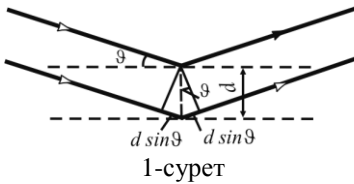


## Микробөлшектің толқындық қасиеттерінің эксперименттік расталуы

- *Де Бройль гипотезасының эксперименттік расталуы. Девиссон және Джермер тәжірибелері*  
*Электрондардың поликристалдардан дифракциясы*  
*Молекулалық шоқтармен жүргізілген тәжірибелер*
- *Анықталмағандықтар қатынастары*

1. Бөлшектердің толқындық табиғатын растаған алғашқы эксперименттік зерттеулерді америка физиктері К. Девиссон және Л. Джермер 1927ж орындады. Бұлардың тәжірибелерінің идеясы: егер электрондар шоғының толқындық қасиеттері болса онда бұлардың кристалдан шағылуы рентген сәулелерінің сияқты интерференциялық сипатта болуы тиіс, яғни осы жағдайда рентген сәулелерінің кристалдан шағылуына ұқсас интерференциялық



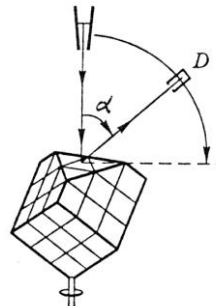
шағылу максимумдары байқалуы тиіс. Кристалдардың әр түрлі жазықтықтарынан, түскен сәуленің атомдардан дифракциялануы нәтижесінде, осы жазықтықтардан айналық шағылған сияқты болып, толқындар шығады.

Осы толқындар интерференцияланғанда, егер Брэгг-Вульф шарты

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad m=1,2,\dots \quad (1)$$

орындалатын болса, онда бұлар бірін-бірі күшейтеді, мұндағы  $\theta$  – сырғу бұрышы,  $d$  – кристалдық жазықтықтардың арақашықтығы  $\alpha$ -түскен және дифракцияланған электрондар шоқтарының арасындағы бұрыш;  $\alpha = \pi - 2\theta$ .(1-сурет)

1.1. Девиссон және Джермер тәжірибелерінде (2-сурет) электрондардың никель монокристалынан дифракциясы зерттелді. Дифракциялық максимумдарды байқау үшін электрондарды үдеткіш кернеу

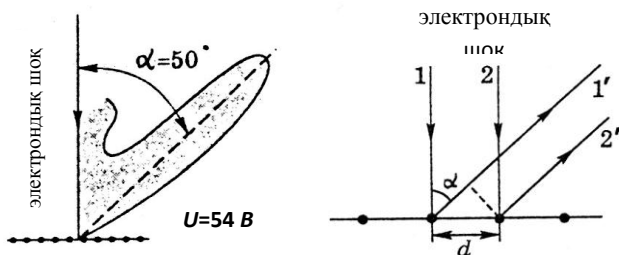


2-сурет

және шағылған электрондарды тіркейтін D детектордың орны өзгертілген. Сонда бұлардың тәжірибелерінде электрондардың ең үлкен шағылуы  $\alpha=50^\circ$ , үдеткіш потенциалдар айырымы  $U=54\text{В}$

болғанда байқалған (3-сурет); бұл  $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e eU}} = 0,167\text{нм}$  де

Бройль толқын ұзындығына сәйкес келеді. Никельдің  $d=0,91 \cdot 10^{-10}\text{м}$  тор тұрақтысы (рентген сәулелерінің дифракциясы бойынша анықталған) үшін (1) Брэгг-Вульф шартынан анықталған толқын ұзындығы  $\lambda=0,165\text{ нм}$  болған. Осы эксперименттік және есептелінген  $\lambda$  мәндерінің дәлдесуі бөлшектердің толқындық



3-сурет

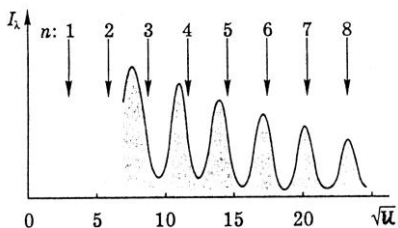
қасиеттері болатындығы жөніндегі де Бройль гипотезасының тамаша расталуын береді.

