

# РЕНТГЕНДІ ҚҰРЫЛЫМДЫ ТАЛДАУ

## Рентгенді сәулелену туралы жалпы түсінік

Электромагниттік толқын түрлерінің бір түрі - рентген сәулелері. Рентген сәулелерінің толқын ұзындықтары  $10^{-8}$ – $10^{-12}$  м, яғни атом мөлшерімен (размері) шамалас.

Энергия шамасы -  $10^7$  -  $10^9$  Дж/моль

Жиілігі -  $3 \cdot 10^{16}$  -  $3 \cdot 10^{18}$  Гц

Толқын саны -  $1 \cdot 10^6$  -  $1 \cdot 10^8$  см<sup>-1</sup>.

Рентген сәулелерін ғалым Рентген (1895 ж.) ашып, оның толқындық қасиетін 17 жылдан соң Лауэ, Фридрих және Книппинг тұжырымдады. Соңғы аталған ғалымдар рентген сәулелерінің кристалл бойында дифракцияға, яғни шашырауға ұшырайтындығын анықтады.

Рентген сәулелері көзге көрінбейді.

Үдемелі қозғалыс берілген электрондар ағыны рентген түтігінің анодына соқтыққан кезде,

олардың жылдамдығы  $v_1$  - ден  $v_2$  - ге дейін баяулайды да кинетикалық

$$\frac{mv_1^2}{2}$$

$$\frac{mv_2^2}{2}$$

$$\frac{mv_1^2 - mv_2^2}{2}$$

энергиясын -ден -ге кемітеді. Демек, - энергия шамасын бойына алған рентген сәулелері пайда болады, яғни:

$$\frac{mv_1^2 - mv_2^2}{2} = h\nu$$

Пайда болған сәулелерді орыс тілінде "тормозное излучение" деп атайды. Шынында да

электрон жылдамдығы  $v_1$  -ден  $v_2$  -ге дейін баяулап, тежелгендіктен, түзілген рентген сәулелерін "тежелдену сәулелері" деп атаған жөн.

Рентген сәулелерінің пайда болуының екінші бір түріне назар аударалық.

Кез-келген атомның электрон қабаттары бар екендігін білеміз. Сол электрондардың энергиясын, күйін, қай қабатта орналасуын Шредингер теңдеуін шешу арқылы анықталатын бас квант саны сипаттайды. Ядроға жақын орналасқан қабат үшін  $n=1$ , мұнан соң бас квант саны артып электрон қабаттарының сыйымдылығы төмендегідей болады:

K L M N O

2) 8) 18) 32) 50

$n = 1\ 2\ 3\ 4\ 5$

Бұл бәрімізге таныс бас квант санымен электрон қауызындағы электрон санын сипаттайтын  $-2n^2$  - теңдеуі арқылы оңай анықталады [6].

Енді, осы ядро маңына жақын орналасқан қабаттан үдетілген энергиясы мол электрон арқылы бір электрон ұшырылып шығарылсын. Осы босаған деңгейге сыртқы алыстау орналасқан электрон қабатынан екінші бір электрон ауысады.

Деңгейлердің энергия шамалары екі түрлі. Міне осы, айырым шамасына тең энергияға

**v**

сәйкес  $\nu$  - жиілікпен рентген сәулесі бөлінеді. Бөлінген рентген сәулесін орыс тілінде "характеристические рентгеновские лучи" деп атайды. Осы түрдегі рентген сәулелерінің спектрі сызықты болып келеді де атомдардың ядро зарядына қарайлас келеді. Ал атомның ядро заряды оның реттік номеріне сәйкес келетіндігі белгілі.

### *Біріңғай және характерлік рентген сәулелері.*

Затты тез ұшатын электронмен атқылағанда (немесе басқа бір зарядталған бөлшекпен) толқын ұзындығы  $10^{-4}$ -тен 800 ангстремге дейінгі электромагнитті сәуле пайда болады. Мұндай сәулені рентгендік деп атайды. Оның өте сезімтал материалдардың (фотографиялық тіркеу) шағылыстыру қабілеті бар, сондай-ақ заттың жарқырауын туғызады (люминесценттік экран, сцинтилляционды счетчиктер). Рентген сәулелері, электр мен магнит өрістеріне ауытқымай түзу сызық бойымен, барлық электромагнитті толқындар сияқты таралады. Орта шекарасында олар сынады.

Рентген сәулелерінің спектрі екі бір-бірімен қабаттасқан сәуледен тұрады: біріншісі толқын ұзындығы әр-түрлі үздіксіз біріңғай жолақ, екіншісі белгілі бір толқын ұзындығы бар бөлек сызықтардан тұратын характерлік сәуле.

Классикалық электродинамика бойынша атом рентген құбырының анодында тежеліп, оның ядролық өрісінде электрондарды бірден тоқтатқанда біріңғай спектр пайда болады.

