

FTAMP 29.19.31

Б.У. Сабуров¹ (orcid - 0000-0002-4565-5970) – негізгі автор,
Ш. Алдаберген², Ж.Ә. Дәрібаева³

¹Аға оқытушы, ²Аға оқытушы, ³Магистрант
Халықаралық тараз инновациялық институты, Тараз қ. Қазақстан
e-mail: baha_89_89@mail.ru

ШАЛА ӨТКІЗГІШТЕРДЕГІ КОНТАКТІЛІК ҚҰБЫЛЫСТАР

Аннотация. Контактілі потенциалды кедергінің байланыс арқылы өтетін токқа әсері жартылай өткізгіштің өткізгіштігімен айқын көрінеді. Егер жартылай өткізгіш жойылмаса, онда ондағы электрондардың саны аз және Ферми деңгейі рұқсатсыз кіру аймағында болады. Мұндай жартылай өткізгіштің беткі қабаттағы аймақтың иілу аралығы едәуір үлкен. Потенциалды бөгеттің қалыңдығы де Бройль электронының толқын ұзындығынан әлдеқайда үлкен болғандықтан, электрондар дамбадан тунель эффектісі арқылы өте алмайды. Екі металл арасындағы потенциалды бөгеттің қалыңдығы де Бройль толқынынан қысқа болғандықтан, электрондар дамба арқылы тунель эффектісі арқылы өтеді.

Тірек сөздер: электрон, концентрация, шала өткізгіш, конвекция.

Кіріспе. Потенциалдық бөгеттер. Екі шала өткізгіштерді немесе шала өткізгіш пен металды өзара түйістірген кезде, шекаралық қабатта потенциалдық бөгеттер пайда болады. Бұндай бөгеттердің ішіндегі заряд тасымалдаушылардың концентрациялары, шала өткізгіш ішіндегі концентрациялардан үлкен айырмашылығы болуы мүмкін. Контактіге жақын беттік қабатың қасиеттері түсірілген кернеуге байланысты болады. Сондықтан контакт арқылы өткен ток Ом заңына бағынбайды. [1,2] Контактінің мұндай қасиеттері кейбір приборларда қолданылады. Мысалы түрлі түзеткіштер, электр тербелістерін күшейтетін, немесе генерациялайтын приборлардың жұмысы контактілік құбылыстарға негізделген.

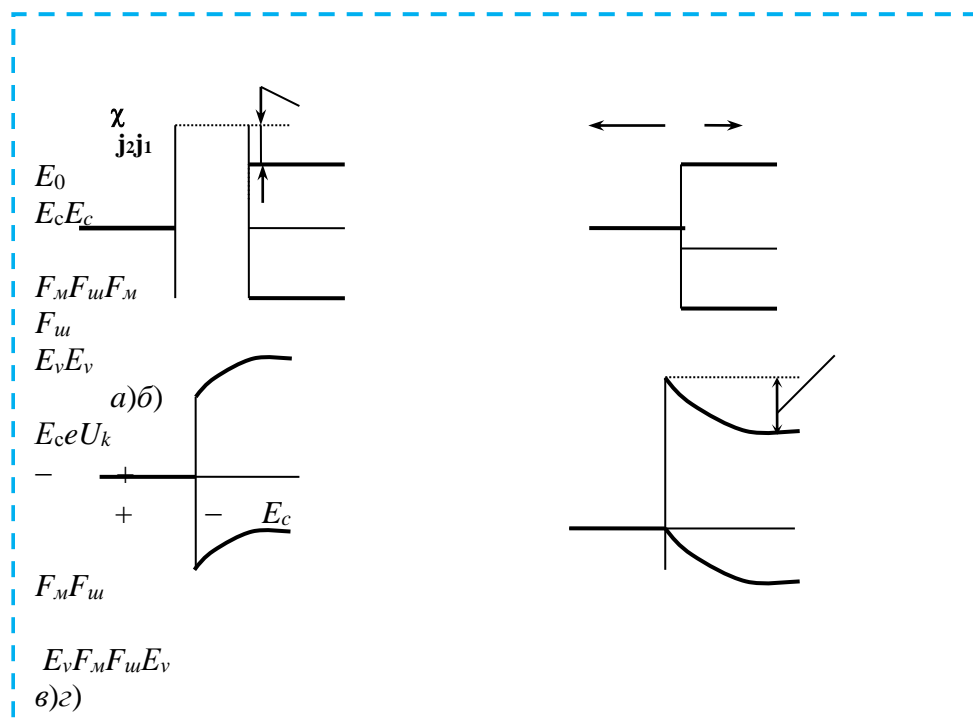
Металл мен электронды (*n*-типті) шала өткізгіш арасындағы түйісуді зерттейік.