Девиссон және Джермердің басқа тәжірибелерінде  $\theta$  сырғу бұрышын тұрақты ( $\theta=\text{const}$ ) етіп алып,  $U$  үдеткіш кернеудің әр түрлі мәндерінде шағылған электрондық шоқтың  $I$  интенсивтілігі өлшенген. Тәжі-рибе нәтижелері 4-суретте келтірілген. Экспериментте байқалатын шағылу максимум-дары бір-бірінен  $\sqrt{u}$  мәндері бойынша бірдей қашықтықта орналасады, бұл теорияда да расталады.

Шынында да  $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e K}} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e eU}}$  болатындықтан, (1)

Брегг-Вульф шартынан мынаны аламыз

$$2d \sin \theta = m \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e eU_m}}, m$$



4-сурет

мұндағы  $U_m$  - шағылу ретіне сай үдеткіш потенциалдар айырымы,  $m_e$ -электрон массасы. Сонымен,  $U_m$  мен  $m$  арасындағы байланыс мына түрде болады

$$\sqrt{U_m} = C \cdot m, \text{ мұндағы } C = \pi \hbar / d \sin \theta \sqrt{2em} = \text{const} \quad (2)$$

бұл  $\sqrt{U}$  мәндеріне байланысты шағылу максимумдарының бір-бірінен бірдей  $C$  қашықтықтарда болатындығын көрсетеді. (17,5-56,5кэВ) ( $C \sim 10^{-4}$ мм).

Сонымен шок интенсивтілігінің максимумдары белгілі  $U$  мәндерінде ғана, яғни электрондардың белгілі энергияларында ғана байқалатыны анықталған. Осындай дифракциялық максимумдар мен минимумдар рентген сәулелерінің кристаллдардан шашырауы бойынша тәжірибелерде,  $\theta$  сырғу бұрышы тұрақты болғанда, рентген сәулесінің жиілігіне (толқын ұзындығына) байланысты пайда болатыны белгілі (Брэгг-Вульф шарты).

Демек, Дэвиссон және Джермер тәжірибелері нәтижелерінің заңдылықтары қозғалыстағы бөлшектердің (электрондардың) айқын білінетін толқындық қасиеттерге ие болатынын және интерференция, дифракция заңдарына бағынатынын айғақтайды.

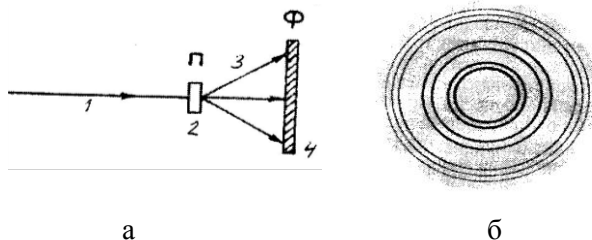
Осы тәжірибеде бақыланған дифракциялық максимум орындары (1) Брэгг-Вульф шарты бойынша анықталған максимум орындарымен дәл келмейді (4-суреттегі тік сызықтар). Осы айырмашылық, әсіресе, кіші  $m$  мәндерінде ( $m=1,2,3$ ) байқалады. Теориямен эксперименттің осы алшақтығы (1) Брэгг-Вульф шарты электрондық толқындардың кристалда сынуы ескерілмегендіктен болады. Толқынның сынуы ескерілмегенде (1) Брэгг-Вульф шарты мына түрде келеді:

$$2d \sqrt{n_e^2 - \cos^2 \theta} = m\lambda \quad (1a)$$

мұндағы  $n_e$ -кристалдағы электрондық толқынның сыну көрсеткіші. (1a) шартын қолданғанда осы айырмашылық толық жойылады.