Характерлік сәулелену кванттық механика негізінде түсіндіріледі. Егер ұшып келе жатқан электронда маңызды энергия болса, онда анод айнасындағы атомның ішкі қабатындағы бір электронды жоюы мүмкін. Мұнда энергетикалық деңгейі жоғары электронның маңызы зор, ал энергияның шығарылуы сәулелену түрінде жүзеге асады. Әртүрлі типтегі рентген құбыры үшін характерлік рентген сәулесінің толқын ұзындығының мәні 1.1 кестеде келтірілген[13].

Рентген сәулелерінің спектрі екі бір-бірімен қабаттасқан сәуледен тұрады: біріншісі толқын ұзындығы әр-түрлі үздіксіз біріңғай жолақ, екіншісі белгілі бір толқын ұзындығы бар бөлек сызықтардан тұратын характерлік сәуле.

Классикалық электродинамика бойынша атом рентген құбырының анодында тежеліп, оның ядролық өрісінде электрондарды бірден тоқтатқанда біріңғай спектр пайда болады.

Характерлік сәулелену кванттық механика негізінде түсіндіріледі. Егер ұшып келе жатқан электронда маңызды энергия болса, онда анод айнасындағы атомның ішкі қабатындағы бір электронды жоюы мүмкін. Мұнда энергетикалық деңгейі жоғары электронның маңызы зор, ал энергияның шығарылуы сәулелену түрінде жүзеге асады. Әртүрлі типтегі рентген құбыры үшін характерлік рентген сәулесінің толқын ұзындығының мәні 1.1 кестеде келтірілген [13].

#### 1.1 кесте

Рентген құбырының жеті анод айнасының рентгендік сәулесінің  $\lambda$  -толқын ұзындықтары

Рентген  
құбырын  
ың аноды

$\lambda K\alpha, \text{Å}$	$\lambda K\alpha_1, \text{Å}$	$\lambda K\alpha_2, \text{Å}$	$\lambda K\beta_1, \text{Å}$
-----------------------------	-------------------------------	-------------------------------	------------------------------

Cr	2.29092	2.2862	2.29531	2.08480
Fe	1.93728	1.93527	1.93991	1.75653
Co	1.79021	1.78892	1.79728	1.62075
Ni	1.62912	1.65784	1.66169	1.50010
Cu	1.54178	1.54051	1.54433	1.39217
Mo	0.71069	0.70926	0.71354	0.63255
Ag	0.56083	0.55936	0.56378	0.49701

Міне осы атомдардың реттік номері мен олардың шығаратын рентген сәуле жиіліктерінің арасындағы тәуелділікті Г.Мозли (1913 ж.) төмендегіше тұжырымдады:

Химиялық элементтердің реттік номерлері - сол атомдардағы электрондардың деңгейлерге ауысу нәтижесінде түзілетін рентген сәулелерінің жиілігінен табылған квадрат түбір шамасына

