

Мирзо Улуғбек номидаги
Ўзбекистон миллий университети



Ғ.Т. РАХМОНОВ, Н. НОРҚУЛОВ
ЭЛЕКТРОНЛАР ВА ИОНЛАР
ЭМИССИЯСИ

537

P-30

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ

ОЛИЙ ТАЪЛИМ, ФАН ВА ИННОВАЦИЯЛАР ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ

ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

РАХМОНОВ Ғ.Т., НОРҚУЛОВ Н.

ЭЛЕКТРОНЛАР ВА ИОНЛАР ЭМИССИЯСИ

Ўқув қўлланма

Тошкент

“Ma’rifat”

2024

УЎК: 537.5(075.8)

КБК: 22.338я73

Р 28

Рахмонов Ғ.Т., Норкулов Н. Электронлар ва ионлар эмиссияси.

Ўқув қўлланма. –Т.: “Ma’rifat”, 2024. 160 бет.

Ўқув қўлланмада термоэлектрон эмиссия (ТЭЭ), фотоэлектрон эмиссия (ФЭЭ), автоэлектрон эмиссия (ФЭЭ), иккиламчи электрон эмиссия (ИЭЭ) ва сиртий ионлашиш ходисаларининг замонавий ҳолати баён этилган. Ушбу ходисаларнинг таърифи, термоэлектрон эмиссиясини тавсифловчи тенгламаларни келтириб чиқаришнинг турли усуллари, авто- ва фотоэмиссия ходисалари учун феноменологик тенгламаларни келтириб чиқариш, иккиламчи электрон эмиссия механизмлари ва феноменологик тенгламалари, шунингдек сиртий ионлашиш катод чангланиши ходисалари батафсил баён қилинган. Ушбу ўқув қўлланма бакалаврият ва магистратура талабалари ҳамда физикавий электроника мутахассислиги бўйича иш олиб бораётган илмий ходимларга мўлжалланган.

УЎК: 537.5(075.8)

КБК: 22.338я73

Р 28

Тақризчилар:

Ядгаров И.Ж. – физика-математика фанлари доктори, профессор

Абдуллаев Р.М. – физика-математика фанлари номзоди, доцент

ISBN: 978-9910-765-69-8

O'ZMU
FIZIKA
FAKULTETI
ARM

“Ma’rifat” nashriёти, Тошкент, 2024 й.

2024/156-4

O'ZMU
AXBOROT-RESURS
MARKAZI

МУНДАРИЖА

Кириш	5
I.Боб. ЭМИССИЯ ТУРЛАРИ. ТЕРМОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ	6
1.1. Электронлар ва ионлар эмиссияси турлари	6
1.2. Каттик жисмларда электронларнинг энергия бўйича тақсимооти	12
1.3. Термоэлектрон эмиссия (ТЭЭ) ҳодисаси	20
1.4. Металлар учун Ричардсон-Дешман тенгламасини статистик ва термодинамик усулда келтириб чиқариш	22
1.5. Электронларнинг металллардан чиқиш иши	28
1.6. Ташки электр майдонининг металллардан термоэлектронлар эмиссиясига таъсири. Нормал ва аномал Шоттки эффекти	33
1.7. Чиқиш ишини аниқлашнинг термоэмиссион усуллари	44
II.Боб. ФОТОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ ҲОДИСАСИ	55
2.1. Металларда фотоэлектрон эмиссия	55
2.2. Каттик жисмларда электронларни фотоуйғотишнинг кванто-механик назарияси	58
III.Боб. АВТОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ ҲОДИСАСИ	71
3.1. Автоэлектрон эмиссиянинг умумий тушунчалари	71
3.2. Металлардан автоэлектрон эмиссия ҳодисасининг назарияси	73
3.3. Автоэлектрон эмиссия ҳодисасини экспериментал тадқиқ қилиш	83
3.4. Автоэлектронларнинг энергия бўйича тақсимооти	85
IV.Боб. ИККИЛАМЧИ ЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ ҲОДИСАСИ..	89
4.1. Иккиламчи электрон эмиссия ҳодисасининг умумий тушунчалари	89
4.2. Иккиламчи электрон эмиссиянинг асосий назарияси	91
4.3. Иккиламчи электрон эмиссиянинг асосий хусусиятлари	103
4.4. Оже спектроскопия	110
4.5. Аномал иккиламчи электрон эмиссия	115