1.2. Шапшаң электрондар шоғының өте жұқа поли-кристалдық пленкадан өткен кездегі дифракциясын ең алғаш 1928ж ағылшын физигі Дж. Томсон рентген сәулесінің дифракциясы зерттелетін Дебай-Шарер әдісі бойынша байқаған. Тәжірибе схемасы 5-суретте кескінделген.

Шапшаң электрондардың жінішке шоғы жұқа (1) поликристалдық пленканы (2) атқылайды. Дифракцияланған электрондар шоғы (3) фотопластинкаға (4) түседі. Сонда бұл пластинканың бетінде орталығында тұтасқан дағы бар бірнеше концентрлік шеңберлер (5) түріндегі көрініс пайда болады. Осы электронограмма 5б-суретте көрсетілген.



5-сурет

Электронограмманың сыртқы көрінісі ұнтақталған кристалдық заттан монокромат рентген сәулелері өткенде пайда болатын дифракциялық сақиналар кескініне ұқсас. Тәжірибе нәтижесін былай ұғынуға болады. Поликристалдық пленка тәртіпсіз бағдарланып орналасқан сансыз көп ұсақ кристалликтерден түзілген болады. Осындай жұқа пленкаға электрондардың біртекті параллель шоғы түскенде әлгідей ұсақ кристалликтердің кейбіреулері (1) Брэгг-Вульф шарты орындалатындай болып орналасқан болулары сөзсіз. Тәжірибе жағдайында  $d$  және  $\lambda$  тұрақты, сондықтан бағдарлануы, яғни  $\theta$  бұрышы (1) шартын қанағаттандыратын жазықтықтардан электрондар қарқынды түрде шағылады. Сонда  $\theta$  бұрышының белгілі бір мәніне сәйкес бағыт бойынша шашыраған электрондар төбесіндегі бұрышы  $-4\theta$ -ға тең конус бетімен таралады: (1) теңдеуіндегі  $m$ -нің әрбір мәніне бір конус сәйкес келеді. Осы конустардың фотопластинкамен қиылысқан орындарында дифракциялық сақиналар (электронограмма) пайда болады. Бұл құбылыс электрондар шоғының толқындық қасиеті бар екендігін көрсетеді. Осы пікірді дәлелдеу үшін Дж.Томсон белгілі жылдамдықпен қозғалған электрондар толқынының ұзындығын де Бройль формуласы бойынша есептеп тауып, оның мәнін (1) Брэгг-Вульф формуласына

қойып, алынған заттың кристалдық торы тұрақтысын анықтаған. Шыққан нәтижелерді рентген сәулелерінің дифракция құбылысын пайдаланып табылған  $d$  мәнімен салыстырған. Сонда шыққан  $d$  мәндері біріне бірі дәл келген. Сөйтіп Дж.Томсон тәжірибелерінің нәтижелері электронның толқындық табиғаты жөніндегі де Бройль гипотезасының дұрыс екендігін көрсетеді.

1.3. Де Бройль жорамалына сәйкес кез-келген материялық бөлшектердің, соның ішінде атомдар мен молекулалардың толқындық қасиеттері болуға тиіс. Штерннің тәжірибелері (1929 ж.) де Бройль жорамалының бейтарап атомдар (He) мен молекулалар ( $H_2$ ) үшін дұрыс екендігін көрсетті. Газ молекулалары Максвелл заңы бойынша үлестірілген жылулық жылдамдықтармен қозғалыста болады. Сонда молекула жылдамдығы деп бұлардың жылулық қозғалысының ең ықтимал жылдамдығы  $v = \sqrt{2kT/M}$  алынады; мұндағы  $k$  - Больцман тұрақтысы,  $T$  - абсолют температура,  $M$  - атом не молекула массасы. Сонда молекула импульсы  $P = \sqrt{2kTM}$  болады. Ал молекуланың де Бройль толқын ұзындығы мына формула бойынша бағаланады:

$$\lambda \cong 2\pi\hbar / \sqrt{2kTM} .$$

Осы өрнектегі универсал тұрақтыларды сандық мәндерімен алмастырамыз, сонда

$$\lambda \cong 3,04 / \sqrt{TM} , \text{ нм.}$$

Мысалы,  $H_2$  жағдайында  $M=2m_p$  болады;  $m_p$  - протон массасы. Егер  $T = 300$  К болса, онда  $\lambda \approx 0,1$  нм. Осы мысалдан жеңіл атомдар немесе молекулалар үшін де Бройль толқын ұзындығы кристалдық тордың атомдық жазықтарының аралығымен шамалас екендігі көрінеді. Сондықтан тәжірибенің сәтті болатынына үміттенуге болады. Осылай болды да: тәжірибелерде атомдар мен молекулалардың толқындық қасиеттері байқалды.

**2. Анықталмағандықтар қатынастары.** 1927 ж. неміс физигі В.Гейзенберг (1901-1976) микробөлшектердің толқындық қасиеттерін ескеріп және бұлардың тәртібіндегі толқындық қасиеттермен байланысқан шектеулерді ескеріп, микродүние объектісін бір мезгілде кез-келген алдын ала белгілі дәлдікпен анықталған координат және импульспен сипаттау мүмкін емес

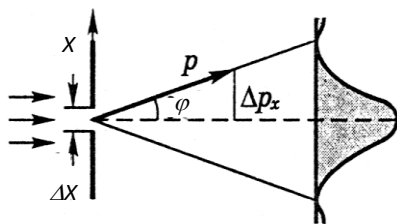
деген қортындыға келді. Гейзенберттің анықталмағандық қатынастарына сәйкес микробөлшек бір мезгілде белгілі  $(x, y, z)$  координатқа да және импульстың белгілі сәйкес  $(p_x, p_y, p_z)$  проекциясына да ие бола алмайды, ал осы шамалардың анықталмағандықтары

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar, \Delta y \Delta p_y \geq \hbar, \Delta z \Delta p_z \geq \hbar \quad (3)$$

шарттарын қанағаттандырады, яғни координат және осыған сәйкес импульс проекциясы анықталмағандықтарының көбейтіндісі  $\hbar$  шамасынан кем болмайды.

(3) анықталмағандық қатынастарынан, мысалы егер микробөлшек координаты дәл анықталған ( $\Delta x=0$ ) күйде тұрса, онда осы күйде оның импульсының тиісті проекциясы тіпті анықталмаған ( $\Delta p_x \rightarrow \infty$ ) болады, және керісінше:  $\Delta x \rightarrow \infty, \Delta p_x=0$ . Сонымен, микробөлшек үшін оның координаты мен импульсының бір мезгілде дәл мәні болатын күй болмайды. Осыдан бір мезгілде кез-келген алдын ала берілген дәлдікпен микробөлшектің координаты мен импульсын өлшеу іс жүзінде мүмкін еместігі келіп шығады.

Енді анықталмағандық қатынастарының микробөлшектің толқындық қасиеттерінен келіп шығатындығына көз жеткізейік. Электрондар ағыны бұлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр орналасқан ені  $b=\Delta x$  жіңішке саңылау арқылы өтетін болсын (6-сурет). Электрондар толқындық қасиетке ие, сондықтан мөлшері электронның  $\lambda$  де Бройль толқыны ұзындығымен шамалас саңылау арқылы өткенде дифракция байқалады.