$$\sqrt{\nu} \sim f(z)$$

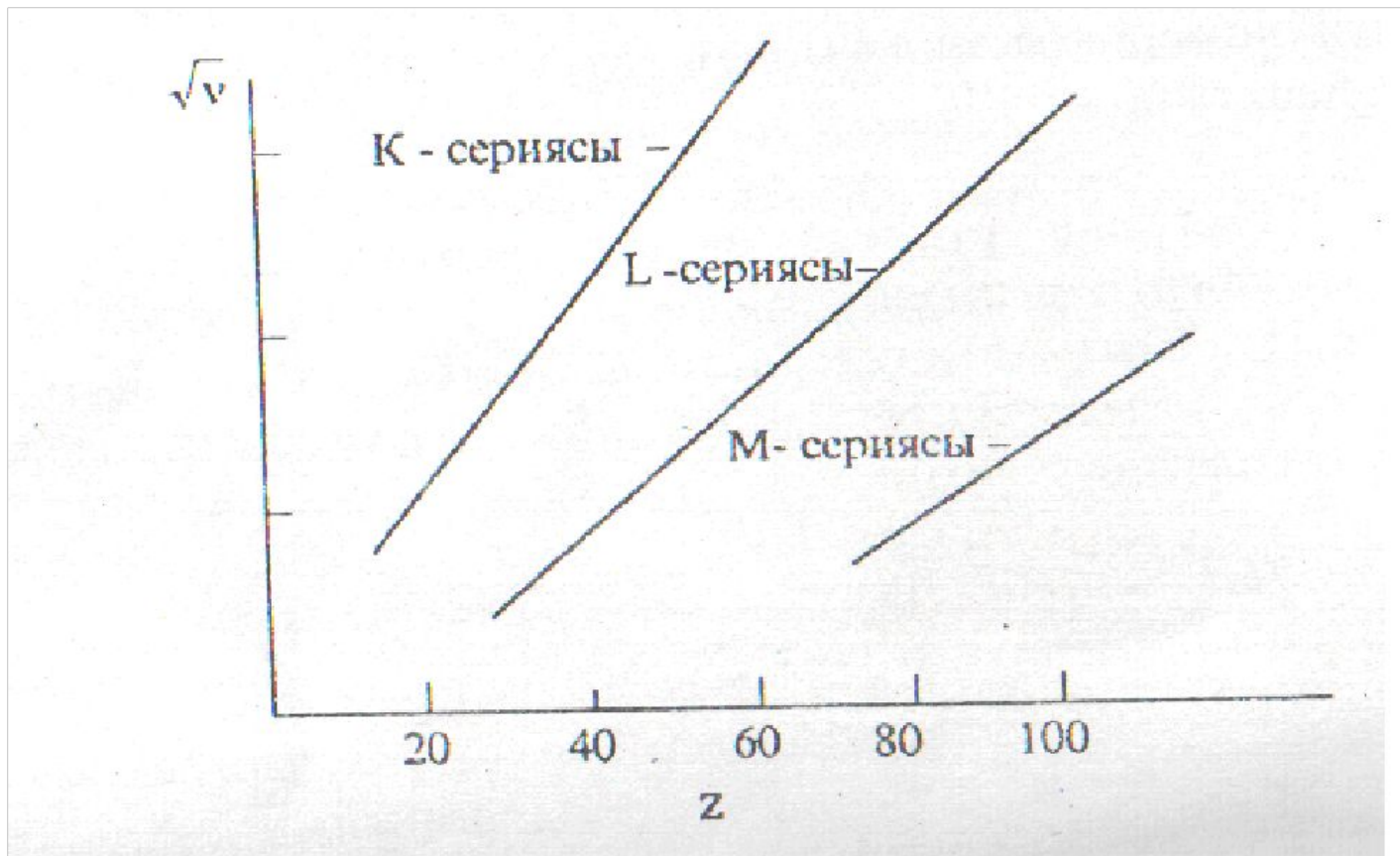
сызықтық тәуелділікте болады. яғни

$\nu$

Мұндағы  $\nu$  - рентген сәулесінің жиілігі;

$z$  - элементтің реттік номері.

График түрінде 1.1 суретте бейнеленген. Осы тұрғыда түзілген рентген сәулелерін - айқындауышты немесе сын-сипатты рентген сәулелері деп атасақ "характеристические рентгеновские лучи" дегенге орынды балама болады. Сонымен қатар, бұл сәулелер рентген - флуоресцентті сәулелер деп те атала беріледі[6].



1.1 сурет. Мозли заңын сызықтық тәуелділік түрінде бейнелеу

Рентген сәулелері дене бойынан өту барысында аздап жұтылады. Интенсивтілігінің өзгеруі Бугер-Ламберт теңдеумен өрнектеледі:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu l} \quad (1.1)$$

Мұндағы  $I_0$ ,  $I$  - бастапқы және дене бойынан өткен рентген сәулелерінің интенсивтіліктері;



$\mu$ 

- жұтылу коэффициенті;

$l$  - дене қабатының қалыңдығы.

Жұтылу коэффициенті - ядро заряды, атом массасы және толқын ұзындығымен төмендегідей байланыста болады:

$$\mu = \frac{0.013}{A} \cdot \rho Z^m \cdot \lambda^n$$

(1.2)

Мұндағы  $Z$  - ядро заряды;

$A$  - атомның молярлы массасы;

$\rho$  - осы атомдар түрінен тұратын заттың тығыздығы;

 $\lambda$ 

- рентген сәулесінің толқын ұзындығы;

$m, n$  - жазылу ретіне сәйкес 4 және 3-ке тең эмпирикалық тұрақты шамалар.

## Рентген сәулелерін қолдану аясына қарай

- рентген - спектрлік
- рентген - фазалық
- рентген - құрылымдық

талдаулар деп бөледі.

Ол сызықты атоммөлшерлеріне салыстыра отырып алынған  $10^{-5}$  нм-ден  $10^2$  нм-ге дейінгі толқын ұзындықтарын қамтитын гамма- және УК-сәулелерінің арасындағы облыста жататын электромагнитті иондаушы сәуле болып табылады. 17 жыл бұрын М.Лауэ, В.Фридрих және П.Книппингпен бірге кристалдағы рентген сәулесінің дифракциясын (таралуын) байқап, оның толқындық табиғатын анықтады.