1-суретте металл мен шала өткізгіш арасындағы контактілік бөгеттің пайда болу схемасы көрсетілген. 1а)-суретте, олар бір-бірінен алыста болғандағы, Ферми деңгейлері және өткізгіштік зонаның түбі E_c мен валенттік зонаның төбелері E_v көрсетілген. Вакуумдегі электронның энергиясы E_0 берілген. $E_0 - E_c = \chi$ электронның шала өткізгішпен байланыс энергиясы болып табылады [4,6].

1б)-суретте екі денені түйістірген сәттегі энергетикалық деңгейлер көрсетілген. Бұл кезде олардың арасында әлі тепе-теңдік орнай қойған жоқ. Шала өткізгіштің өткізгіштік зонадағы электрондар металға қарай өтуге мүмкіндік алады. Себебі металдағы Ферми деңгейі өткізгіштік зонаның түбінен төмен жатыр. Контактіде металдан шала өткізгішке қарай, тығыздығы j_1 , ал шала өткізгіштен металға қарай j_2 ток ағады дейік. Бұл ток тығыздықтары өзара тең болмайды. Егер $j_1 < j_2$ болса, шала өткізгіш теріс зарядтала бастайды да, керісінше металл оң зарядталады. Осылайша зарядтардың бөліну үрдісі, қарама-қарсы ағатын тоқтар өзара теңескенше жүреді. Сөйтіп, ток нөлге айналғанда зарядтардың бөлінуі де тоқталады.

1в)-суретте металл мен шала өткізгіш арасында тепе-теңдік орнаған кездегі энергетикалық диаграмма келтірілген. Шала өткізгіштегі зоналар

төмен қарай майысқан. Сондықтан контактіге жақын беттік қабатта электрондар концентрациясы артады.



1-сурет. Контакттік бөгеттің пайда болуы

Егер $j_1 > j_2$ болса, тепе-теңдік орнағаннан кейін, зоналар жоғары қарай майысады (1-сурет). Бұл жағдайда шала өткізгіштің контактіге жақын қабатынан электрондар кетіп, контакт облысы электронға «кедейленеді» дейді. Сөйтіп контактіде шала өткізгіш жағынан, биіктігі eU_k потенциалдық бөгет пайда болады. Мұндағы U_k – контакт пен шала өткізгіш ішіндегі потенциалдар айырмасы, ал e – электрон зарядының абсолют шамасы.

1-суреттерде тек шала өткізгіштің зонасының майысуы көрсетілді. Іс жүзінде металда да ондай майысу болады. Бірақ металл бетіндегі артық көлемдік заряд орналасқан қабат өте жұқа болғандықтан, ондағы зонаның майысуын ескермеуге болады. Зоналардың майысуының басты себебі беттік қабатта көлемдік заряд пайда болуынан.

Зерттеу шарттары мен әдістері. Ток тығыздығы. Эйнштейн қатынастары

Шала өткізгіш ішінде заряд тасымалдаушылардың концентрациясы кеңістік бойынша өзгертін болса, оның ішіндегі ток тек электр өрісіне байланысты дрейфтік ток қана емес, сонымен бірге диффузиялық ток та болады. Электрондардың диффузия коэффициентін D_n десек, конвекциялық токты мына түрде жазамыз [6]:

$$\mathbf{j}_n = \mathbf{j}_{др} + \mathbf{j}_{дифф} = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n \tag{1}$$

Бұл жердегі μ_n – электрондардың қозғалғыштығының абсолют шамасы, және электрондардың диффузия тоғының таңбасы оң деп алынды.

