

7. КЛАСИЧНА ТЕОРИЈА ЗА СПРОВОДЛИВОСТА НА МЕТАЛИТЕ

7.1. ЗА ПРИРОДАТА НА НОСИТЕЛИТЕ НА СТРУЈА ВО МЕТАЛИТЕ. ТОЛМАН-СТЈУАРТОВ ЕКСПЕРИМЕНТ

До идејата дека носителите на струјата во металите се електроните не се дошло брзо и лесно. Ќе опишеме некои експерименти кои го објаснуваат тоа.

Со цел да објасни дали при течењето струја низ спроводниците доаѓа или не, до промена на нивната маса, во 1901 година германскиот физичар Рике (Rike), направил ваков експеримент. Три цилиндри со внимателно отшлифувани базиси сложил во една целина со следнава последователност: бакар-алуминиум-бакар. Претходно прецизно им ја измерил масата на цилиндрите. Низ тој систем потоа пропуштил да тече струја цела една година. Струјата постојано течела во иста насока. За сето време на течењето низ цилиндрите протекле $3,5 \cdot 10^5$ C. Без оглед на тоа, при повторното мерење на масите на цилиндрите Рике покажал дека до промена на масите на цилиндрите воопшто не дошло. Набљудувањето на базисите на цилиндрите покажало дека не дошло до никакво проникнување на еден метал во друг.

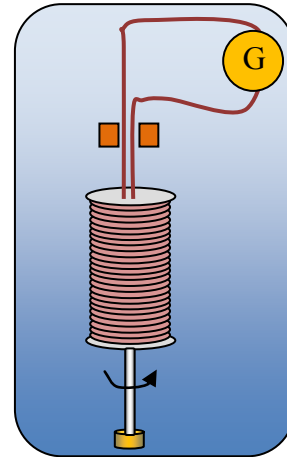
Резултатите на овој експеримент покажале дека преносот на полнежите не се должи на движење на атомите, туку со движење на некои честички кои влегуваат во составот на сите метали. Во тоа време такви честички биле веќе познати. Во 1897 година Џ. Џ. Томсон (Joseph John Thomson, 1856-1940) веќе ги имал откриено и ги нарекол електрони.

За да се потврди дека струјата во металите ја пренесуваат електроните, требало да се определи знакот на носителите и нивната големина. Најдобар доказ за тоа дал експериментот за “инерција” на електронот.

Ако во металите има голем број подвижни слабо врзани електрони, тогаш при нагло кочење на спроводник што се движи (врти) тие честички по инерција ќе продолжат да се движат во истата насока, а како резултат на тоа во спроводникот ќе се појави некој струен импулс, при што ќе биде пренесен некој електричен полнеж. Според насоката на струјниот импулс може да се покаже каков е знакот на носителите на струјата, а преку познавањето на отпорот на спроводникот може да се пресмета и специфичниот електричен полнеж на носителот. Идеја за ваков опит дале руските научници Маделштам и Папалекси (Л. И. Мандельштам, 1879-1944, Н. Д. Папалекси, 1880-1947), а во 1917 година опитите ги реализирале американските научници Толмен и Стјуарт (R.C.Tolman and T. D. Stewart, Phys.Rev, 9, **18A** (1917).

Резултатите на експериментите покажале дека носителите на струјата се негативни и оти нивниот специфичен електричен полнеж е за сите метали ист.

Шема на експериментот на Толмен и Стјуарт (Tolman & Stewart) е дадена на сликата 7.1. Тоа е еден калем со голем број навивки од тенок спроводник со должина 500 m. Калемот брзо ротира околу сопствената оска. Краевите на намотаниот спроводник се споени со чувствителен балистичен галванометар G (тоа е инструмент за мерење на полнеж). Потоа, со помош на специјални уреди калемот чија линиска брзина на обвивката изнесувала 300 m/s, брзо бил закочен. При мерењето било внимателно одстранувано дејството на Земјиното магнетно поле.



Сл.7.1

Опитите покажалае дека при закочување во калемот се создава краткотрајна струја. Насоката ѝ соодветствувала на насока од негативни полнежи.

Инерцијалната сила што дејствува на носителите е со големина:

$$F = -m \frac{dv}{dt} = -ma \quad (7.1)$$

каде што $\frac{dv}{dt}$ е големината на тангенцијалното забрзување на спроводникот. Исто забрзување $-\frac{dv}{dt}$ би можело да им се соопшти на носителите на полнежите ако тие се најдат во електрично поле со јачина E :

$$e'E = -m \frac{dv}{dt}$$

(ознаката e' претпоставува дека полнежот на носителот засега не ни е познат). Имено, ако на краевите на спроводникот со должина l се донесе потенцијална разлика:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E dl = - \int_0^l \frac{ma}{e'} dl = - \frac{ma}{e'} l \quad (7.2)$$

каде што a е забрзувањето еднакво на $\frac{dv}{dt}$, а l е должината на спроводникот.

Ако отпорот на спроводникот е R , тогаш јачината на струјата I што ќе протече низ спроводникот при неговото кочење ќе биде дадена со:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = -\frac{m}{e'R} \frac{dv}{dt} l \quad (7.3)$$

Големината на полнежот Q што за времето на кочењето t ќе се пренесе, ќе биде еднаква на:

$$Q = \int_0^t Idt = \int_0^t -\frac{m}{e'R} \frac{dv}{dt} l \cdot dt = -\int_{v_0}^0 \frac{ml}{e'R} dv = \frac{mlv_0}{e'R} \quad (7.4)$$

Овде долната граница на интегралот по брзината е v_0 (почетната линиска брзина на спроводникот), а долната граница е 0 (закочен калем), l е неговата должина, а R е неговиот отпор. Преку мерење на полнежот Q може да се определи вредноста на e'/m - специфичниот електричен полнеж на носителот. Се покажало дека тој е еднаков за сите метали и дека неговата вредност одговара на таа на електронот. Преку познавање на елементарниот полнеж e потоа можела да се определи и масата на електронот.

Пример задачи

1. Ако се земе дека во Толман-Стјуартовиот експеримент должината на жицата изнесувала 500 m, линиската брзина 300 m/s, тогаш познавајќи го специфичниот електричен полнеж на електронот e/m да се определи падот на напонот што се создава при кочењето. Да се земе дека кочењето станувало за една секунда.

Решение:

Ако ја имаме предвид релацијата (7.3) како и Омовиот закон, се добива:

$$V = IR = -\frac{m}{e} \frac{dv}{dt} l = -\frac{9.1 \cdot 10^{-31}}{1.6 \cdot 10^{-19}} \frac{300 - 0}{1} \cdot 500 \approx 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ V} = 0.6 \text{ } \mu\text{V}$$

2. Ако ги знаеме податоците од претходната задача, тогаш која физичка величина, исто така треба да ја познаваме за да се определи полнежот на носителите со помош на Толман Стјуардовиот опит?
(Одговорот следува од релацијата (7.4) , тоа е отпорот на жицата R)

7.2. ЕЛЕМЕНТАРНА КЛАСИЧНА ТОРИЈА НА МЕТАЛИ

Тргувајќи од претставата за слободните електрони во 1900 година Друде (P. K. G. Drude, 1863-1906) ја создал класичната теорија за спроводливоста на металите. Оваа теорија, со користење на Максвел-Болцмановата статистика била усовршена од холандскиот физичар Лоренц (N. A. Lorentz, 1853-1928).