Мұндай көрінбейтін сәулелер бірқатар кристалдық заттарды (мырыш алдамшысы, барий платина көкшіл родийлі және т.б.) флуоресценциялауға, фотопластинкаға әсерлесуіне (оларды көрінетін жарық экранына арналған мөлдір емес пластинка арқылы жарық түсіру) және газдарды иондауға мүмкіндік береді. Мұндай құбылысты рентген сәулелерін табу және оларды диагноздау үшін, сол сияқты практикада да кеңінен қолданылады. Ең бірінші оларды қолдану медицинада - рентгенді диагностикасында және рентгенді терапияда, кейінірек - қатты материалдар дефектоскопиясында қолданылды. Дифракция құбылысын қолдану атомдардың өзара орналасуын зерттеуде, әсіресе қатты денелерді зерттеуде аса перспективті болып табылады. Рентген сәулесін рентгенді құрылысты талдауда, рентгенді спектроскопияда, рентгенді топографияда, рентгенді микроскопияда, рентгенді спекталды талдауда, рентгенді фотоэлектронды спектроскопияда және т.с.с. кеңінен қолданылады.

Рентгенді сәулелену шартты түрде қатты қысқа толқынды (толқын ұзындығы  $\lambda < 0,2$  нм) және жұмсақ ұзын толқынды ( $\lambda > 0,2$  нм) деп бөлінеді. Рентгенді сәулелену ядроның электростатикалық өрісінде және зат атомдарының электронды қабатында зарядталған бөлшектердің (көбінесе электрондардың) тежелуінен, сол сияқты заттың  $\gamma$ -фотондарымен әсерлесуінен пайда болады. Рентгенді сәулелену тежеуішті және характеристикалық деп екі түрге бөлінеді[5].

Тежеуішті сәулелену вакуумдегі жылдам ұшатын электрондар қатты бетке құлап түсу кезінде тежелгенде үздіксіз спектрлер (рентгенді түтікшелер аноды) береді. Мұндай пайда болған сәулеленулер әдетте тежеуішті және характеристикалық компоненттерден тұрады. Тежеуішті сәулеленудің ерекшеліктері анод пен катод арасындағы  $U$  потенциалдар айырмасымен және түтік арқылы өткен  $i$  ток мөлшерімен анықталады. Анодтағы электрондардың тежелуі кезінде олардың кинетикалық энергиясы бір немесе бірнеше фотондар энергиясына ауысады:

$$mv^2 / 2 = eU = h\nu + p \quad (1.3)$$

мұндағы  $m$ ,  $e$  және  $u$  - электронның массасы, заряды және жылдамдығы;  $h$ - Планк тұрақтысы;  $\nu$ - рентген фотондарының жиілігі;  $p$ -электрондардың атомдармен алғашқы соқтығысуынан кейінгі энергиясы.  $p$  өлшемі 0-ден  $eU$ -ге дейін өзгеруі мүмкін. Егер  $p=0$  болса, онда фотонның сәулеленуінің максималды