Дәл осы сияқты, кемтіктердің конвекциялық тоғын да жазуға болады:

$$\mathbf{j}_p = ep\mu_p \mathbf{E} - eD_p \nabla p \tag{2}$$

Диффузия тоғы, диффузия коэффициенті деген ұғым, электронның еркін жүру аралығында концентрацияның өзгеруі аз болғанда ғана дұрыс болады.

$$|\nabla n|l \ll n \quad (3)$$

Азғындамаған шала өткізгіш үшін Больцман формуласы бойынша,

$$n = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \quad (4)$$

сондықтан,
$$\nabla n = n \frac{e}{kT} \nabla \varphi = -n \frac{e}{kT} E \quad (5)$$

Сонда (3) шартын былай жазамыз:

$$\left| \frac{el}{kT} E \right| \ll 1 \quad (6)$$

Электр өрісі потенциалдық бөгет ішіне түсірілген десек, $E \sim \frac{U_k}{L_3}$, бұл жердегі L_3 – электр өрісін экрандау аралығы. Сонда (6) шартын былай жазамыз:

$$\left| \frac{eU_k}{kT} \right| \frac{l}{L_3} \ll 1 \quad (7)$$

Электронның қозғалғыштығы мен диффузия коэффициенттері арасында байланыс бар. Себебі, олардың екеуі де еркін жүру уақытына тәуелді.

Термодинамикалық тепе-теңдікте тұрған шала өткізгіштегі электрон концентрациясының градиенті болсын. Бұл кезде тоқ нөлге тең болады. Сонда (1) теңдеуден мына қатынасты алуға болады:

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \quad (8)$$

Бұл қатынасты алғаш Эйнштейн броундық қозғалысты зерттеу арқылы алған болатын. Егер электрон газының қозғалғыштығы тәжірибеден белгілі болса, бұл формуладан диффузия коэффициентін табуға болады. (8) формуланы азғындамаған электрон газы үшін қолдану керек. Егер электрон газы азғындаған болса, яғни Ферми деңгейі өткізгіштік зона ішіне терең енген болса, Больцман формуласының орнына Ферми – Дирак таралу функциясын алу керек. Жоғарыдағыдай есептеулер, бұл жолы мына формулаға алып келеді.

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \frac{d(\ln n)}{d\zeta^*} \quad (9)$$

Бұл жердегі $\zeta^* = \zeta/kT$ - өлшемсіз химиялық потенциал.

Дәл осы сияқты, кемтіктер үшін де осындай қатынас жазуға болады. Кемтіктердің химиялық потенциалын η^* деп белгілейік.

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT} \frac{d(\ln p)}{d\eta^*} \quad (10)$$

Зерттеу нәтижелері. Түйістірілетін денелердің тепе-теңдігінің шарты. Түйістірілген екі дене арасындағы потенциалдық бөгеттің биіктігі, түйістірілген денелердің өзара тепе-теңдікте болуына байланысты. Статистикалық физикадан белгілі болғандай, екі дене тепе-теңдікте болу үшін, олардың электрохимиялық потенциалдары, яғни Ферми деңгейлері бірдей болу керек. Шала өткізгіш тепе-теңдікте болғанда, оның ұзына бойындағы Ферми деңгейі тұрақты болады. Егер Ферми деңгейі координатқа байланысты өзгертін болса, онда электр өрісінде орналасқан шала өткізгіш ішінде, потенциалмен бірге зоналар да қисайып, нәтижесінде химиялық потенциал да $\zeta(r)=F-E_c$ өзгереді. Ал электрондардың концентрациясы химиялық потенциалға тәуелді болғандықтан, кристалл ішінде концентрацияның градиенті пайда болады [6].

$$\nabla n = \frac{dn}{d\zeta^*} \nabla \zeta^* = \frac{1}{kT} \frac{dn}{d\zeta^*} \nabla \zeta \quad (11)$$

Онда (1) бойынша, ток тығыздығын мынадай түрде жазамыз.

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \left(-e \nabla \varphi + \frac{e}{kT} \frac{D_n}{\mu_n} \frac{d(\ln n)}{d\zeta^*} \nabla \zeta \right) \quad (12)$$

Азғындаған шала өткізгіш үшін диффузия коэффициентінің электрон қозғалғыштығына қатынасын (9) бойынша өрнектесек, ток тығыздығы мына түрге келеді.