Друде-Лоренцова теорија претпоставува дека слободните електрони во металот се однесуваат како и атомите на идеалниот гас. Според оваа теорија, електроните во внатрешноста на металот имаат третман на т.н. “електронски гас”. Слично како молекулите или атомите кај идеалниот гас, движењето на електроните во металот се смета за хаотично,

поточно брауновско, бидејќи и тие трпат судири. За разлика од молекулите на гасот, кои се судираат меѓусебно, овде електроните се судираат само со јоните, градители на кристалната решетка.

Пример 1.

Определете ја средната брзина на топлинското движење на електроните, користејќи ја релацијата од молекуларно-кинетичката теорија и истата споредете ја со средната брзина на насоченото движење на електроните во случај на максимално можната густина на струја од 10^7 A/m^2 .

Решение:

Според молекуларно-кинетичката теорија за средната брзина на топлинското движење на електроните, при собна температура $T=300 \text{ K}$ се добива:

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{\pi \cdot 9.1 \cdot 10^{-31}}} = 1.08 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \text{ при што со } k$$

беше означена Болцмановата константа.

При вклучување на електричното поле на хаотичното топлинско движење со средна брзина $\langle u \rangle$ се надоврзува и насоченото движење на електроните (дрифтова струја) со средна брзина $\langle v \rangle$. Според (5.1) за средната брзина на насоченото движење се добива:

$$\langle v \rangle = \frac{j}{ne} = \frac{10^7}{10^{29} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \approx 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Гледаме дека дури и при максимално возможни струи, средната брзина на насоченото движење на молекулите е околу 10^8 пати помала од средната брзина на топлинското движење, па во ваквите услови таа може да се занемари. (Напомнуваме дека ова важи само за не многу силни полиња). Затоа, при пресметнување на модулот на резултантната брзина $|\vec{u} + \vec{v}|$, може да се земе само модулот на топлинското движење.

Да ја определиме промената на кинетичката енергија со вклучување на полето.

Квадратот на средната вредност на резултантната брзина е:

$$\langle (\vec{u} + \vec{v})^2 \rangle = \langle \vec{u}^2 + 2\vec{u}\vec{v} + \vec{v}^2 \rangle = \langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + 2\langle \vec{u}\vec{v} \rangle \quad (7.5)$$

Бидејќи се $\langle \vec{u} \rangle$ и $\langle \vec{v} \rangle$ статистички независни величини за нив ќе важи дека:

$$\langle \vec{u}\vec{v} \rangle = \langle \vec{u} \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle \quad (7.6)$$

а, со оглед на хаотичноста на топлинското движење $\langle \vec{u} \rangle = 0$, тогаш последниот член во равенката (7.5) е исто така еднаков на нула, па следува:

$$\langle (\vec{u} + \vec{v})^2 \rangle = \langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle \quad (7.7)$$

Средната кинетичка енергија на електроните зависи од квадратот на средната брзина, па значи при внесување на полето, со насоченото движење на електроните се зголемува и нивната кинетичка енергија E_k и тоа средно за:

$$\langle \Delta E_k \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2}. \quad (7.8)$$

7.3. ИЗВЕДУВАЊЕ НА НЕКОИ ЗАКОНИ ЗА ЕЛЕКТРИЧНА СТРУЈА ПРЕКУ КЛАСИЧНАТА ТЕОРИЈА НА МЕТАЛИТЕ

Со користење на претставата на класичниот “електронски гас”, како и претставата за насоченото движење на електроните, ако тој се најде во електрично поле, може да бидат изведени, или објаснети некои од основните закони за електричната струја. Тоа ќе биде дадено во ова поглавје.

7.3.1. Омов закон

Ако претпоставиме дека во метален спроводник постои постојано електрично поле со големина E , на електронот под влијание на тоа поле дејствува сила $F = Ee$, така што тој добива забрзување со големина a , дадено со:

$$a = \frac{eE}{m} \quad (7.9)$$

Во моделот што го претпоставувале Друде и Лоренц, ова забрзување електронот го добива само во тек на времето помеѓу два судира. Така, за време помеѓу два судира електронот ќе добие максимална брзина еднаква на :

$$v_{\max} = a \langle t \rangle = \frac{eE}{m} \langle t \rangle \quad (7.10)$$

каде што $\langle t \rangle$ е средното време помеѓу два судира.

Во овој модел исто се претпоставува дека при судир на електронот со атомот, тој целата своја енергија ја предава на него, така што неговата крајна брзина на насочено движење е еднаква на нула. Според тоа бидејќи електронот се движел рамномерно забрзано, неговата средна брзина $\langle v \rangle$ е :

$$\langle v \rangle = \frac{v_{\max} + 0}{2} = \frac{eE}{2m} \langle t \rangle \quad (7.11)$$

Според оваа теорија не се води сметка за распределбата на електроните според брзините, затоа $\langle t \rangle$ може да се добие како однос меѓу средниот слободен пат $\langle \lambda \rangle$ -средниот пат меѓу два судира, и средната брзина на електронот $\langle u \rangle + \langle v \rangle$. Но, во примерот 1 од ова поглавје, покажавме дека $\langle u \rangle \gg \langle v \rangle$, па, имајќи го ова предвид, за средното време меѓу два судира се добива:

$$\langle t \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle u \rangle} \quad (7.12)$$

Ако ова се внесе во (7.11), за средната брзина на насоченото движење на електроните под дејство на електрично поле, всушност за дрефтовата брзина на електроните се добива:

$$\langle v \rangle = \frac{eE \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} \quad (7.13)$$

За густината на струјата (според 5.1) се добива:

$$j = ne \langle v \rangle = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} E \quad (7.14)$$

Резултатот што го добивме може да биде запишан и во векторска форма:

$$\vec{j} = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} \vec{E} \quad (7.15)$$

Од релацијава се гледа дека густината на струјата е пропорционална со јачината на електричното поле. Ако се потсетиме на Омовиот закон во диференцијална форма, којшто беше обработен понапред, т.е. во поглавјето 5.3.2, од релацијата $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (види 7.15) се гледа дека константата на пропорционалност е специфична електрична спроводливост σ дадена со:

$$\sigma = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} \quad (7.16)$$

Од релацијата може да се види дека специфичната електрична спроводливост е пропорционална со концентрацијата на електроните. Таа, исто така, зависи правопрпорционално и од средниот слободен пат на електроните, што е исто така разбирливо, бидејќи, колку е тој пат поголем има помалку судрувања на електроните со атомите од кристалната решетка, на што соодветствува поголема спроводливост. Величините среден слободен пат $\langle \lambda \rangle$ и $\langle u \rangle$ зависат од температурата, па следува дека и спроводливоста зависи од температурата. Инаку,

електроспроводливоста кај металите се намалува со зголемување на температурата. Имено, со зголемување на температурата, поради поголемата $\langle u \rangle$ доаѓа до почести судири на електроните со јазлите на кристалната решетка. Поради тоа, енергијата на насоченото движење се претвора во внатрешна енергија на кристалот, што доведува до зголемување на внатрешниот отпор на средината.

Пример задача

Знаејќи дека специфичната спроводливост на алуминиумот на собна температура е $3,54 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, да се најде: а) Средното време помеѓу два судира на електронот со јоните од кристалната решетка б) Средниот слободен пат на електроните.

Претпоставете дека средната концентрација на електроните е $n=10^{29} \text{ m}^{-3}$, а за $\langle u \rangle$ да се земе вредноста пресметана во примерот од претходното поглавје.