V.Боб. СИРТЙ ИОНЛАШИШ ҲОДИСАСИ	119
5.1. Сиртий ионлашиш ҳодисасининг асосий тушунчалари	119
5.2. Сиртий ионлашиш ҳодисасининг статистик назарияси	124
5.3. Мусбат сиртий ионлашиш токининг температура ва ташқи электр майдонига боғлиқлиги	129
VI.Боб. ИОНЛАРНИНГ ҚАТТИҚ ЖИСМ СИРТИ БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРЛАШИШИ	133
6.1. Потенциал ион-электрон эмиссия	133
6.2. Кинетик ион-электрон эмиссияси	136
6.3. Ион-ион эмиссия	141
6.4. Катод чангланиши	146
ГЛОССАРИЙ	156
Фойдаланилган адабиётлар	158

Кириш

Ўқув қўлланмада физиканинг физикавий электроника деб аталувчи бўлимига тегишли булган баъзи бир масалалар қараб чиқилган. Физикавий электрониканинг ўзи қуйидаги тўрт бўлимга бўлинади: биринчиси электронлар ва ионларнинг умумий хусусиятларини ўрганувчи бўлим, иккинчиси зарядланган заррачаларнинг вакуумдаги электр ва магнит майдонларидаги ҳаракатини ўрганувчи бўлим, учинчиси зарядланган заррачаларнинг газлар билан ўзаро таъсирлашишини ўрганувчи бўлим ва ниҳоят қаттиқ жисм ёки суюқликларнинг сиртига эркин электронларнинг тушиши натижасида содир бўладиган жараёнларни, электронлар ва ионларнинг қаттиқ жисм сиртига келиб тушишида юзага келадиган иккиламчи зарядланган заррачаларнинг юзага келиши жараёнларини ўрганувчи тўртинчи бўлим. Энг сўнгги бўлим эмиссион электроника деб аталади ва у қаттиқ жисмларнинг электрон назарияси билан боғлиқ.

Ҳозирги вақтда электронлар ва ионлар эмиссияси амалиётда кенг қўлланилмоқда. Улар асосида эффектив катодлар, энергиянинг термoeлектрон ўзгартиргичлари, фото ва иккиламчи электрон кучайтиригичлар, электрон ва автоэлектрон (тунель) микроскоплар ва бошқалар шулар жумаласидандир. Ушбу курс қаттиқ жисм сиртида эмиссион ходисаларни ўрганишга бағишланган.

Тавсия қилинаётган Ўқув қўлланма физиканинг ушбу соҳаси бўйича бошланғич маълумотларни ёритиб беради. Ушбу ўқув қўлланма университетларнинг сирт ходисаларини ўргана бошлаётган физика мутахассислиги талабалари, магистрлари ва физикавий электроника соҳасида фаолият юритаётган илмий ходимлар учун фойдали бўлади деган умиддамиз.

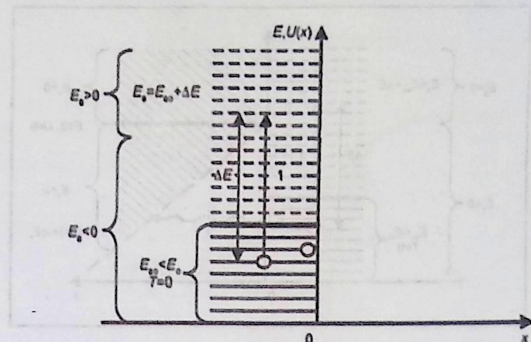
1.606. ЭМИССИЯ ТУРЛАРИ. ТЕРМОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ

§1.1. Электронлар ва ионлар эмиссияси турлари

Агар каттик жисмдан ташқарида куч майдонлари мавжуд бўлмаса, у ҳолда электроннинг потенциал энергияси $U(r)$ фазонинг ихтиёрий нуқтасида бир хил ва нолга тенг бўлади. Бу ҳолда каттик жисмдан ташқарида тинч турган электроннинг тўла энергияси E_T ҳам худди шундай нолга тенг бўлади. Агар жисмдан ташқарида бирор электрон ҳаракатланаётган бўлса, бундай электроннинг тўла энергияси E_T ҳар доим мусбат ҳисобланади. Демак, ташқи куч майдонлари мавжуд бўлмаган ҳолда электроннинг энергияси $E_T \geq 0$. Каттик жисм ичида эса, шундай ҳолатлар мавжудки, бунда электроннинг энергияси E_n мусбат ҳам манфий ҳам бўлиши мумкин $E_n \leq 0$.

Асосий уйғотилмаган ҳолатда ($T = 0$) каттик жисмнинг электронлар системасида электронлар E_{no} энергияли куйи энергетик сатҳлардан то энергияси E_0 га тенг $(E_n)_{max}$ энергияли сатҳларгача жойлашиши мумкин ва бунда $E_0 < 0$. Худди шунингдек E_{no} ҳам доимо нолдан кичик. Бундай ҳолатларда мавжуд бўлган электронлар металлни ташлаб чиқиб кета олмайди. Демак, $T = 0$ шароитда потенциал энергиялари $U(r) = 0$ бўлган фазода электронларнинг эмиссияга дучор бўлиш эҳтимоллиги нолга тенг. Жисмни ташкил этувчи электронларнинг айримлари бундай шароитларда металлни ташлаб чиқиб кетиб, электронлар эмиссиясида иштирок эта олиши учун электронларни уйғотиш мақсадида уларга бирор-бир йўл билан қўшимча ΔE энергия бериш керак. Бу бериладиган қўшимча энергия, электронларнинг металл ичидаги энергияларига қўшилганда умумий $E_n + \Delta E$ энергия мусбат бўлиши керак (1.расм, I ўтиш). Эмиссиянинг бу турини эмиттер электронларини дастлабки уйғотиш билан юз берадиган эмиссия деб атаймиз. Дастлабки уйғотиш билан борадиган эмиссиянинг ҳам турли кўринишлари мавжуд. Бу эмиссия турлари уйғотиш энергиялари манбаларининг табиати жихатдан фарк

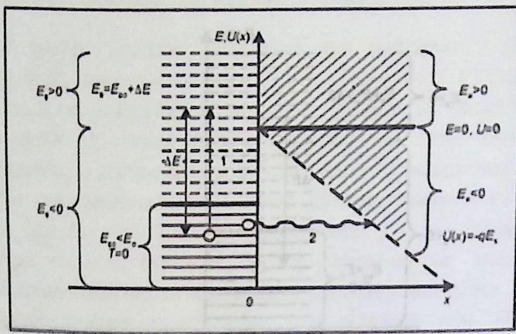
қилади. Баъзи ҳолларда бу энергия бир неча манба (яъни бир неча механизмлар орқали содир бўлади) орқали берилиши мумкин.



1.1.Расм.

Электронлар эмиссиясини дастлабки уйғотилишларсиз ҳам амалга ошириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, агарда қаттиқ жисм ташқарисида, яъни унинг сиртига яқин жойларда электронларни қаттиқ жисм чегарасидан тортиб олувчи куч майдони мавжуд бўлса, у ҳолда электроннинг потенциал энергияси сиртда масофа ортиши билан камайиб бораверади. Масалан, агарда сиртга кучланганлиги ϵ бўлган электр майдони қўйилган бўлса, у ҳолда сиртдан x масофада электроннинг потенциал энергияси $U(x) = U_0 - e\epsilon x$ га тенг бўлади, бу ерда U_0 — қаттиқ жисм чегарасида, яъни $x = 0$ масофадаги потенциал энергия. Бу потенциални нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин ва шу сабабли $U(x) = -e\epsilon x$ тенгликни оламиз. Қаттиқ жисм сиртида куч майдонлари мавжуд бўлган ҳолда фазонинг $x > x^*$, $E_T \geq U(x) = -e\epsilon x^*$ бўлган қисмида, яъни электрон ўз ҳолатини сақлаши мумкин бўлган тўла энергия жисмдан ташқарида манфий бўлади, ва хусусан куйидаги $E_n = E_{n0} \leq E_0$ қийматларни қабул қилиши мумкин. $E_n = E_{n0}$ энергияли электронлар ҳаракатланиши мумкин бўлган ушбу соҳалар $U(x) > E_{n0}$ потенциал тўсиқ билан ажратилган бўлса ҳам квант механикаси тасаввурларига мос равишда электроннинг қаттиқ

