондензатори", което е неправилно). Оксидният слой на тези кондензатори не може да се възстановява при прилагане на постоянно напрежение, защото в полупроводниковия слой няма свободни кислородни йони. Разработени са конструкции на оксидно-полупроводникови кондензатори, в които вместо  $MnO_2$  се използва органичен полупроводников слой.

Произвеждат се алуминиеви, танталови и ниобиеви оксидно-полупроводникови кондензатори. На фиг. 7.25 е показан разрез на един канал от порестото тяло на танталов кондензатор. Контактването със слоя от  $MnO_2$  се осигурява с графитен слой, покрит със сребърен слой, към който се запоява катодния извод при защитна обвивка от епоксиден компаунд или се свързва електрически с вътрешната страна на металния корпус.

В сравнение с електролитните, оксидно-полупроводниковите кондензатори имат по-голям специфичен капацитет и по малък утечен ток. Параметрите на някои алуминиеви и танталови оксидно-полупроводникови кондензатори са дадени в табл. 7.5.

## 8. МАГНИТНИ СЪРЦЕВИНИ ЗА ИНДУКТИВНИ БОБИНИ

Магнитните сърцевини за индуктивни бобини се изготвят предимно от ферити, чиито свойства са разгледани в ч. 5.3.

### 8.1. ПАРАМЕТРИ НА МАГНИТНИТЕ СЪРЦЕВИНИ

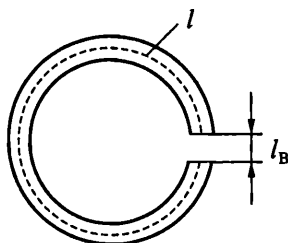
Индуктивността  $L$  на бобина с магнитна сърцевина се изчислява по израза (5.10):

$$L = \mu_r \mu_0 \frac{QN^2}{l} = \mu_r L_0,$$

където  $L_0$  е индуктивността на бобина без магнитна сърцевина, т.е. индуктивността на бобината нараства  $\mu_r$  пъти при поставяне на магнитна сърцевина.

Този израз е верен при условие, че магнитната проницаемост на сърцевината<sup>1</sup> е равна на магнитната проницаемост на магнитния материал, от който е изработена. Това може да се приеме за вярно само за тороидална сърцевина без въздушна междина, защото при нея може да се приеме с достатъчна точност, че целият магнитен поток преминава през магнитния материал на сърцевината.

Ако тороидалната сърцевина има въздушна междина (фиг. 8.1), магнитният поток преминава през две среди (магнитен материал и въздух) и магнитната проницаемост става по-малка от магнитната проницаемост на материала.



Фиг. 8.1

Магнитната проницаемост на тороидална сърцевина с въздушна междина се нарича ефективна магнитна проницаемост  $\mu_{re}$ . Тя зависи от дължината на въздушната междина  $l_B$  и при условие, че работната точка е в началото на кривата на първоначално намагнитване може да се определи по израза

$$(8.1) \quad \frac{1}{\mu_{re}} = \frac{1}{\mu_{ri}} + \frac{l_B}{l},$$

където  $\mu_{ri}$  е началната магнитна проницаемост на материала;  
 $l$  – дължината на сърцевината.

<sup>1</sup> За краткост вместо “магнитна сърцевина” ще се използва сърцевина.



Ако работната точка не е в началото на кривата на първоначално намагнитване, ефективната магнитна проницаемост се определя по израза

$$(8.2) \quad \frac{1}{\mu_{re}} = \frac{1}{\mu_{ra}} + \frac{l_B}{l},$$

където  $\mu_{ra}$  е амплитудната магнитна проницаемост на материала.

При всички останали геометрични форми на магнитните сърцевини с или без въздушна междина, магнитният поток не преминава изцяло през сърцевината — получава се разсеян магнитен поток, който преминава през въздуха. В такъв случай за оценка на магнитните свойства на сърцевината се използва действащата магнитна проницаемост, която зависи от магнитната проницаемост на материала, от формата, размерите и взаимното пространствено разположение на сърцевината и намотката на бобината.

Действащата магнитна проницаемост на сърцевината  $\mu_{rd}$  се определя като отношение на индуктивността на бобина със сърцевина  $L$  към индуктивността на същата бобина без сърцевина  $L_0$

$$(8.3) \quad \mu_{rd} = L/L_0.$$

Действащата магнитна проницаемост е по-малка от ефективната магнитна проницаемост и се определя за всяка конкретна форма на сърцевината.