Решение:

$$\text{а) } \sigma = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} \Rightarrow \langle \lambda \rangle = \frac{2m \sigma \langle u \rangle}{ne^2}, \text{ а бидејќи според (7.12) :}$$

$$\langle t \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle u \rangle} = \frac{2m \sigma}{ne^2} = \frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3,54 \cdot 10^7}{10^{29} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2} = 4,03 \cdot 10^{-14} \text{ s.}$$

б) Средниот слободен пат е тогаш:

$$\langle \lambda \rangle = \langle u \rangle \cdot \langle t \rangle = 1,08 \cdot 10^5 \cdot 4,03 \cdot 10^{-14} = 4,33 \cdot 10^{-9} \text{ m.}$$

7.3.2. Цул-Ленцов закон

И Цул-Ленцовиот закон може да се добие според Друде-Лоренцова теорија.

Кон крајот на својот среден слободен пат електронот, поради дејството на полето добива дополнителна кинетичка енергија ΔE_k :

$$\langle \Delta E_k \rangle = \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (7.17)$$

Имајќи ги предвид релациите (7.10) и (7.12) се добива:

$$\langle \Delta E_k \rangle = \frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{e \langle \lambda \rangle E}{m \langle u \rangle} \right)^2 = \frac{e^2 \langle \lambda \rangle E^2}{2m \langle u \rangle} \quad (7.18)$$

При судир на електронот со јон (јазол) од кристалната решетка, таа енергија се предава на решетката и оди за зголемување на внатрешната енергија на металот, т.е. на негово загревање.

Ако во единица време средниот број на судири $\langle z \rangle$ е :

$$\langle z \rangle = \frac{\langle u \rangle}{\langle \lambda \rangle}, \quad (7.19)$$

и ако е n концентрација на електроните, тогаш во единица време во единица волумен доаѓа до $n \langle z \rangle$ судири, а на решетката ѝ се предава енергија, во вид на топлина

$$W_{V=1, t=1} = n \langle z \rangle \langle \Delta E_k \rangle \quad (7.20)$$

Ако во последнава релација се внесат (7.19) и (7.18) се добива:

$$W_{V=1, t=1} = n \langle z \rangle \cdot \langle \Delta E_k \rangle = n \frac{\langle u \rangle}{\langle \lambda \rangle} \frac{e^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle} E^2 \quad (7.21)$$

Величината $W_{V=1, t=1}$ е енергија предадена на решетката во единица волумен за единица време, таа величина претставува **специфична топлинска моќност**.

Изразот (7.21) директно го одразува Џул-Ленцовиот закон. Според него, за време dt , од спроводник со должина dl , чиј отпор е $R = \rho \frac{dl}{dA}$ (dA е средниот пресек на инфинитезимално малиот цилиндар), ќе се одделува количество топлина:

$$dW_T = I^2 R dt = (jdA)^2 \rho \frac{dl}{dA} dt = \rho j^2 dA dl = \rho j^2 d\tau dt$$

каде што $d\tau$ е елемент на волуменот. Ако не интересира одделеното количество топлина од единица волумен во единица време, ќе се добие:

$$W_{V=1, t=1} = \frac{dW_T}{dt \cdot d\tau} = \rho j^2 \quad (7.22)$$

Бидејќи е $\rho = 1/\sigma$, а според Омовиот закон во диференцијална форма $j = \sigma E$, за специфична топлинска моќност се добива:

$$W_{V=1, t=1} = \rho j^2 = \sigma E^2 \quad (7.23)$$

Ако оваа релација ја споредиме со (7.21) се гледа дека за σ се добива истата величина, добиена со равенката (7.16). Изразот (7.23) се вика Џул-Ленцов закон во диференцијална форма, кој е погоден за користење при било каков спроводник и тоа и за постојана и за наизменична струја.

Пример задача

Да се определи специфичната топлинска моќност на бакарна жица низ која тече струја со густина 1 A/mm^2 . Бакарот има специфичен електричен отпор $\rho = 1.72 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$.

Решение:

$$W_{V=1, f=1} = \rho j^2 = 1,72 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{1}{10^{-6}} \right)^2 = 1,72 \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \cdot \text{s}}.$$

7.3.3. Видеман-Францов закон

Металите се супстанции кои имаат, како голема електропроводливост така и голема топлоспроводливост. Тоа се објаснува со фактот што носителите на струјата и топлината кај металите се истите честички - електроните. Слободните електрони при поместување во металот, пренесуваат не само полнеж, туку и во нив присутната енергија на хаотичното топлинско движење, т.е. пренесуваат количество топлина.

Видеман и Франц (Gustav Heinrich Wiedemann, 1826 - 1899, Rudolf Franz, 1826-1902) во 1853 година експериментално востановиле закон, според кој при константна температура, односот помеѓу специфичната топлоспроводливост (κ) и електропроводливоста (σ) е константен и неговата големина линеарно расте со апсолутната температура T :

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \beta T \quad (7.24)$$

β е Лоренц-ова константа, која не зависи од природата на материјалот.

Според елементарната класична теорија на металите е определена оваа константа и е дадена со:

$$\beta = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (7.25)$$

каде што k е Болцманова константа, а e елементарен електричен полнеж. Овој резултат доволно добро се согласува со експерименталните резултати. Но, се покажало подоцна, согласувањето меѓу теоријата и експериментот овде била случајна.

Лоренц, водејќи сметка за распределбата на електроните по брзини ја применил Максвел-Болцмановата статистика за “електронскиот гас” и за константа β ја добил следнава релација:

$$\beta = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (7.26)$$

што е битно нов резултат.

Од сето погоре можеше да се види дека Друде-Лоренцовата класична теорија за металите доволно добро го објаснува Омовиот закон како и Џул-Ленцовиот закон. Таа дава квалитативно објаснение и за Видеман-Францов закон. Меѓутоа, покрај, веќе наведеното противречје во Видеман-Францовиот закон, оваа теорија наишла и на други тешкотии и пројавувала сериозни недостатоци.

7.3.4. Недостатоци на класичната теорија на металите

Некои експериментални факти не можат да бидат објаснети со Друде-Лоренцовата класична теорија. Еве некои од нив:

1. Температурна зависност на отпорот. Од релацијата (7.16) за специфичната електропроводливост се добива релацијата $\sigma = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle u \rangle}$

се гледа дека специфичниот електричен отпор $\rho = 1/\sigma$, поради тоа што во оваа релација n и $\langle \lambda \rangle$ не зависат од температурата, треба да расте со $\langle u \rangle$, која расте со квадратниот корен од апсолутната температура ($\sqrt{T}$). Опитите покажуваат дека специфичниот електричен отпор кај металите е пропорционален со апсолутната температура ($\rho \sim T$), а не со нејзиниот квадратен корен.

2. Оценка за средната должина на слободниот пат на електроните. За да се добијат вредности на ρ , кои би се совпаѓале со експерименталните мерења, во релацијата (7.16) за $\langle \lambda \rangle$ би требало да се земат вредности кои се значително поголеми од реалните, добиени со опити. Тоа значи дека треба да се претпостави дека електронот поминува без судири со јоните на кристалната решетка неколку десетици па и стотици меѓујазолни растојанија. Ваквата претпоставка не се согласува со Друде-Лоренцовата теорија за природата на отпорот.

3. Специфичен топлински капацитет кај металите. Врз база на Друде-Лоренцовата теорија, специфичниот топлински капацитет на металот се состои од специфичниот топлински капацитет на електронскиот гас, но и од специфичниот топлински капацитет на кристалната решетка.

Затоа, моларната вредност на специфичниот топлински капацитет на металот треба да е значително поголема од моларниот специфичен топлински капацитет на диелектрикот, кај кои нема слободни електрони.