жисмдан фазога тунеллашиш орқали ўтиши мумкин (2.Расм, 2 ўтиш).



1.2.Расм.

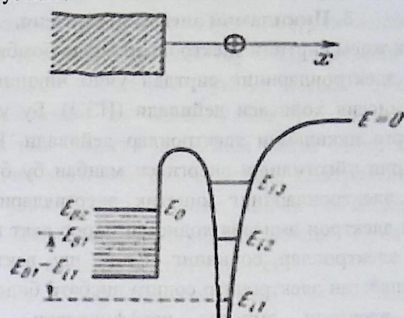
Бу ҳолда электронлар эмиссияси содир бўлиши учун дастлабки уйғотилиш шарт эмас. Худди шундай ҳолни каттик жисм сирти яқинида кулон потенциал ўрасини ҳосил қилувчи музбат ион турган да ҳам кузатиш мумкин, бу потенциал ўрага ҳам каттик жисм электронлари тунеллашиш орқали ўтиши мумкин(3.Расм). Бу турдаги электронлар эмиссиясига дастлабки уйғотилишсиз борадиган эмиссия деб юритилади. Баъзи ҳолларда эмиссиянинг ҳар иккала механизмдан фойдаланиш мумкин.

Дастлаб, қисқача дастлабки уйғотилиш билан борадиган эмиссия турларини санаб ўтамиз.

1.Термоэлектрон эмиссия.

Етарлича юқори температураларгача қиздирилган каттик жисм сиртида электронларнинг мувозанатли учиб чиқиш ҳодисасига термоэлектрон эмиссия ҳодисаси (ТЭЭ) дейилади. Электронларнинг уйғотилиш энергияси манбаи бу ҳолда иссиқлик энергияси ҳисобланади. $T > 0$ бўлганда электронларнинг маълум бир қисмикристалл панжара иссиқлик тебранишлари билан ўзаро таъсирлашиш натижасидаюқори энергетик сатҳларга чиқа олади.

Энергиялари $E_n > 0$. Бўлган электронлар қаттиқ жисмни ташлаб чикиб кетиши мумкин.



1.3.Расм.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси J_T тўйиниш токи катталиги билан характерланади. Назарий ўрганишлар J_T тўйиниш токининг қуйидагича аниқланишини кўрсатди:

$$J_T = A_0 D T^2 \exp \left[-\frac{e\varphi}{kT} \right] = A_0 (1 - R) T^2 \exp \left[-\frac{e\varphi}{kT} \right] \quad (1.1)$$

бу ерда A_0 — барча эмиттерлар учун бир хил бўлган универсал доимийлик (Зоммерфельд доимийси), A_0 — потенциал тўсик шаффофлиги, R — қаттиқ жисм-вакуум чегарасидан электронларнинг ўртача қайтиш коэффициенти, $e\varphi = E_0$ — эмиттердан электронларнинг чиқиш иши, T — эмиттер температураси.

2. Фотоэлектрон эмиссия.

Қаттиқ жисм сиртини ёруғлик нурлари билан нурлантириш натижасидм электронларнинг учиб чиқиш ҳодисасига фотоэлектрон эмиссия (ФЭЭ) ҳодисаси дейилади. Бу ҳолда қаттиқ жисмда электронларни уйғотиш энергияси манбаи электромагнит тўлқинлар энергияси (келиб тушаётган фотонлар энергияси) ҳисобланади. Фотоэмиссия ҳодисаси ўртача битта фотон келиб

тушганда ажралиб чиқадиган электронлар сонига тенг бўлган квант чиқиши γ билан характерланади.