$$h\nu_0 = hc / \lambda_0 = eU$$

энергиясы және

$$\lambda_0 = hc / (eU) = 1,24 / U$$

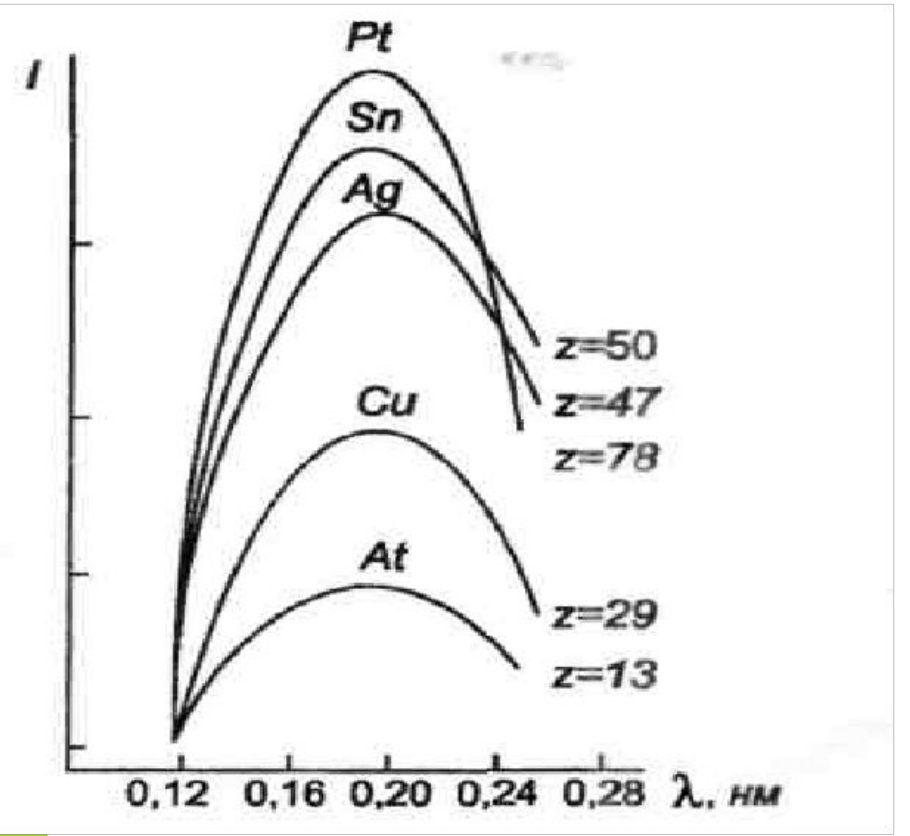
болады,

мұндағы  $\lambda$ -нм-мен, ал  $U$ -кВ-пен сипатталады. Егер  $p \neq 0$  болса, онда аз энергиялы фотондар шығарады. Электрондардың анодтарды үздіксіз соққылауы үздіксіз тежеуішті әртүрлі толқын ұзындықтары сияқты қабылданатын әртүрлі энергиялы фотондардың жиынтықтарының пайда болуымен қабаттаса жүреді. Толқын ұзындығының максималды

$$\lambda_{\max} = 1,5\lambda_0$$

интенсивтілігі сәйкес келеді. Кеңістікте интенсивтіліктерінің таралуы біркелкі емес, және максималды интенсивтілік анод айнасына  $3-10^\circ$  бұрышына, электрондар шоғырына перпендикулярлы бағытталады.

Тежеуішті жалпақ спектрлерінің интенсивтілігінің бір немесе сол бағыттағы сәулелену толқын ұзындықтарына тәуелділік түрі әртүрлі анод материалдары (металдар) үшін 1.1 суретте келтірілген. Графиктен көріп тұрғанымыз күрт қысқа толқынды шектің орналасуы тежеуіш қабаттың табиғатына (яғни, антикатод металының атомдық номеріне) тәуелсіз болып келеді және электрондар энергиясымен ғана анықталады.



1.2сурет. Тежеуішті үздіксіз спектрлердің толқын ұзындығына тәуелділік түрі

Характеристикалық рентгенді сәуле жылдам зарядталған бөлшектермен соқтығысу кезінде (біріншілік рентгенді сәулелену) немесе электромагниттік сәулелердің кванты жұтылу кезінде (флуоресценттік рентгенді сәулелену) электрондарды ішкі қабаттан лақтыруда атомдардың иондалуынан кейін пайда болады. Иондалған атом алғашқы қозған жағдайдан  $10^{-16}$ - $10^{-15}$  арқылы белгілі жиіліктегі квантты сәулелену түрінде артық энергияларды жіберіп аз энергиялы соңғы жағдайға ауысады. Кванттық механика бойынша, егер терең жатқан орбиталдарда вакансия түзіліп, сыртқы және вакантты деңгейлердегі электрон энергияларының айырмасына тең энергиялы рентген фотондары бөлінетін жағдайда атом ядроларынан алыс жатқан орбиталдарға электрондардың сырттан жақынырақ орбиталдарға ауысуы болады. Мұндай фотондардың жиіліктері әрбір элемент атомдары үшін характерлі, сондықтан алынған спектрлер характеристикалық деп аталады. Характеристикалық рентгендік спектрлер оптикалық атомдық спектрлер тәріздес сызықты болып келеді. Бірақ рентгенді сәулеленудің характеристикалық спектрлерінің құрылысы (сызық саны, олардың салыстырмалы орналасуы, анықтылығы) сәулелендіргіш заттың табиғатына тәуелді емес. Заттың табиғаты элементтің реттік номерінің жоғарылауымен қысқа толқындар жағына ығысатын жиілік шкаласындағы спектрлердің орналасуымен ғана анықталады.

Элементтің реттік номері ( $Z$ ) болатын характеристикалық сәулеленудің спектральды рентгендік сызықтары жиіліктерін байланыстыратын заңды 1913 жылы Г.Мозли ашқан және ол келесі түрде тұжырымдалады: жиіліктің ( $\nu$ ) немесе соған сәйкес характеристикалық сызықтың ( $c/\lambda$ ) квадратты түбірі элементтің реттік номерінің сызықты функциясы болып табылады. Егер сырттан келген энергиялар есебінен (мысалы, қуатты электронды соққылау нәтижесінде) К-орбиталдар ядросына ең жақын атомнан электрондарды шығару ( $n=1$ ), яғни бос орынға 2-ші ( $L$ ), 3-ші ( $M$ ), 4-ші ( $N$ ) және т.с.с. орбиталдардан электрондар ауысуы мүмкін және соның нәтижесінде рентгенді сәулеленудің

$$E''_K = h\nu_3$$

$$E''_K = h\nu_4$$

кванты  $E'_K = h\nu_2$ ,

алынады.