Согласно законот на Дилонг-Пти (Pierre-Louis Dulong, 1785-1838 и Alexis-Thérèse Petit, 1791-1820) кој бил формулиран уште во 1819 година, моларниот специфичен топлински капацитет на металите (C_v или C_p) чии молекули имаат еден атом изнесува:

$$C_v = C_p = 3R \quad (7.27)$$

каде што R е универзална гасна константа ($R=8,31 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$).

Имајќи предвид дека хаотичното движење на електроните се карактеризира со 3 степени на слобода, според молекуларно-

кинетичката теорија за моларен специфичен топлински капацитет за електронскиот гас се добива $\frac{3}{2} R$, т.е

$$C_V^e = \frac{3}{2} R \quad (7.28)$$

Според кажаното, за моларен специфичен топлински капацитет на едноатомарен метал би требало да се добие:

$$C = C_V + C_V^e = 3R + \frac{3}{2} R \approx 4.5R \quad (7.29)$$

Меѓутоа, опитите покажуваат дека оваа вредност изнесува приближно $3R$, што одлично се совпаѓа со Дилонг-Пти-овото правило. Оттука следува дека електронскиот гас практично воопшто не придонесува во вредноста на моларниот специфичен топлински капацитет, што никако не се вклопува во моделот на Друде-Лоренцовата теорија.

Разидувањата меѓу теорија и експериментот се евидентни. Тоа укажува дека движењето на електроните во металите не се потчинува на законите на класичната физика, туку на законите на квантната механика. Поведението на електроните на спроводноста не треба да се опишуваат со статистика на Максвел и Болцман, туку за нив важат законите на квантната статистика.

Класичната електронска теорија на металите го третира електронот како честичка која се покорува на законите на класичната механика. Според оваа теорија електронот има Максвелова распределба на брзините. Во квантната механика се покажува, дека не е погрешна претставата за постоење на слободните електрони, туку примената на класичната статистика врз нив.

Во молекуларно-кинетичката теорија на идеален гас се претпоставува дека врз молекулите на гасот не дејствуваат никакви сили, освен силите што се последица на нивните меѓусебни судири. Тоа тврдење не може да се смета за точно за електроните во кристалот. Иако електронот е слободен да се движи во кристалот на металот, на него при поминувањето покрај јазлите на кристалната решетка, дејствуваат електростатските сили на позитивните јони поставени во јазлите. Сите електрони се наоѓаат во полето на јоните и не можат лесно да го напуштат металот. Ако се земе дека потенцијалот надвор од металот е еднаков на нула, тогаш во внатрешноста на металот, електроните, врзани со полињата на јоните, имаат негативна енергија.

Врзаните електрони во атомот можат да се наоѓаат само во определени дискретни енергетски нивоа, кои се определени за секој вид атом. Аналогно, ако електроните се врзани во тврдото тело, и тие имаат дискретни вредности на енергија, различни за различни супстанции. Сопред тоа, додека молекулите на гасот може да имаат било каква

енергија (имаат континуиран спектар на енергии), енергијата на електроните во тврдото тело е дискретна, квантувана. Затоа, за овие електрони важат законите за квантната, а не на класичната физика. Електронска теорија која води сметка за сите овие особености се вика **квантна теорија на тврдо тело**. Таа многу подобро ги објаснува својствата на тврдите тела од класичната Друде-Лоренцова. Со помош на таа теорија се објаснува и појавата суперспроводливоста на метали, која класичната теорија воопшто не може да ја објасни.

Меѓутоа, би било погрешно да се тврди дека класичната теорија нема никакво значење. Оваа теорија овозможува, во многу случаи да се дојде брзо до правилен и квалитативно точен резултат и тоа во многу нагледна форма. Се покажува дека разидувањата меѓу овие две теории е толку помала колку е концентрацијата на електроните помала и колку е повисока температурата. Во металите, кај кои концентрацијата на електроните е голема, тие разлики се суштински. Во редица други случаи каде е концентрацијата на електроните е мала (електронски појави во гасовите, голем број појави кај полупроводниците), класичната теорија е применлива и добро ги опишува појавите, не само квалитативно, туку често и квантитативно.

Во овој курс ние ќе се користиме само со класичната теорија за објаснување на појавите, при што ќе нагласуваме каде таа не се поклопува со експериментот па е нужна нејзина поправка.

7.4. ИЗЛЕЗНА РАБОТА НА ЕЛЕКТРОНИТЕ. КОНТАКЕН ПОТЕНЦИЈАЛ

7.4.1. Излезна работа на електронот на металот

Експериментите покажале дека слободните електрони при обични температури, практично не го напуштаат металот. Причината за ваквата задршка на електроните лежи во површинскиот слој на металот во којшто постои задржувачко електрично поле, што се спротиставува на излегувањето на електроните надвор од неговата површина.

Работата што треба да се изврши за да електронот од едно тврдо тело ја напушти неговата површина и излезе во вакуум се вика **излезна работа на електрон**. Ќе укажеме на две веројатни причини за појавата на излезната работа кај металите.

1. Ако електронот по каква и да било причина се оддалечи од металот, тогаш на местото кое електронот го напуштил, ќе се јави вишок на позитивен полнеж што ќе го привлекува електронот.
2. Напуштајќи го металот, поради топлинското движење електроните можат да се оддалечуваат од металот на растојанија кои се од редот на големина на меѓуатомските растојанија и притоа, над површината на металот создаваат “електронски облак”, чијашто

густина брзо опаѓа со растојанието. Овој облак заедно со слојот на позитивните јони на кристалната решетка во близината на површината на металот, образуваат *двоен електричен слој*. Тој двослој, дејствува како плочест кондензатор којшто создава електрично поле со насока кон надвор. Инаку, дебелината на овој двослој изнесува неколку меѓуатомарни растојанија (10^{-10} - 10^{-9} m). Тој двослој не создава поле во надворешниот простор, меѓутоа тој се спротивставува на излегувањето на електроните надвор од површината на металот. На тој начин, за да ја напушти површината на металот, електронот треба да ги совлада силите на електричното поле на двослојот.

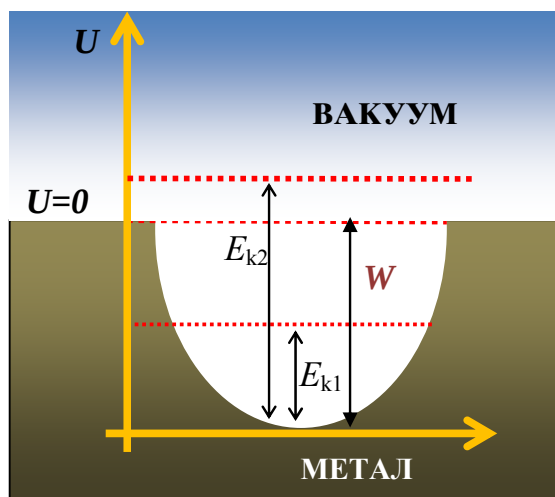
Разликата на потенцијалот во тој двослој $\Delta\phi$ се нарекува *површински скок на потенцијалот*, а исто така како и излезната работа W е карактеристична величина за даден метал. За да може електронот да ја напушти металната површина, тој треба да го совлада површинскиот скок на потенцијалот ($\Delta\phi$). За тоа цел е потребно однадвор да се изврши работа еднаква на излезната работа (W) на електронот за дадениот метал, т.е:

$$\Delta\phi = \frac{W}{e} \quad (7.31)$$

каде што e е полнежот на електронот. Бидејќи надвор од двослојот (плочестиот кондензатор) електричното поле е еднакво на нула, тогаш и потенцијалот на средината над металот е еднаков на нула, додека во внатрешноста на металот тој е $\Delta\phi$. Значи, потенцијалната енергија на електронот U во внатрешноста на металот изнесува:

$$U = -e\Delta\phi \quad (7.32)$$

и таа во однос на вакуумот е негативна. Може да се смета дека целиот волумен на металот за спроводните електрони претставува една потенцијална јама, чијашто длабочина е еднаква на излезната работа W . Приказот на промената на потенцијалната енергија на електронот во близина на површината на металот е илустрирана на сликата 7.2. На вертикалната оска е претставена потенцијалната енергија на електронот, U т. е. производот од потенцијалната разлика и неговиот полнеж ($e\phi$), при



Сл.7.2

што, за потенцијалот надвор од металот се зема дека е еднаков на нула. Според тоа, и енергијата на електронот надвор од металот е еднаква на нула.