3. Иккиламчи электрон эмиссия.

Қаттиқ жисм сиртини электронлар билан бомбардимон қилиш жараёнида электронларнинг сиртдан учиб чиқишига иккиламчи электрон эмиссия ҳодисаси дейилади (ИЭЭ). Бу учиб чиқадиган электронларга иккиламчи электронлар дейилади. Қаттиқ жисмда электронларни уйғотилиши энергияси манбаи бу бирламчи келиб тушаётган электронларнинг кинетик энергиялари ҳисобланади. Иккиламчи электрон эмиссия ҳодисаси бирор вақт ичида жисмдан чиқаётган электронлар сонининг ҳудди шу вақт ичида жисм сиртига тушаётган электронлар сонига нисбати билан аниқланувчи иккиламчи электрон эмиссия коэффиценти σ билан характерланади.

4. Кинетик ион-электрон эмиссия.

Қаттиқ жисм сирти ионлар билан бомбардировка қилинганда сиртдан электронларнинг учиб чиқиш ҳодисасига кинетик ион-электрон эмиссияси дейилади. Бу ҳолда жисмдаги электронларнинг уйғотилиш энергияси манбаи сиртга келиб тушаётган ионларнинг кинетик энергиялари ҳисобланади. Кинетик ион-электрон эмиссия ҳодисаси ҳам ҳудди ИЭЭ ҳодисаси каби эмиттирланаётган электронлар токининг келиб тушаётган ионлар токига нисбати билан аниқланувчи кинетик ион-электрон эмиссия коэффиценти γ_k билан характерланади.

5. Потенциал ион-электрон эмиссия (потенциал узиб олиш).

Потенциал ион-электрон эмиссия ҳодисасида фазонинг сиртга яқин жойларда мусбат ионни жойлаштириш натижасида $U(r) < 0$ бўлган соҳалар ҳосил қилинади. Бундай ҳосил бўлган Кулон потенциал ўраларида электронлар энергияларининг мумкин бўлган қийматлари манфий ҳам бўлиши мумкин. Ташқи майдон мавжуд бўлган ҳолдагига қараганда $E_{i1}, E_{i2}, E_{i3} \dots$ энергияларнинг манфий қийматлари дискрет бўлиши мумкин. Қаттиқ жисм ва ионларни шундай танлаш мумкинки, бунда

иондаги E_{i1} энергияли энг қуйи эркин сатҳлари жисмдаги электронлар билан банд бўлган сатҳлардан пастда жойлашади. У холда каттик жисмдаги E_{n1} энергияли электрон жисмдан тунел эффекти орқали потенциал ўрадаги $E_{i1} < E_{n1}$ мумкин ва у ерда ионни нейтраллайди (3.Расм, 1- ўтиш). Лекин бундай ўтиш электроннинг жисмдаги ва иондаги энергия сатҳи орасидаги $E_{n1} - E_{i1}$ фарққа тенг энергия ажралиши билан содир бўлади. Бу энергия бошланғич энергияси бўлган бошқа электронга берилиши (оже-жараён, 2-ўтиш) ёки ёруғлик кванти шаклида ажралиб чиқиши мумкин. Иккинчи жараённинг эҳтимоллиги жуда кичик.

6. Автоэлектрон эмиссия.

Каттик жисм сирти яқинида кучли бир жинсли электр майдони ҳосил қилинганда электронлар тунел эффекти туфайли металлни ташлаб чикиб кетиши мумкин. Бу ҳодисага автоэлектрон эмиссия ҳодисаси АЭЭ) дейилади.

Тўғироғи электронлар каттик жисмдан узиб олинади. Автоэлектрон эмиссия ҳодисаси кузатилиши учун эмиттер сиртида электр майдон кучланганлиги энг камида $\varepsilon \geq 10^7 \text{В/см}^{-1}$ бўлиши керак. Каттик жисм сиртига электронларни тортиб олувчи электр майдони қўйилганда потенциал бўсага потенциал тўсикқа айланади ва ташки электр майдони қанчалик катта бўлса потенциал тўсик шунча тораяди, электронлар потенциал тўсикдан осонгина сизиб ўтади.