$$\sqrt{\nu}$$

Сәулеленуден алынған спектрлер *K*-сериясы деп аталды. *K*-сериясының тәуелділігі 1.2 суретте көрсетілген [6]. Егер электрондарды екінші орбиталдан ( $n=2$ ) шығаратын болсақ, онда осы деңгейге алыс орналасқан орбиталдардан электрондардың ауысуы рентгенді сәулеленудің энергия

$$E'_L = h\nu_3$$

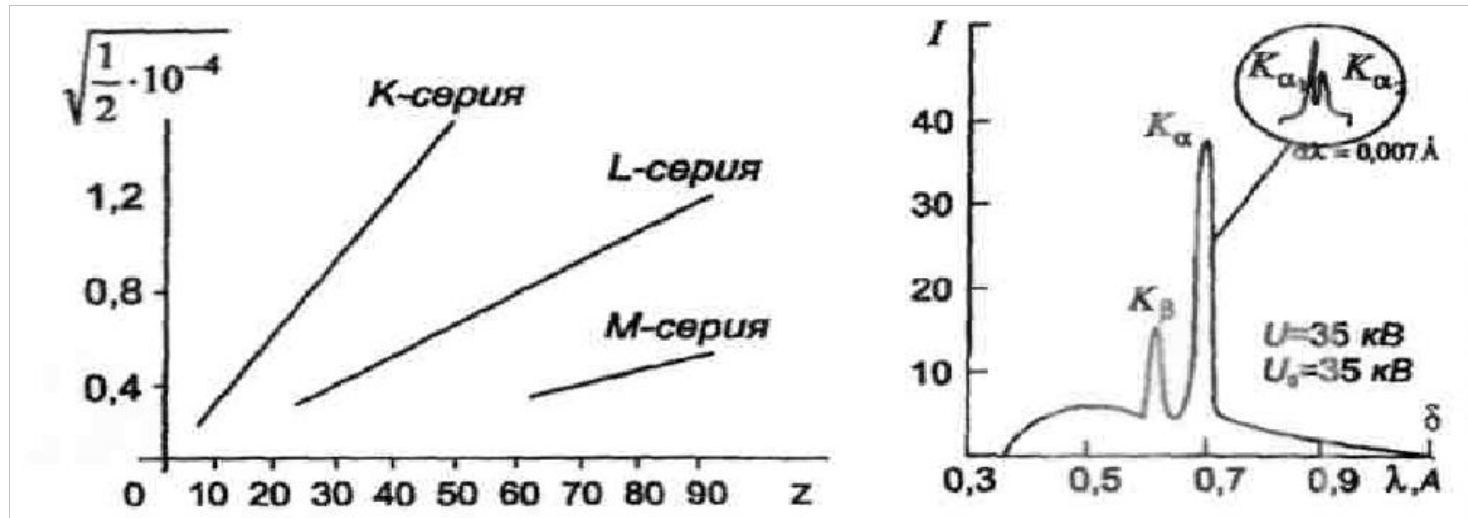
$$E''_L = h\nu_4$$

$$E'''_L = h\nu_5$$

кванты

жауап

береді. Мұндай сәулеленуден алынған спектрлер *L*-сериялы деп аталады (1.2 сурет). Жоғары деңгейдегі электрондардың үшінші орбиталдарға ауысуы *M*-сериясына сәйкес келеді. Тежеуішті сәулелену фонында пайда болатын молибденнің характеристикалық спектрлерінің қысқа толқынды бөлігі 1.3 суретте көрсетілген.



1.3 сурет. . Г.Мозли заңының иллюстрациясы

Көбінесе қысқа толқынды  $K$ -сериялы рентгендік спектрлер қолданылады. Бұдан  $L$ -орбиталынан  $K$ -орбиталына электрондардың ауысуына сәйкес келетін интенсивті сызық  $K_a$  бөлінеді. (Анығырақ айтқанда,  $L$ -орбиталында электрондардың екі топшасының ( $s$  және  $p$ ) болуы нәтижесінде екі характеристикалық сызықтар  $K_{a1}$  және  $K_{a2}$  байқалады, бірақ олардың толқын ұзындықтары өте жақын болғандықтан көп жағдайда бір сызық ретінде қабылдайды). Егер  $M$ -орбиталынан  $K$ -орбиталына электрондар ауысатын болса, спектрде интенсивтілігі бойынша едәуір аз ( $\sim 7$  ретке) сызық  $K_\beta$  пайда болады.  $K$  сериясында сызық интенсивтіліктерінің қатынасы жуық шамамен мынандай:  $I(K_{a1}):I(K_{a2}):I(K_\beta)=100:50:20$ .