Во кристалната решетка на металот постои периодичен распоред на полнежи во вид на позитивни јони и со нив придружен облак на негативен полнеж, па така потенцијалната енергија периодично се менува во просторот. Потенцијалната енергија во решетката има најмали вредности на местата на позитивните јони (кристалните јазли), а најголема на местата помеѓу нив. Ваквата потенцијалната јама (сл. 7.2) со ваквото дно е дадена само како приближна слика за формирање на претстава за потенцијалот во металот.

Ако претпоставиме дека електронот од внатрешноста на металот има кинетичка енергија E_{k1} која е помала од излезната работа W , тој нема да може да ја напушти површината на металот но, ако кинетичката енергија му е поголема од излезната работа, на пример E_{k2} , т.е. повисока од длабочината на потенцијалната бариера, тој ќе може да го напушти металот (неговото нулто ниво) и стане слободен електрон во просторот над металот (вакуумот)

Значи, услов за напуштањето на електронот е:

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W \quad (7.33)$$

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq e\varphi$$

каде што m е масата на електронот, а v неговата брзина.

Излезната работа на металот се мери во единицата **електронволт**. Еден електронволт е работа што ја вршат силите на полето за пренос на еден елементарен електричен полнеж од една во друга точка на полето, ако потенцијалната разлика меѓу тие две точки изнесува еден волт:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot \text{V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Излезната работа на електронот кај еден метал зависи од хемиската природа на металот а во голема мерка и од составот на неговата површина. Таа е од редот на големина на неколку електронволти. На пример, калиумот има излезна работа $W_K = 2,2 \text{ eV}$, а платината $W_{Pt} = 6,3 \text{ eV}$.

Со соодветна хемиска промена на површината на металот може значително да се намали излезната работа. На пример, ако на површината на волфрамот ($W_W = 4,5 \text{ eV}$) се нанесе слој од оксид на земноалкален метал (Ca, Sr, Ba) излезната работа може да му се намали до $2,2 \text{ eV}$. Сепак, излезната работа на електроните кај сите метали е од ред на големина на електронволти.

Производот kT - (k Болцманова константа, а T апсолутна температура) ја определува средната кинетичка енергија на топлинското движење. При собни температури тој изнесува:

$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \approx 4,15 \cdot 10^{-21} \text{ J} = \frac{4,15 \cdot 10^{-21} \text{ J}}{1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}}} = 0,026 \text{ eV}$$

Ако го споредиме овој износ со големината на излезната работа, ќе заклучиме дека *средната кинетичка енергија на топлинското движење на електроните е значително помала од излезната работа*. Затоа, на собна температура, повеќето електрони се наоѓаат во внатрешноста на металот.

На електроните може на различни начини да им се соопшти дополнителна енергија. Тогаш, дел од нив може да ја напушти површината на металот, па дошло до **електронска емисија**.

Ако електроните ја добиваат енергијата со зголемување на вкупната внатрешна енергија на металот, односно со негово загревање, станува збор за **термоелектронска емисија**. Овој вид емисија е искористен кај електронските уреди и вие во курсот електроника пошироко ќе слушате за широка примена на оваа појава.

Ако електроните ја напуштаат металната површина под дејство на осветлување на површината на металот, тогаш станува збор за **фотоемисија**. И со овој тип на електронска емисија ќе се запознаете во некој од подоцнежните курсеви.

Електроните можно е да ја добијат неопходната енергија со бомбардирање однадвор со помош на други забрзани честички, најчесто (електрони, јони), таквата емисија често се вика **ладна** или **секундарна емисија** на електрони. Со овој тип емисија ние ќе се запознаеме подоцна во овој курс.

7.4.2. Контактен потенцијал

Ако два различни по својата природа метала се најдат во тесен допир (контакт), тогаш меѓу нив се јавува разлика на потенцијалот, која се вика **контактна разлика на потенцијалот**. Италијанскиот физичар Алесандро Волта во 1797 година востановил дека ако металите се доведат во контакт по подолу дадениот ред, тогаш секој претходен при контакт со кој и да било што следува се електризира позитивно:

+ Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd –

Овој ред на елементи се вика **Волтин ред**. Контактната разлика на потенцијалот за различните метали има различни вредности и е од ред на големина на десети делови од волт до големина на волти.

Волта експериментално го востановил и следново:

1. Контактната разлика на потенцијалот зависи само од хемискиот состав на металите што се во тесен допир (допир при кој што атомите на различните метали се наоѓаат на меѓурастојанија од редот на големина на меѓурастојанијата во кристалните решетки на металите) и од температурата на контактот.

2. Контактната потенцијална разлика на повеќе последователни различни спроводници, што се наоѓаат на исти температури, не зависи од составот на спроводниците што се наоѓаат помеѓу крајните два спроводника, а е еднаква на контактната потенцијална разлика што би се создала кога крајните два спроводника (првиот и последниот) би се нашле во тесен допир.

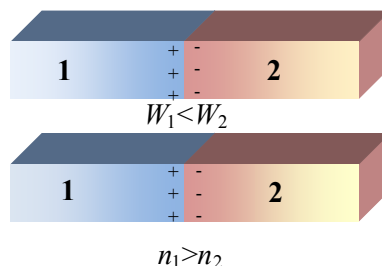
Овие експериментално добиени заклучоци може да бидат објаснети преку класичната електронска теорија на метали. Инаку, класичната теорија дава дека контактната потенцијална разлика што се јавува на контактот помеѓу два метала во тесен контакт се должи на две причини:

(а) разликата во излезните работи и на електроните за секој од металите (W_1 и W_2) и

(б) разликата во концентрациите на електроните (n_1 и n_2)

Сега да претоставиме дека два различни метала 1 и 2, со еднакви концентрации на електроните ($n_1 = n_2$), се доведени во тесен допир (види сл. 7.3 горе). Притоа, нивните излезни работи се W_1 и W_2 , се различни така што $W_2 > W_1$.