6-сурет

Саңылау арқылы өткенге дейін электрондар  $y$  осі бойымен қозғалады, сондықтан импульс құраушысы  $p_x=0$ , осыдан  $\Delta p_x=0$ , ал электронның  $x$  координаты тіпті анықталмаған. Электрондар саңылау арқылы өткен кезде бұлардың  $x$  осі бағытындағы орны саңылау еніне тең дәлдікпен, яғни  $\Delta x$  дәлдігімен анықталады. Осы мезетте дифракция салдарынан электрондар бастапқы бағытынан ауытқиды да  $2\varphi$  бұрыш аумағында қозғалатын болады ( $\varphi$  - бірінші дифракциялық

минимумға сәйкес бұрыш). Демек,  $x$  осі бойымен импульс құраушысының мәнінде анықталмағандық пайда болады, ол  $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$  (\*) формуласы және 6-суретте мынаған тең:

$$\Delta p_x = p \sin \varphi = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \sin \varphi$$

(3)

Оңайлық үшін тек бас максимум аумағында экранға түсетін электрондарды қарастырумен шектелеміз. Бірінші минимум

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda \quad (4)$$

шартын қанағаттандыратын  $\varphi$  бұрышқа сәйкес келетіндігі дифракция теориясынан белгілі, мұндағы  $\Delta x$  – саңылау ені,  $\lambda$  - де Бройль толқын ұзындығы (3) және (4) формулаларынан

$$\Delta x \Delta p_x = 2\pi\hbar$$

болатындығы шығады; бас максимум аумағының сыртына түсетін кейбір, аздаған электрондар үшін  $\Delta p_x \geq p \sin \varphi$ , демек, мына өрнек:

$$\Delta x \Delta p_x \geq 2\pi\hbar,$$

яғни анықталмағандық қатынасы алынады.

Бір мезгілде координат және импульстың құраушысын дәл анықтаудың мүмкін болмауы өлшеу әдісінің немесе өлшегіш құралдың жетілмегендігінен емес, микрообъектердің объективті қасиеттері ерекшелігінің, дәлірек айтқанда корпускулалық-толқындық табиғатын бейнелейтін ерекшелігінің салдары болып табылады.

Анықталмағандықтар қатынасы классикалық механика ұғымдарын қандай дәрежеде микробөлшектерге қолдануға болатынын бағалауға мүмкіндік береді, мәселен, микробөлшек траекториясы жайында қандай дәлдікпен айтуға болады.

Траектория бойынша қозғалыс кезкелген уақытта координат пен жылдамдықтың белгілі мәндерімен сипатталатындығы белгілі. Анықталмағандық қатынасын мына түрде өрнектейік

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{2\pi\hbar}{m}. \quad (5)$$

Осы өрнектен бөлшек массасы неғұрлым үлкен болса, соғұрлым оның координаты мен жылдамдығының

анықталмағандықтары кіші болатындығы, демек, соншалықты жоғары дәлдікпен осы бөлшекке траектория ұғымын қолдануға болатындығы көрінеді.

Макроскопиялық денелер үшін (3), (5) анықталмағандық қатынастары координат пен жылдамдық ұғымдарының қолданылу мүмкіндігіне ешқандай шектеу енгізбейді. Мұндай денелер үшін (3), (5) формулаларында Планк тұрақтысы елеусіз кішкентай шама ( $\hbar \rightarrow 0$ ) деп саналады. Осы жағдайларда координат пен жылдамдықтың дәл мәндері жайында айтуға болады және дененің классикалық механика заңдарына сәйкес траектория бойынша қозғалысы қарастырылады.  $\hbar \rightarrow 0$  шарты зерттелетін объектінің кванттық қасиеттері елеусіз болуына, сөйтіп классикалық кескінделуіне көшу мүмкін болады.

Кванттық теорияда  $E$  энергия және  $t$  уақыт үшін анықталмағандық қатынасы да қарастырылады, яғни осы шамалардан анықталмағандықтары

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (6)$$

шартын қанағаттандырады. Мұнда  $\Delta E$  – жүйе энергиясын өлшеу кезіндегі оның анықталмағандығы,  $\Delta t$  - өлшеу процесі ұзақтығының анықталмағандығы екендігі атап өту керек. Демек,  $\Delta t$  орташа өмір сүру уақыты бар жүйені энергияның белгілі мәнімен сипаттауға болмайды; орташа өмір сүру уақыты кішірейгенде энергияның  $\Delta E = 2\pi\hbar/\Delta t$  шашырауы артады.