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla (\zeta - e\varphi) \quad (13)$$

Бұл жердегі $(\zeta - e\varphi) = F$ электрохимиялық потенциал. Сонда

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla F \quad (14)$$

Егер электрондар ағынының орнына кемтіктер ағынын алсақ, жоғарыдағы тұжырымдарды қайталап, ток тығыздығын мына түрде жазамыз:

$$\mathbf{j}_p = \mu_p p \nabla (\zeta - e\varphi) = \mu_p p \nabla F \quad (15)$$

Соңғы формулалардан, кристалл ішінде Ферми деңгейі тұрақты болмаса, онда ток пайда болатынын көреміз. Ал ток жүрген кезде термодинамикалық тепе-теңдік бұзылады. Ток тығыздығы Ферми деңгейінің градиентіне пропорционал. Сондықтан, заряд тасымалдаушылардың концентрациясы аз жерлерде, мысалы контактіге жақын, электрондарға кедей қабаттарда Ферми деңгейінің өзгеруі күшті болады. Керісінше, тасымалдаушылар концентр-қациясы көп және олардың қозғалғыштықтары жоғары жерде Ферми деңгейінің өзгерісі аз болады.

Металл мен шала өткізгіш түйіскен жерде ток тоқтағаннан кейін екі жақтағы Ферми деңгейлері теңеседі. Сондықтан, шала өткізгіш жағындағы Ферми деңгейі мына шамаға өзгереді.

$$eU_k = F_{\text{ш}} - F_{\text{м}} \quad (16)$$

Бұндағы келтірілген Ферми деңгейлерінің, денелер түйіспей тұрған кездегі мәндері алынды. Металл мен шала өткізгіш арасындағы контактілік потенциалдық бөгеттің биіктігі (16) бойынша анықталады.

Ғылыми нәтижелерді талқылау. Термоэлектрлік шығу жұмысы. Контактіндегі потенциалдық бөгеттің биіктігін анықтау үшін, термоэлектрлік шығу жұмысын білу керек. Ал бұл жұмыстың шамасын эксперименттен анықтауға болады, және көптеген материалдар үшін шығу жұмысының мәні

белгілі. Жылулық қозғалыстың әсерінен электрондардың материал бетінен бөлініп шығуын термоэлектрлік эмиссия деп атайды.

Вакуумде орналасқан өткізгіш окшауланған және тұрақты T температурада ұсталатын болсын. Өткізгіш өзін қоршаған электрон газымен термодинамкалық тепе-теңдікте болу үшін, оның бір бірлік бетінен бір секунд ішінде қанша электрон бөлініп шығатын болса, сонша электрон оған қайтып келуі керек. Металл сыртындағы электрондар азғындамаған болғандықтан, олар Максвелл таралуына бағынады. Оларды ыдыс ішіндегі идеал газбен салыстыруға болады. Ыдыстың қабырғасының 1см^2 бетіне, 1 секунд ішінде соғылатын молекулалардың саны $\frac{1}{4}nv_T$ болатыны белгілі. Мұндағы v_T – молекулалардың жылулық қозғалысының орташа жылдамдығы. Сондықтан, металл бетіндегі термоэлектрлік токтың қанығуы кезіндегі тығыздығы мына түрде болады:

$$j_s = \frac{1}{4}nv_T e \quad (17)$$

Максвелл таралуы бойынша,

$$v_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \quad (18)$$

Металл сыртындағы бос электрондардың кинетикалық энергиясын импульс арқылы жазайық:

$$E = E_0 + \frac{p^2}{2m_0} \quad (19)$$

Бұл жердегі E_0 – вакуумда қозғалмай тұрған электронның энергиясы, ал m_0 – оның тыныштық массасы. Потенциалдық өрістегі идеал газ үшін Больцман таралуын пайдаланып, өткізгіш бетіндегі электронның концентрациясын былай жазуға болады.

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_0 kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad (20)$$

Бұл жерде $\Phi = E_0 - \Phi_F$ белгіленді. (18), (19) және (20) формулаларын (17) теңдеуіне қойсақ:

$$j_s = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (21)$$

$$A = \frac{4\pi m_0 e k^2}{h^3} \quad (22)$$

барлық заттар үшін бірдей болатын, тұрақты шама.

(21) формуласындағы Φ – термоэлектрлік шығу жұмысы деп аталады. Бұл жұмыстың шамасы вакуумдегі қозғалмай тұрған электрон мен берілген зат ішіндегі Ферми деңгейі арасындағы айырмаға тең.