Електроните во внатрешноста на металите се во постојано топлинско движење. Тие во близината на контактот (интерфејсот) полесно го напуштаат оној метал којшто има помала излезна работа, па затоа нив ќе ги има повеќе во металот 2, со што на допирната површина се создава потенцијална разлика. На тој начин, металот 1 се електризира позитивно, а 2 негативно. На тој начин, секој од металите ќе се најде на различен потенцијал. Преминувањето на електроните од металот 1 кон 2 ќе продолжи сè додека полето што се создава од контактот не стане доволно големо, за да се спротистави на натамошното поминување на електроните. Во тој момент, работата за преместувањето на електронот за сметка на разликата меѓу излезните работи ќе се изедначи со енергијата на потенцијалниот скок $e(\varphi_1 - \varphi_2)$ што се создал помеѓу металите:



Сл. 7.3

$$e(\phi_1' - \phi_2') = W_2 - W_1 \Rightarrow \phi_1' - \phi_2' = -\frac{W_1 - W_2}{e} \quad (7.34)$$

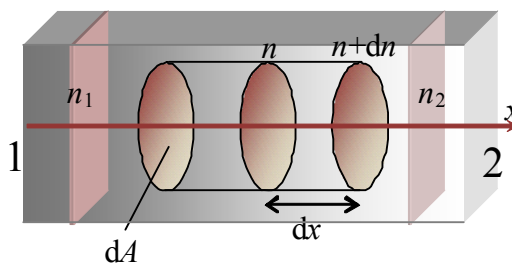
Сега да претпоставиме дека излезните работи на двата метала се еднакви, а металите се разликуваат во концентрацијата на слободните електрони. Да земеме дека концентрацијата на електроните во првиот метал е поголема од онаа во вториот ($n_1 > n_2$). Бидејќи електроните ги сметаме како гас, тогаш неминовно ќе дојде до дифузија на електроните од местото со поголема кон местото со помала концентрација. Како резултат на тоа, металот 1 ќе се наелектризира позитивно, а металот 2 негативно (слика 7.3 долу). Значи, по некое време меѓу металите се создала контактна потенцијална разлика чија што големина се должи на разликата во концентрациите на електроните, која ќе ја бележиме со $\phi_1'' - \phi_2''$. Согласно теориските пресметки, оваа потенцијална разлика е еднаква на:

$$\phi_1'' - \phi_2'' = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (7.35)$$

По правило $\phi_1'' - \phi_2'' \ll \phi_1' - \phi_2'$. Контактната потенцијална разлика $\phi_1' - \phi_2'$ е од редот на големината на волти, а $\phi_1'' - \phi_2''$ е со ред на големина десетинки од волти.

Изведувањето на релацијата (7.35) ќе го направиме со примена на класичната електронска теорија. Ваквиот принцип е допустлив бидејќи, енергетските нивоа на слободните електрони во металот се распоредени близу еден до друг и не се целосно пополнети. Ова ќе биде предмет на изучување во другите курсеви.

Претпоставуваме дека границата меѓу концентрацијата на електроните не е остра, туку постои некој градиент на концентрацијата меѓу металите 1 и 2. Мисловно да издвоиме на оваа граница еден цилиндар со површина на базисот dA , а во неговата внатрешност, еден слој да биде со концентрација на електроните n . На растојание dx од овој слој концентрацијата на електроните нека изнесува $n+dn$ (Сл. 7.4).



Сл. 7.4

Разликата на притисокот на електронскиот гас меѓу местото определено со x и $x+dx$ (имајќи ја предвид релацијата за притисок кај гасовите $p=nkT$) ќе биде:

$$dp = kTdn \quad (7.36)$$

Како резултат на тој притисок, електроните ќе се движат во насока на позитивната x -оска. Притоа се создава такво електрично поле коешто во услови на динамичка рамнотежа ќе се спротистави на натамошното движење на електроните. Волуменот на затворениот цилиндар ќе биде $dV = dA dx$, при што бројот на електроните затворени во него ќе биде

$$n \cdot dA dx$$

Силата со која полето им дејствува на електроните во цилиндарот ќе биде:

$$d\vec{F} = \vec{E} \cdot ne \cdot dA dx.$$

Со замена на $E = d\varphi/dx$ се добива, за модулот на силата се добива

$$|dF| = ne \cdot \frac{d\varphi}{dx} dA dx = ne \cdot d\varphi dA. \quad (7.37)$$

Во услови на динамичка рамнотежа, силата што го предизвикува дифузиониот притисок, дадена со

$$dF = dp dA = kT dn dA \quad (7.38)$$

ќе се изедначи со силата на полето, т.е.

$$kT dn \cdot dA = ne \cdot d\varphi \cdot dA.$$

Оттука, за диференцијалот на константната потенцијална разлика се добива:

$$d\varphi = \frac{kT}{e} \frac{dn}{n} \quad (7.39)$$

Ако ја интегрираме оваа релација, ќе се добие:

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \frac{kT}{e} \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{n} \text{ следува } \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}.$$

Ако се помножи со минус единица, се добива константната потенцијална разлика што се должи на разликата во концентрациите на електроните помеѓу двата метала доведени во близок контакт:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}.$$

што е израз ист со оној што беше даден со (7.35).

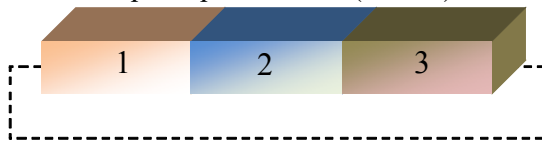
Двете причини за појавата на потенцијалната разлика на контактот (како разлика во излезните работи на металите, така и разликата во концентрациите на електроните) можат да дејствуваат како во една, така и во друга насока. Во таа смисла може да се случи потенцијалната разлика добиена поради разликата во излезните работи да има спротивен знак од потенцијалната разлика добиена поради дифузијата на електроните.

Конечно, контактната потенцијална разлика во најопшт случај е обусловена од две причини, па согласно (7.34) и (7.35) таа е еднаква на:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{W_1 - W_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (7.40)$$

Оваа равенка е во согласност со првиот заклучок на Волта, кој често се вика и прв закон на Волта. Равенката покажува дека контактната потенцијална разлика зависи само од температурата и хемискиот состав на материјалите што се допираат (нивните излезни работи и концентрацијата на електроните).

За објаснение на вториот Волтин заклучок (понекогаш нарекуван втор Волтин закон) да разгледаме што станува кога во контакт ќе се доведат три спроводници (сл. 7.5)



Сл. 7.5

Со примена на Второто Кирхофово правило, за разликата на потенцијалите помеѓу краевите на отвореното коло се добива:

$$\mathcal{E} = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) = (\varphi_1 - \varphi_3)$$

Со примена на (7.40) се добива:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = -\frac{W_1 - W_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_3}. \quad (7.41)$$

Се гледа дека $\varphi_1 - \varphi_3$ не зависи од спроводникот 2.

Ако од металите на сликата 7.5 се направи затворено електрично коло (види испрекината линија на сликата), тогаш добиената електромоторна сила $\mathcal{E}$ ќе биде еднаква на алгебарската сума на сите контактни потенцијални разлики:

$$\mathcal{E} = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_1) = 0 \quad (7.42)$$

Оттука произлегува дека во случај на затворени електрични кола од повеќе метали, кога контактите им се на исти температури, не се создава електромоторна сила како резултат на контактните потенцијални разлики.

7.5. Термоелектрични појави и нивна примена

Согласно вториот Волтин закон, во затворено струјно коло што се состои од повеќе спроводници, ако тие се сите на иста температура, ЕМС нема да се појави.

Меѓутоа, ако температурата на контактите на металите не е иста, тогаш во струјното коло протекува струја која е последица на создадената термоелектромоторна сила. Појавата на термоелектромоторната сила (Зебеков ефект), заедно со појавите поврзаните со него ефекти: Пелтиев и Томсонов, се нарекуваат **термоелектрични појави**.