Сърцевините за индуктивни бобини се характеризират със следните параметри:

**Конструктивна константа  $A_L$ .** От израза (5.10) следва, че

$$(8.4) \quad L = \left( \mu_r \mu_0 \frac{Q}{l} \right) N^2.$$

Произведението, заградено в скоби в израза (8.4) зависи от магнитния материал, формата и размерите на сърцевината и се нарича конструктивна константа, т.е.

$$(8.5) \quad A_L = \mu_r \mu_0 \frac{Q}{l}, \text{ Н.}$$

Конструктивната константа на даден тип сърцевина лесно може да бъде измерена. Познването на нейната стойност дава на потребителя възможност бързо да изчисли необходимия брой навивки:

$$N = \sqrt{\frac{L}{A_L}}.$$

**Качествен фактор на сърцевината  $Q_c$ .** Той се определя като реципрочната стойност на коефициента на загубите  $\text{tg} \delta_M$  на материала на сърцевината (израз (5.12)), т.е.

$$(8.5) \quad Q_c = 1/\text{tg} \delta_M.$$

Вместо  $\text{tg} \delta_M$  се използва също относителния коефициент на загубите  $\frac{\text{tg} \delta_M}{\mu_{ri}}$ .

Параметърът  $\text{tg} \delta_M$  или  $\frac{\text{tg} \delta_M}{\mu_{ri}}$  зависи от честотата и се дава от производителя за всеки вид материал.

Коефициентът на загубите на сърцевина с въздушна междина  $\text{tg} \delta_e$  лесно може да се изчисли, ако е известна стойността на  $\frac{\text{tg} \delta_M}{\mu_{ri}}$ , по израза

$$(8.6) \quad \text{tg} \delta_e = \mu_{re} \frac{\text{tg} \delta_M}{\mu_{ri}},$$

т.е. въздушната междина намалява загубите в сърцевината.

**Температурна стабилност.** Температурната стабилност на сърцевината се определя от температурния коефициент на магнитната проницаемост:

$$(8.7) \quad \alpha_\mu = \frac{\Delta\mu}{\mu\Delta T},$$

където  $\Delta\mu$  е изменението на магнитната проницаемост в температурния интервал  $\Delta T$ .

Относителният температурен коефициент се изчислява по израза:

$$(8.8) \quad \alpha'_\mu = \frac{\alpha_\mu}{\mu_{ri}}.$$

Температурният коефициент на магнитната проницаемост на сърцевина с въздушна междина е:

$$(8.9) \quad \alpha_{\mu e} = \mu_e \frac{\alpha_\mu}{\mu_{ri}}$$

или въздушната междина намалява температурния коефициент на магнитната проницаемост (увеличава температурната стабилност на сърцевината).

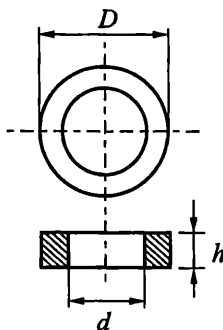
**Коефициент на дезакомодация  $D_F$ .** С този коефициент се оценява стабилността на сърцевината във времето.

Коефициентът на дезакомодация на сърцевината всъщност е коефициента на дезакомодация на материала, от който е направена - израз (5.15).

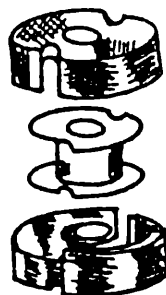
## 8.2. ВИДОВЕ МАГНИТНИ СЪРЦЕВИНИ

Магнитните сърцевини се произвеждат с разнообразни форми – тороидална, чашкообразна, цилиндрична. В зависимост от конструкцията сърцевините могат да бъдат с отворен или затворен магнитопровод.

Тороидалната сърцевина е със затворен магнитопровод. При тороидалната форма най-пълно се използват магнитните свойства на материала –  $\mu_{гд} = \mu_{ri}$ . Геометричните ѝ размери се определят от външния диаметър ( $D$ ), вътрешния диаметър ( $d$ ) и височината ( $h$ ) – фиг. 8.2. Параметрите на някои тороидални сърцевини са дадени в табл. 8.1.



Фиг. 8.2

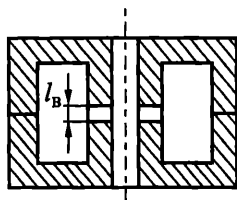


Фиг. 8.3

С тези сърцевини не може да се конструират бобини с възможност за донастройване на индуктивността, защото не може да се изменя плавно магнитната им проницаемост.

Чашкообразните сърцевини се състоят от две чашки с централна част на магнитопровода, в която има отвор (фиг. 8.3). В отвора може да се постави цилиндрична донастройваща сърцевина за изменение на действащата магнитна проницаемост на сърцевината. Тези сърцевини се произвеждат без или с въздушна междина. Въздушната междина се оформя в централната част на магнитопровода, през която преминава целия магнитен поток (фиг. 8.4).

Геометричните размери на чашкообразните сърцевини се определят от ефективното сечение и ефективната дължина на магнитните линии на магнитопровода.