Автоэлектрон эмиссия ҳам худди термоэмиссия каби, ташки электр майдонига кучли боғлиқ бўлган тўйиниш токи зичлиги билан тавсифланади.

7. Атом каби заррачалар эмиссияси.

Атом каби заррачаларга атомлар, ионлар ва молекулалар киради. Ушбу заррачалар каттик жисм қиздирилганда ёки уларнинг сирти бу каби заррачалар, электронлар ва фотонлар билан бомбардимон қилинганда худди электронлар каби каттик жисмдан эмиссияга дучор бўлиши мумкин. Бу кузатиладиган ҳодисаларда эмиссияга учрайдиган заррачалар молекулалар, бомбардимон қилинаётган нишон атомлари ва ионлари ёки нишон сиртига

адсорбцияланган модда атомлари ва ионлари, шунингдек бомбардимон қилаётган заррачаларнинг ўзларидир.

Нишон сирт қатлаидан нишон атоми ёки дастлаб адсорбцияланган атом каби заррачаларнинг учиб чиқиб кетиши (десорбцияланиши) учун улар етарлича энергияга эга бўлишлари керак. Бу энергия юқорида бир неча маротаба таъкидланганидек, атомларни сирда тутиб турувчи кучлар таъсирини енгиш учун етарли бўлиши шарт.

§1.2. Қаттиқ жисмларда электронларнинг энергия бўйича тақсимооти.

Эмиссия турларининг ҳар бирини алоҳид-алоҳида батафсил кўриб чиқишдан аввал, бу эмиссия турларининг тенгламаларини келтириб чиқаришда асосий ҳисобланадиган қаттиқ жисм электрон назарияси элементларини қараб чиқамиз.

Қаттиқ жисмларнинг классик электрон назариясида электрон ихтиёрий вақт моментидаги ҳолати $\mathbf{r}_e$ радиус-вектор ва $\mathbf{P}_e$ импульс билан характерланувчи моддий нукта деб ҳисобланади. Қаттиқ жисмдаги электронлар системасига эса классик Больцман тақсимоотга тўла бўйсунадиган моддий нуқталар тўплами, яъни бир атомли газ сифатида қаралади. Амалда бундай қараш электронлар ва ионларнинг реал хусусиятларига мос келмайди, чунки классик нуқтан назардан қаралганда бундай заррачаларнинг аксарият ҳолларда намоён бўладиган тўлқин хусусиятлари умуман ҳисобга олинмайди.

Бундай хусусиятларни тўла ҳисобга оладиган назария, бу квант физикаси назариясидир. Квант механикаси электронлар ва ионларнинг бу хусусиятларини тўла тавсифлаб бера олади.

Квант механикасида алоҳида олинган электроннинг ҳолати $\Psi(\mathbf{r}, t)$ тўлқин функцияси ёрдамида ифодаланади (ёзилади). Электрон фазода электрон булутини ҳосил қилиб, худди бўяб қўйилгандай кўринади деб ҳисобланади. Фазонинг бирор

нуктасида электрон булuti зичлиги ρ $\Psi(r, t)$ функция квадрaтига тенг бўлади:

$$\rho = \Psi(r, t)\Psi^*(r, t) \quad (1.2)$$

Электроннинг стационар ҳолатлари учун тўла тўлқин функцияси Ψ_n қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\Psi_n(r, t) = \psi_n(r) \exp \left[-\frac{2\pi i}{\hbar} E_n t \right] \quad (1.3)$$

бу ерда ψ_n — амплитудавий функциялар ва E_n — электроннинг энергиялари қиймати Шредингер тенгламаси орқали аниқланади:

$$\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + [E - U(r)] \psi = 0 \quad (1.4)$$

бу ерда $U(r)$ — электрон турган тaшки куч майдонини характерловчи потенциал энергия бўлиб, ҳар бир қараб чиқилаётган ҳол учун бу функция алоҳида берилади. Ўз-ўзидан ушбу Шредингер тенгламаси фақатгина электроннинг тўлқин хусусиятларини акс эттиради.