(3) анықталмағандықтар қатырастарынан пайда болатын салдарды қарастырайық.

**1. Кванттық механикада бөлшек траекториясы ұғымы мағынасын жояды.** Классикалық көріністер бойынша бөлшектің әрбір уақыт мезетінде дәл анықталған координаты және жылдамдығы болады, яғни ол траектория бойынша қозғалады. (3) және (5) қатынастарына сәйкес осы шамалардың біреуі ғана дәл анықталады: не бөлшектің дәл координаты, яғни  $\Delta x = 0$ , ал оның жылдамдығы тіпті анықталмаған болады, яғни  $\Delta v_x \rightarrow \infty$ ; немесе бөлшектің жылдамдығы белгілі ( $\Delta v_x = 0$ ), бірақ осы жағдайда оның координаты анықталмайды ( $\Delta x \rightarrow \infty$ ).

**2. Микробөлшектің толық тыныштық күйде болуы мүмкін еместігі жайындағы қорытынды** – бөлшектің дәл



анықталған координаты және дәл нөлге тең импульсы болатын күйінің мүмкін еместігі. Шынында да, егер, бөлшек координатының өзгеру аймағы шектелген болса, мысалы,  $\Delta x = b$ , онда (3)-ке сәйкес, бөлшектің импульсы, мәндерінің ауытқулары  $\Delta p_x = \hbar/b$ , демек, оның энергиясы нөлден өзгеше болады. Импульс мәндерінің ауытқулары  $\Delta p_x = \hbar/b$ ,  $p_{x\min} \approx \Delta p_{x\min}$  деп ұйғарып, микробөлшектің ең кіші (нөлге тең емес) энергиясын табамыз:

$$E_{\min} = \frac{p_{k\min}^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2mb^2}.$$

Сонымен, кванттық механикада микробөлшек толық тыныштық күйде бола алмайды.

3. Анықталмағандықтар қатынастарынан келіп шығатын тағы бір маңызды қорытынды: бөлшектің толқындық қасиеттерін ескергенде **бөлшектің толық энергиясын кинетикалық және потенциалдық энергияға бөлудің мағынасы жойылады**.  $E_{\text{кин}}$  бөлшектің импульсына, ал  $E_{\text{пот}} = U$  – бөлшектің координатына тәуелді. Бірақ, (3)-ке сәйкес, координаты мен импульсін бір мезгілде дәл мәндері болмайтындықтан,  $E$  толық энергияны бір уақытта дәл анықталған кинетикалық және потенциалдық энергиялардың қосындысы түрінде келтіруге болмайды. Сонымен,  $E_{\text{кин}}$  және  $U$ -дың лездік мәндері үшін  $E = E_{\text{кин}} + U$  теңдігі кванттық механикада мүмкін емес. Бұл теңдік энергияның тек орташа мәндері үшін  $\langle E \rangle = \langle E_{\text{кин}} \rangle + \langle U \rangle$  орындалады.

### Сұрақтар

1. Неліктен микробөлшек үшін траектория ұғымын қолдануға болмайды?
2. Координат пен импульс үшін анықталмағандықтар қатынастарының физикалық мағынасы қандай?
3. Энергия мен уақыт үшін анықталмағандық қатынасының физикалық мағынасы қандай?
4.  $\Delta v_x / \Delta v \ll 1$  және  $\Delta v_x / \Delta v \approx 1$  жағдайларында неліктен

және қандай жағдайда бөлшектің траектория бойынша қозғалуы жайында айтуға болады?

5. Қандай жағдайда және неліктен ( $\Delta v_x/v_x \ll 1$ ,  $\Delta v_x/v_x \approx 1$ ,  $\Delta x/x \ll 1$ ,  $\Delta x/x \approx 1$ ) бөліктең тәртібін бейнелеу үшін

кванттық немесе классикалық көріністерді пайдалануға болады?

6. Анықталмағандықтар қатынастарының салдары.