7.5.1. Зебеков ефект

Во 1821 година германскиот физичар Т. Зебек (Т. Seebeck, 1770-1831), покажал дека ако контактите на два различни метала (Сл.7.6) се држат на различни температури, низ колото ќе потече струја. Така, на пример (сл.7.6) ако контактот А е на температура T_1 , а контактот В на температура T_2 , при што $T_1 > T_2$, како резултат на разликите во контактните потенцијали се јавува ЕМС ($\mathcal{E}$) која се нарекува **термоелектромоторна сила (ТЕМС)**. ТЕМС е еднаква на збирот на потенцијалните разлики на контактите:

$$\text{ТЕМС} = (\varphi_1 - \varphi_2)_A + (\varphi_2 - \varphi_1)_B \quad (7.43)$$

или

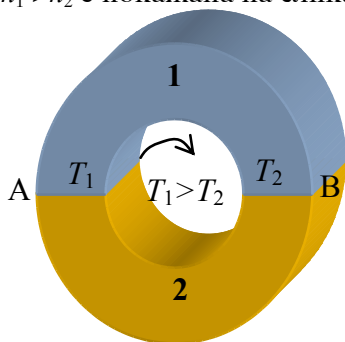
$$\mathcal{E} = -\frac{W_1 - W_2}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \left[-\frac{W_2 - W_1}{e} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \right].$$

Ако се уреди, ќе се добие

$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} \right) (T_1 - T_2) = K(T_1 - T_2) \quad (7.44)$$

при што $K = \frac{k}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} \right)$ е физичка величина која се вика **константа на**

термоелектромоторна сила. Насоката на ТЕМС, во случај кога е $T_1 > T_2$ и $n_1 > n_2$ е покажана на сликата 7.6.



Сл. 7.6

Промената во температурната разлика може да доведе и до промена на знакот на ТЕМС. ТЕМС е мала по големина. На пример, термоелектромоторната сила за парот метали бакар-константан, при температурна разлика на контактите од 100 К изнесува само 4,25 mV.

Зебековиот ефект е во согласност со II принцип на термодинамиката. Кај оваа појава дел од внатрешната енергија на топлинското движење се претвора во електрична енергија, што е овозможено

со тоа што контактите се загреваат на две различни температури. За да тече постојана струја во испитуваното струјно коло, неопходно е да се одржува постојана разлика помеѓу температурите на двата контакта. Тоа може да се оствари ако кон позагреаниот контакт постојано се додава, а од постудениот контакт постојано се одзема извесно количество топлина.

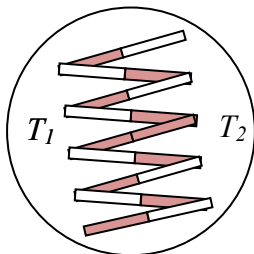
Зебековиот ефект се користи за мерење на температурата. За таа цел се користат **термоелементите** или **термопарите**. Тоа се, всушност, два метала споени меѓусебе, чии што контакти се држат на различни температури. Обично температурата на едниот контакт е позната, а на другиот се определува преку мерење на ТЕМС. На тој начин, всушност, се определува температурната разлика помеѓу двата споја на металите.

Формулата 7.44 покажува дека ТЕМС е пропорционална со температурната разлика. Притоа, величината K се смета за константа.

Но, постојат и такви случаи кога $K = \frac{k}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} \right)$ не е константано.

На пример, кај парот цинк-сребро во температурен интервал од 0°C до 100°C константата на термоелектромоторната сила изнесува $K=+0,5 \mu\text{V/K}$, а во интервалот од 300°C до 400°C истата константа е $K=+4,6 \mu\text{V/K}$. Можна е дури и промена на знакот на ТЕМС. Така, на пример, кај парот волфрам-молибден при мали температурни разлики струјата тече низ спојот со повисоката температура од молибден кон волфрам, а при поголеми температурни разлики, струјата на овој

контакт тече спротивно, т.е. од волфрамот кон молибденот. Оваа промена на константата на термоелектромоторната сила се објаснува со фактот што при промена на температурата доаѓа до промена на концентрациите на електроните. Да напомене дека и термоелектричните појави теориски построги можат да бидат објаснети само со квантната механика.



Сл. 7.7

ТЕМС на термоелементите се зголемува ако се врзат сериски во батерија. Таквиот спој се вика **термобатерија**, или **термостолб** (Сл. 7.7).

Термобатериите се користат за мерење како на мали температурни разлики така и за мерење на многу ниски, или многу високи температури (во течности и гасови). Точноста за определување на температурата е од неколку келвини па до $0,01 \text{ K}$.

Термоелементите имаат редица предности пред обичните термометри со течност:

- поголема осетливост;
- помала инерција;

- овозможуваат мерења во широки температурни интервали, како и мерења на дистанца;
- нивната употреба помалку влијае на експериментот, малата димензија на контактот многу малку ја менува температурата на мерното место;
- сигналот може директно да се поврзува за регистратори-рикордери, аналого-дигитални (AD) конвертори за дигитализирање на сигналот и негово регистрирање на компјутер.

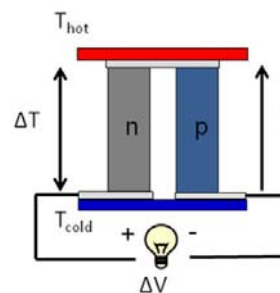
Во принцип, Зебековиот ефект може да се користи и за генерирање електрична струја. Така, денес некои полупроводнички термоелементи имаат коефициенти на полезно дејство (КПД) и до 18%. Се очекува со усовршување на овој вид термоелементи да се овозможи директна претворба на топлинската-сончева енергија во електрична.



Дигитален термометар.



Термоелемент за бојлер

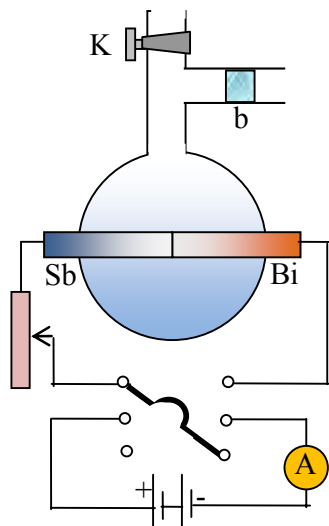


Полупроводников термоелемент за претворба на сончевата енергија во електрична

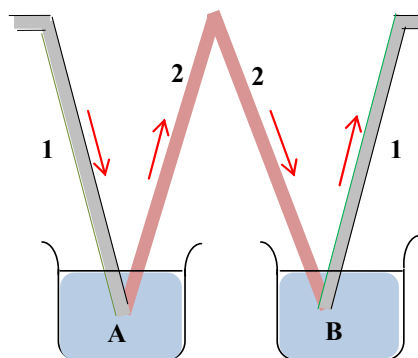
7.5.2. Пелтиев ефект

Францускиот физичар Пелтие (Jean Peltier, 1785-1845) покажал дека при поминување на струја низ контакт на два спроводника од различна природа, во зависност од насоката на течењето на струјата, покрај Џулова топлина се издвојува или се апсорбира дополнително количество топлина.

Набљудување на Пелтиевiot ефект е можно со следниве два експеримента (Слика 7.8 и 7.9.)



Сл. 7.8



Сл.7.9

На сликата 7.8 се дадени два различни метала антимоn и бизмут кои се тесно споени меѓусебе. Притоа, прачките се зацврстени во внатрешноста на еден стаклен балон, токму така што тесниот контакт (интерфејсот) е сместен во средиштето на неговата внатрешност. Стаклениот балон завршува со хоризонтална цевка во која се наоѓа капка вода “b”. Стаклениот балон може да се спои со атмосферата или да се одвои од неа со помош на вентилот К. Ваквиот стаклен балон, всушност претставува воздушен гасен термометар.

При течење на струја во една насока (Sb-Bi), доаѓа до загревање на контактот, се грее воздухот и тоа го регистрира капката вода b која се придвижува кон надвор. Обратно, кога струјата тече во спротивната насока (Bi-Sb), доаѓа до ладење, па капката вода се поместува налево.