## Заттың рентгенді сәулелермен әрекеттесуі

Рентген сәулелері көрінетін жарық сияқты түзу сызықты таралады, полярланады және дифракцияланады. Олардың сыну көрсеткіші  $n$  бірден айырмашылығы аз; ол  $n=1-\delta$  тең,

мұндағы  $\delta \approx 10^{-6} \frac{Z^2}{A} 10^{-5}$ . Рентгенді сәулелену көрінетін жарық денесі үшін мөлдір емес қабаттан өту арқылы біртіндеп әлсірейді. Әлсіреуі біріншіден, атомдардың электронды орталарындағы рентгенді фотондардың таралуымен, екіншіден, фотоэффект нәтижесінде жұтылуымен түсіндіріледі. Фотоэффект атом рентгенді сәулеленудің квантын жұтып, өзінің ішкі электрондарының бірін шығару кезінде пайда болады. Бұдан кейін атом характеристикалық сәулені шығару арқылы сәуле шығара ауысады, немесе сәуле шығармай ауысу (Оже-эффект деп аталады) кезінде екінші электронды (Оже-электрон) шығару арқылы орындалады[6]. Бұдан басқа бейметалды кристалдардың рентгенді квант энергиясы кристалдық торлардың радиациондық ақауының (дефектісінің) түзілуіне шығындалады.

Бастапқы ағын интенсивтілігімен  $I_0$  зат қабатынан өткен интенсивтілік  $I$  арасындағы қатынас келесі теңдеумен өрнектеледі:

$$I=I_0e^{-\mu l} \quad (1.4)$$

мұндағы  $\mu$ -жұтылу коэффициенті;  $l$ -жұтылу қабатының қалыңдығы.

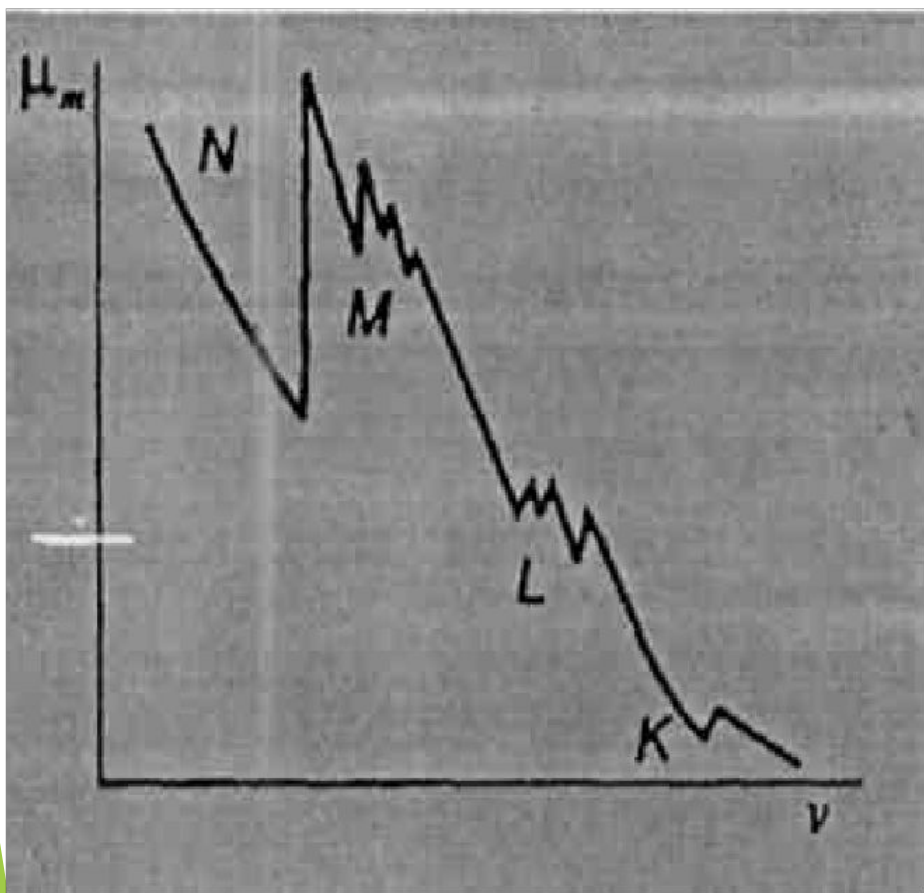
Спектрлердің ұзын толқынды облысында рентгенді сәулелену, ал қысқа толқынды сәулеленуде олардың таралуы басымырақ болып келеді. Жұтылу дәрежесі атом номерінің  $Z$  өсуімен жоғарылайды.