Шредингер тенгламасини ечиш учун, яъни электроннинг у ёки бу шароитлардаги ҳолатини аниқлаш учун, айнан шу $U(r)$ функция кўринишини билиш керак. Агарда $U(r)$ функция вақтга боғлиқ бўлмаса, у ҳолда электрон стационар ҳолатда мавжуд бўлади.

Қаттиқ жисм бу N_i та ядро ва N_e та электронлардан иборат мураккаб система ҳисобланади. Z тартиб номерли элементлардан тaшқил топган кристаллар учун $N_e = ZN_i$. Бундай системанинг тўла тўлқин функцияси Ψ қуйидагича бўлади:

$$\Psi = \Psi(r_1, r_2, \dots, r_s, \dots, r_{N_i}, R_1, R_2, \dots, R_s, \dots, R_{N_i}, t) \quad (1.5)$$

бу ерда r_s ва R_s мос равишда электронлар ва ионларнинг радиус-векторлари. Стационар ҳолатлар учун:

$$\Psi_n = \psi_n(r_1, r_2, \dots, r_s, \dots, r_{N_i}, R_1, R_2, \dots, R_s, \dots, R_{N_i}, t) \exp \left[-\frac{2\pi i}{\hbar} E_n t \right] \quad (1.6)$$

бу ерда ψ_n функциянинг амплитуда қисми ва E_n система тўла энергиясининг қиймати заррачалар системаси учун Шредингер тенгламасидан аниқланади

$$\frac{\hbar^2}{8\pi^2} \left\{ \frac{1}{m} (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots \Delta_s + \dots \Delta_{N_e}) + \frac{1}{M} (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots \Delta_k + \dots \Delta_{N_i}) \right\} \psi + \{ E - U(r_1, r_2, \dots, r_s, \dots, r_{N_i}, R_1, R_2, \dots, R_s, \dots, R_{N_i}) \} \psi = 0 \quad (1.7)$$

бу ерда Δ_s ва Δ_k — s - электрон ва k - ионларнинг координаталар бўйича Лаплас операторлари, U — эса системанинг потенциал функцияси. Бу потенциал функция ташқи майдонда электрон ва ионларнинг потенциал функциялари U_T ни, ионларнинг бир-бири билан ўзаро таъсири U_{ii} ни, электронларнинг бир-бири билан ўзаро таъсири U_{ee} ва электронларнинг ионлар билан ўзаро таъсирлари функциялари U_{ie} ни ўз ичига олади, яъни:

$$U = U_T + U_{ii} + U_{ee} + U_{ie} \quad (1.8)$$

Системанинг стационар ҳолатлари учун U_T, U_{ii}, U_{ee} ва U_{ie} функциялар вақтга боғлиқ эмас. Агарда (7) тенгламани ечиш имконияти бўлганда эди, яъни барча тўлқин функциялари ψ_n ва E_n нинг характеристик қийматлари, у ҳолда стационар ҳолатлар учун ψ_n ва шу ҳолатларга мос E_n энергиялар кристалл панжара, электрон ва ионларнинг энергетик спектрлари, шунингдек каттик жисмларнинг бошқа турли характеристикаларини аниқлаш имконини берар эди. Шундай қилиб, каттик жисмларнинг стационар ҳолатлари тўғрисида тўла ахборот олиш учун ҳар бир алоҳида қаралаётган маълум ҳолатлар учун U потенциал энергияни ошқора равишда топиш ва функциянинг бу кўриниши учун (1.7) тенгламани ечиш талаб қилинади. Бу эса математика нуқтан назаридан ечиб бўлмайдиган мураккаб масала.

Каттик жисмларнинг замонавий назарияси потенциал функция ва тўлқин функцияси кўринишларига тегишли масалани соддалаштирувчи фаразларга таяниб иш кўради. Бу ерда биз бу фаразлар ва улар асосидаги яқинлашишларни батафсил қараб чиқмаймиз.