На сликата 7.9 е даден уред каде што може да се измери количеството топлина што се издвојува, односно апсорбира, при Пелтиевioviot ефект. И овде станува збор за два различни метала 1 и 2 чии што контакти, A и B, зависно од насоката на струјата можат да се загреваат или ладат. Секој од контактите е ставен во калориметар кој може за одредено време Δt да го измери количеството топлина што се издвојува при течењето на струјата. Тоа севкупно количество топлина ќе биде еднакво на Џулова топлина ($I^2 R \Delta t$) плус Пелтиева топлина (ΔW_p). Така, на првиот од контактите (A), издвоеното количество топлина е:

$$\Delta W_{T,A} = I^2 R \Delta t + \Delta W_p . \quad (7.45)$$

На другиот контакт (В) калориметарот ќе измери:

$$\Delta W_{T,B} = I^2 R \Delta t - \Delta W_p \quad (7.46)$$

Со одземање на овие две релации може да се определи Пелтиевата топлина:

$$\Delta W_{T,A} - \Delta W_{T,B} = 2\Delta W_p .$$

Така, разликата во измерената топлина од двата калориметра, па поделена со 2, ќе ја даде вредноста на Пелтиевата топлина. Мерењата покажале дека издвоеното количество Пелтиева топлина е пропорционално со полнежот кој поминал низ контактот, а тоа значи со производот од јачината на струјата I и времетраењето на нејзиното течење Δt :

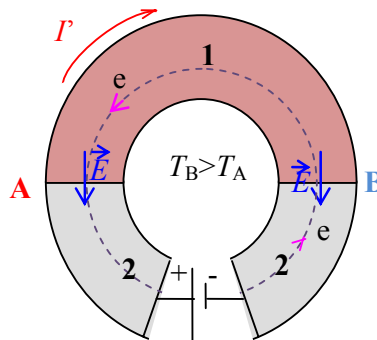
$$\Delta W_p = k_p I \Delta t \quad (7.47)$$

Константата на пропорционалноста k_p зависи од природата на двата метала кои се во тесен допир, како и од нивната температура.

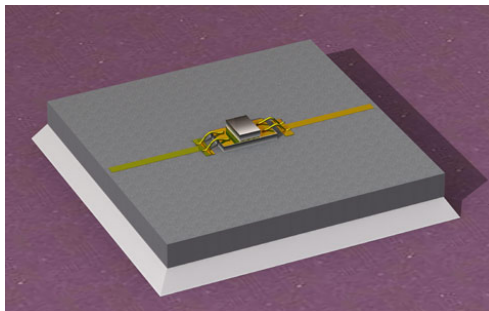
Кое е објаснението на Пелтиевит ефект?

Објаснувањето може да се даде и со помош на класичната електронска теорија на металите. Имено, на контактите А и В поради тесниот допир се создаваат контактни потенцијални разлики, кои создаваат електрични полиња со насоки што можат да се видат на сиката 7.10.

Нека ги имаме истите два метала, како и на сликата 7.6, кои се поврзани со извор на струја, како што е прикажано на сликата 7.10. Насоката на движењето на електроните е прикажана со испрекинати линии. Се гледа дека насоката на движењето на електроните на контактот А, се совпаѓа со насоката на полето, а во В е обратно од полето. Тоа укажува дека на контактот В полето ќе ги забрзува електроните, а на контактот А тоа ќе ги успорува. Електрони што се закочуваат од полето, енергијата им ја предаваат на јоните од кристалната решетка па ја зголемуваат внатрешната енергија на контактот А, додека обратно, електроните од контактот В добиваат енергија од јоните на кристалната решетка, како резултат на што внатрешната енергија на контактот В се намалува. Како резултат на тоа, контактот А станува потопол од контактот В.



Сл. 7.10



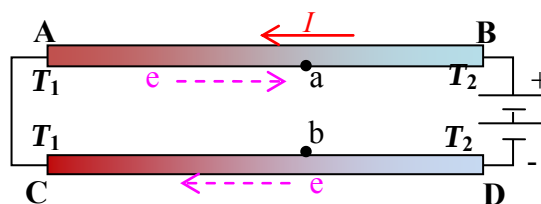
Полупроводников ладилник на Пелтиев ефект

Пелтиевият ефект се користи кај некои видови полупроводнички ладилници, што ги конструирал советскиот научник Јофе (Џоффе), голем познавач на полупроводничката физика, во 1954 година. Тие служат за ладење на некои специјални електронски уреди.

7.5.3. Томсонов ефект

Вилијам Томсон (подоцна Лордот Келвин) (William Thomson, 1824-1907) испитувајќи термоелектрични појави, дошол до заклучок што го потврдил експериментално, дека при течење на струја низ нерамномерно загреан спроводник треба да дојде до дополнително издвојување или апсорбирање на топлина, аналогно на топлината на Пелтие. Појавата се вика **Томсонов ефект**. Објаснение на појавата е следново. Бидејќи во позагреаниот дел на спроводникот електроните имаат поголема енергија отколку во помалку загреаниот дел, тогаш движејќи се во насока кон пониската температура, тие им оддаваат дел од својата енергија на јоните од кристалната решетка поради што доаѓа до одделување на *Томсонова топлина*. Ако електроните се движат во насока на наголемување на температурата, тогаш обратно, тие си ја надополнуваат својата енергија, одземајќи дел од внатрешната енергија од јоните на кристалната решетка. Притоа доаѓа до апсорпција на Томсонова топлина.

Појавата на Томсоновиот ефект може експериментално да се покаже со опит скициран на сликата 7.11. Две еднакви прачки АВ и CD се споени со спроводник во струјно коло како на сликата. Краевите А и С се држат на повисока температура T_1 , од краевите В и D ($T_1 > T_2$).



Сл. 7.11

Кога прачките ќе се вклучат во струјно коло со извор на ЕМС $\mathcal{E}$, ќе почне да тече струја; во прачката АВ таа е насочена кон повисоката температура, а во прачката CD кон пониската температура. Во насока обратна на течењето на струјата е движењето на електроните, означено

на цртежот со испрекинати линии. Тоа ќе предизвика двете симетрични точки “a” и “b”, кои пред вклучувањето на струјата биле на иста температура, сега да се најдат на различна температура и тоа, точката “a” да биде на повисока температура од точката “b”, што е резултат на Томсоновиот ефект. Во прачката АВ електронската струја се поклопува со топлинскиот поток, а во прачката CD има спротивна насока.

На крајот може да се каже дека сите погоре опишани термоелектрични појави се објаснуваат со Друде-Лоренцова калсична теорија на металите. Покажавме дека оваа теорија доволно добро квалитативно ги опишува појавите. За поточно квантитативно сложување на теоријата и експериментот денес се користи квантната теорија на тврдото тело.

Пример задача 1.

Ако земете предвид дека концентрацијата на слободните електрони кај металите многу малку се разликува и е најмногу $\frac{n_1}{n_2} \approx 3$; $\ln \frac{n_1}{n_2} \approx 1$, тогаш проценете ја големината на константата на термоелектромоторната сила кај металите.

Решение:

$$K = \frac{k}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} \right) = \frac{1,38 \cdot 10^{-23}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot 1 \approx 8,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{mV}}{\text{K}}.$$

Пример задача 2.

Колкав е односот на концентрациите на слободните електрони кај парот бакар-константан ако се знае дека при температурна разлика од 100 K термоелектромоторната сила изнесува 4,25 mV.

Решение:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{k}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} \right) (T_1 - T_2) \Rightarrow \ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{e \mathcal{E}}{k(T_1 - T_2)} \\ \ln \frac{n_1}{n_2} &= \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,25 \cdot 10^{-3}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 100} = 0,0492 ; \\ \frac{n_1}{n_2} &= e^{0,0492} \approx 1,05 \end{aligned}$$