Фиг. 8.4

Чашкообразните сърцевини имат слабо разсеяно магнитно поле и се произвеждат за работа до около 100 MHz.

Произвеждат се чашкообразни сърцевини с разнообразни профили. Параметрите на някои чашкообразни сърцевини са дадени в табл. 8.2.

Цилиндричните сърцевини са с напълно отворен магнитопровод, поради което имат много голям разсеян магнитен поток. Произвеждат се с резба и се използват за точна настройка на еднослойни и многослойни индуктивни бобини като непосредствено се навиват в централния отвор на основата на бобината. Произвеждат се и гладки сърцевини, към които се прикрепва изолационна втулка с резба.

Таблица 8.1

Свойства на някои тороидални сърцевини

Производител	Магнитен материал (ферит)	Начална магнитна проницаемост	Конструктивна константа, nH (толеранс)
EPCOS (Siemens)	K1	80	13; 20; 33 (±25 %)
	M33	750	123;190;308 (±25 %)
	N30	4300	440+5400 (±25 %)
	T38	10000	1030; 1640; 2540; 4100; 5130; 6440 (±30 %)
TDK	HP3000	3000	400+1000 (±30 %)
LCC	T4	6000	960+6000
	T22	2200	350+3500

Таблица 8.2

Свойства на някои чашкообразни сърцевини

Производител	Магнитен материал (ферит)	Начална магнитна проницаемост	Действаща магнитна проницаемост	Конструктивна константа, nH (толеранс)
EPCOS (Siemens)	K1	80	33	16 (±3 %)
	M33	750	620	200 (+40,-30 %)
	N30	4300	1660	800 (+40,-30 %)
	T38	10000	5730	1200 (+40,-30 %)
TDK	H <sub>6A3</sub>	1400	995	1000 (±25 %)
	H <sub>6A3</sub>	1400	40	16 (±3 %)
	H <sub>6A3</sub>	1400	100	100 (±3 %)
	H <sub>5A</sub>	3300	1562	1570 (±25 %)
	H <sub>5A</sub>	3300	160	160 (±5 %)
LCC	T31	650	31,5	40 (±2 %)
	T31	650	50	63 (±3 %)
	T1	650	80	100 (±4 %)

## ИЗПОЛЗВАНА ЛИТЕРАТУРА

1. Пранчов, Р. Материалознание в електрониката. Изд. на ТУ – София, София, 1999.
2. Савов, Г. Радиоелектронни материали. София, Техника, 1980.
3. Пасынков, В.В. и В.С.Сорокин. Материалы электронной техники. Москва, Высшая школа, 1986.
4. Илиев, Б. и Р.Пранчов. Материали и градивни елементи в електрониката. София, Техника, 1988.
5. Пранчов, Р. и К.Велинов. Технология на производството на кондензатори. София, Техника, 1991.
6. Справочник по електротехническим материалам – т.3. Ленинград, Энергоатомиздат, 1988.
7. Кънчев, П. и др. Физика. София, Печатна база на ВМЕИ, 1980.
8. Миндова, Н. Физични величини и измерителни единици. София, Техника, 1985.
9. Taylor, B.N. Guide for the use of the International System of Units (SI). NIST Special Publication 811, 1995.
10. Föll, H. Electronic materials – Hyperscript. Kiel, University of Kiel, 2003.
11. Vlack, L.H. van. Materials science for engineers. Amsterdam, Addison-Wesley, 1973.
12. Vlack, L.H. van. Elements of materials science and engineering. Amsterdam, Addison-Wesley, 1989.
13. Azaroff, L.V. and J.J. Brophy. Electronic processes in materials. New York, McGraw-Hill, 1963.
14. Handbook of materials and processes for electronics. Ch.A. Harper – editor. New York, McGraw-Hill, 1970.
15. [http://www.epcos.com/web/product\\_katalog](http://www.epcos.com/web/product_katalog)
16. <http://www.vishay.com/>
17. <http://www.niccomp.com/>
18. <http://www.ttelectronics.com/>
19. <http://www.syfer.com/>
20. <http://www.avxcorp.com/>

## **МАТЕРИАЛОЗНАНИЕ В ЕЛЕКТРОНИКАТА**

*Автор:* Доц. д-р инж. Румен Борисов Пранчов

*Предпечатна подготовка:* инж. Искра Врачанска

Българска. III преработено и допълнено издание. 2005 г. Формат 70/100/16. Печатни коли 12,5.

**ISBN 954-9315-39-8**

Издателство **НОВИ ЗНАНИЯ**

1125, София

бул. "Г. М. Димитров" 54

тел. 02/971 95 39, факс: 02/971 36 00

e-mail: [btel\\_eng@netbg.com](mailto:btel_eng@netbg.com)