Қорытынды. Металл ішіндегі электрондардың концентрациясы және Ферми деңгейі температураға байланысты емес. Ондағы электрондардың ең жоғарғы энергиясы Ферми деңгейі болып табылады. Сондықтан термоэлектрондық шығу жұмысы, Ферми деңгейіндегі электронды сыртқа шығару жұмысына тең.

Ал шала өткізгіштерде заряд тасымалдаушылардың концентрациясы температураға қатты тәуелді. Сонымен қатар, Ферми деңгейі шала өткізгіштегі қоспаларға байланысты. Донорлық қоспасы бар n-типті шала өткізгіштерде Ферми деңгейі өткізгіштік зонаға жақын, ал қоспа көп болғанда

зона ішіне еніп жатады. Сондықтан ондай шала өткізгіштен электронды шығару жұмысы аз болады. Керісінше, акцепторлы шала өткізгіште Ферми деңгейі төмен, валенттік зонаға жақын. Сондықтан р-типті шала өткізгіштегі шығу жұмысы үлкен болады.

Әдебиеттер тізімі

1. Карпенков, С.Х. Концепции современного естествознания [Текст] / С.Х. Карпенков. – М.: «Культура и спорт», 1997.
2. Пикус, Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов [Текст] / Г.Е. Пикус. – М.: «Наука», 1965.
3. Киселев, В.Ф. Поверхностные явления в полупроводниках и диэлектриках [Текст] / В.Ф. Киселев. – М.: «Наука», 1970.
4. Ламперт, М. Инжекционные токи в твердых телах [Текст] / М. Ламперт, П. Марк. – М.: «Мир», 1973.
5. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников [Текст] / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: «Наука», 1977.
6. Орешкин, П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков [Текст] / П.Т. Орешкин. – М.: «Высшая школа», 1977.

Мақала редакцияға 26.05.22 түсті.

Б.У. Сабуров, Ш. Алдаберген, Ж.А. Дарибаева

Международный Таразский инновационный институт, г. Тараз, Казахстан

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРОВОДНИКАХ

Аннотация. Влияние контактной потенциальной преграды на ток, проходящий через контакт, сильно выражено при непроницаемости полупроводника. Если полупроводник не разрушен, то число электронов в нем невелико и уровень Ферми находится в зоне несанкционированного доступа. Такой полупроводник имеет значительно больший интервал прогиба зоны в поверхностном слое. Поскольку толщина потенциальной плотины намного больше длины волны де-Бройля электрона, электроны не могут пройти через плотину через эффект тунеля. А поскольку толщина потенциальной плотины между двумя металлами короче волны де-Бройля, электроны проходят через плотину через эффект тунеля.

Ключевые слова: электрон, концентрация, полупроводник, конвекция.

B.U. Saburov, Sh. Aldabergen, Zh.A. Daribaeva

International Taraz Innovation Institute, Taraz, Kazakhstan

CONTACT PHENOMENA IN CONDUCTORS

Abstract. The effect of the contact potential dam on the current passing through the contact is most pronounced when the precast conductor is not weakened. In case of non-degeneration of the semiconductor, it is located in a zone with a small number of electrons in it and an unauthorized Fermi level. The deflection interval of the zone in the surface layer of such a precast conductor is quite large. Since the thickness of the potential dam is much larger than the de Broglie wavelength of the electron, electrons cannot pass through the dam through the tunnel effect. And since the thickness of the potential dam between the two metals is shorter than the de Broglie wave, electrons pass through the dam through the tunnel effect.

Keywords: electron, concentration, semiconductor, convection.

References

1. Karpenkov S.Kh. Concepts of modern natural science. - Moscow: "Culture and sport", 1997. [in Russian].
2. Pikus G.E. Fundamentals of the theory of semiconductor devices. - Moscow: "Nauka", 1965. [in Russian].
3. Kiselev V.F. Surface phenomena in semiconductors and dielectrics. - Moscow: "Nauka", 1970. [in Russian].
4. Lampert M. Injection currents in solids. - Moscow: "Mir", 1973. [in Russian].
5. Bonch-Bruevich V.L., Kalashnikov S.G. Physics of semiconductors. - Moscow: "Nauka", 1977. [in Russian].
6. Oreshkin P.T. Physics of semiconductors and dielectrics. - Moscow: "Higher School", 1977. [in Russian].