Қаттиқ жисмларнинг электрон назариясини яратишда бирор dE энергия интервалида қаттиқ жисмда электронларнинг қанча dN сони квант ҳолатларида ётишини аниқлашимиз керак, бошқача қилиб айтганда электронларнинг энергия бўйича тақсимотини топишимиз керак. Ушбу тақсимотни характерловчи $f(E) = \frac{dN}{dE}$ функция, биринчидан ҳолатлар зичлиги тақсимооти функцияси $\frac{dZ}{dE}$ ва иккинчидан E энергияли электронлар билан квант ҳолатларининг тўлдирилиш эҳтимоллиги билан аниқланади:

$$f(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{dZ}{dE} = \omega(E) \quad (1.9)$$

$\frac{dZ}{dE} = \omega(E)$ функция системани ташкил этувчи заррачаларнинг хусусияларига боғлиқ.

Квант механикасида айний заррачалар системаси уларни бир-биридан ажратиб бўлмаслик принципига бўйсунди; спини $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ га тенг бўлган заррачалар (фермионлар), хусусан электронлар учун бу принципдан Паули принципи келиб чиқади.

$T = 0 \text{ K}$ температурада ихтиёрий заррачаларнинг мувозанатли тақсимооти тўла энергия минимумига мос келади. Фермионлар учун бу шарт бажарилади, агарда фермионлар энг кичик энергияли энергетик сатҳларни буткул тўлдиришган бўлса. Бунда ҳолатлар сони Z заррачалар сони N га тенг бўлади.

$T > 0 \text{ K}$ бўлганда мувозанатли ҳолат эркин энергияга тенг бўлади. Фермионлар учун бу шарт тўла бажарилади, агарда $\omega(E)$ эҳтимоллик қуйидагига тенг бўлса:

$$\omega(E) = \frac{dZ}{dE} = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - E_0}{kT}\right] + 1} \quad (1.10)$$

бу ерда E_0 –системанинг электрохимиявий потенциали деб аталувчи катталиқ, уни аксарият ҳолларда Ферми сатҳи энергияси ёки Ферми энергияси деб ҳам аташади, яъни абсолют ноль температурада, $T = 0 \text{ K}$ электронлар олиши мумкин бўлган энг катта энергия. Тескари ишора билан олинган бу $-E = \chi =$

$e\phi$ катталikka кўпинча чиқиш иши ҳам деб юритишади. Аксарият холларда (1.10) формулага Ферми формуласи ҳам деб юритишади.

(1.10) формулани ҳисобга олган ҳолда (1.9) ифодани қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$f(E) = \frac{dZ}{dE} = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - E_0}{kT}\right] + 1} \frac{dZ}{dE} \quad (1.11)$$

(1.11) формула билан аниқланувчи электронларнинг энергиялар бўйича тақсимотига Ферми тақсимоти дейилади. Бу тақсимоот формуласини ошқора ёзиш учун системанинг электрохимиявий потенциали E_0 ва квант ҳолатларнинг тўлдирилиш эҳтимолликлари $\frac{dZ}{dE}$ ни билиш муҳим ҳисобланади. Системанинг электрохимиявий потенциали E_0 қуйидаги

$$\int_0^\infty \frac{dZ}{dE} dE = N \quad (1.12)$$

нормаллаштириш шартидан фойдаланган ҳолда ҳисобланади, бу ерда N — системадаги электронларнинг тўла сони.

Эркин электронлар яқинлашишида электронларнинг энергия бўйича тақсимотни аниқлаймиз. Эркин электронлар назарияси электронларнинг тўлқин хусусиятларини ҳисобга олган ҳолда кристаллларнинг фазовий даврий тузилишини эътиборга олмайди. Бу яқинлашишда W энергия шкаласидан фойдаланиш қулай ҳисобланади ва бунда металл ташқарисида тинч турган электроннинг энергияси нолга тенг деб олинади. Ушбу энергетик шкалада электрохимиявий потенциал сатҳи билан белгиланади ва бу қаралаётган шкалада электроннинг металлдан $e\phi$ чиқиш иши $W_a - W_l$ га тенг бўлади (1.4. расм).