Сәулеліні жұтатын үлгі құрамына кіретін әрбір элемент үшін  $\mu$  мәнінің рентгендік сәулелену жиілігіне  $\nu$  тәуелділігі секірмелі түрде өзгертіндігі 1.4 суретте көрсетілген. Бұл тәуелділіктің жалпы характері, атап айтқанда жиіліктің өсуімен (толқын ұзындығының  $\lambda$  төмендеуімен) қисықтың күрт төмен түсуі болып табылады және жұтылудың өсу шегі келесі қатынаспен өрнектеледі:

$$\mu = \frac{0,013}{A} \rho Z^m \lambda^n \quad (1.5)$$

мұндағы  $\rho$ -зат тығыздығы;  $Z$ -элемент ядросының заряды;  $\lambda$ -сәулелену толқын ұзындығы;  $A$ -элементтің атомдық массасы;  $m$  және  $n$ -4 пен 3-ке



1.4 сурет.Платинаның жұтылу рентгенді спектрі

жақын, сәйкесінше,  $\lambda$  мен  $Z$  мәндеріне біраз шамада байланысты болып келетін мәндер. Қисықтағы секірмелі өзгеріс  $n=1$  ( $K$ -жұтылу),  $n=2$  ( $M$ -жұтылу) және т.с.с. деңгейлердегі электрондардың ауысуы кезінде пайда болатын резонансты жұтылу болатынын көрсетеді. Сондықтан рентгенді сәуленің жұтылу коэффициентіне жұтатын зат табиғаты, оның тығыздығы мен сәулелену толқын ұзындығы елеулі әсер етеді.

Рентгенді квант энергиясы атомдағы электрондар байланыс энергиясынан (қызыл шегі) үлкен болған кезде фотоэффект болуы мүмкін және ол секірмелі түрде өзгерістің пайда болуымен түсіндіріледі. Никельдің  $K$ -орбиталынан электронды толқын ұзындығы  $0,1489$  нм-ден кем фотон ғана шығара алады, ал одан ұзын толқын ұзындықтарында  $K$ -орбиталында фотоэффект болмайды және  $\mu$  коэффициенті күрт төмендейді ( $K$ -секірмелі деп аталады).  $K$ -секірмелі құбылысы рентгенді сәулеленуді монохроматтау үшін, атап айтқанда  $K_{\beta}$ -сызығын басу үшін кеңінен қолданылады. Мысалы, мыс антикатоды жағдайында  $K_{\alpha}$ -сәулелену толқын ұзындығы  $0,15$  нм-ден үлкен, ал  $K_{\beta}$ -сәулелену толқын ұзындығы  $0,14$  нм-ден кіші болып келеді. Сондықтан никель арқылы өткізілген мыс антикатодының  $K$ -сәулеленуі  $K_{\alpha}$ -ға қарағанда анағұрлым қатты әлсірейді. Егер мыстың характеристикалық сәулеленуі үшін фильтр ретінде  $0,02$  мм қалыңдықтағы никельді фольганы қолданатын болсақ, онда  $K_{\beta}/K_{\alpha}$  интенсивтіліктерінің қатынасы  $1/600$  болып келеді (ал филтрсіз бұл қатынас  $1/7$  құрайды). Фильтр үшін металды таңдау жеңіл: оның Д.И. Менделеев кестесіндегі атом номері антикатод металының атомдық номерінен бір номер кем болуы керек. Мыс антикатодының фильтрі никель, кобальттікі темір және т.с.с. болып табылады. Алайда рентгенді сәулелену үшін жақсы монохроматтауға кристалл-монохроматтар көмегімен жетуге болады[12].

Затпен әсерлесу кезінде сол сияқты шағылу немесе рентгенді сәулеленің дифракциясы пайда болуы мүмкін. Олар кристалдарда, аморфты денелерде, сұйықтарда немесе газдарда рентгенді сәулеленудің қатты шашырауынан пайда болады және бастапқы шоғырға қарағанда белгілі бір бұрышпен таралатын ауытқыған (дифракцияланған) сәулеленің пайда болуына алып келеді. Дифракция әртүрлі атомдар электрондарына біріншілік сәулеленудің таралуы кезінде пайда болған екіншілік толқындар арасындағы кеңістіктік когеренттілікке (тербеліс фазасына келісілген) негізделген. Заттағы сәулелену толқын ұзындықтарымен  $\lambda$  атомаралық арақашықтық  $d$  арасындағы қатынаспен анықталатын сәулелер жүрісінің айырымына сәйкес бірқатар бағыттағы амплитудалардың екіншілік толқындары бірдей фазада (синфаза) болады және интенсивгі дифракциялық сәуле шығару арқылы қатталады, ал басқа бағыттарда тербелістің екіншілік толқындары қарсы фазалы болса, онда алынып тасталып, нольге айналады.

Рентгенді сәуленің дифракциясы кристалда анық көрінеді. Кристалл шашыратқыш орталықтары (атомдар) мен ондағы рентгенді сәуле толқын арасындағы арақашықтық секілді біркелкі (жуық шамамен 0,1 нм), ал атомдардың өздері белгілі периодтық тәртіпке сай олардың кеңістігінде орналасатын рентгенді сәулеленуге арналған үшөлшемді дифракциялық тор болып табылады. У.Л. Брэгг пен Г.В. Вульф бір-біріне тәуелсіз кристалл арқылы өткен рентгенді сәуленің дифракция құбылысына қарапайым түсінік берді. Брэгг-Вульф формуласын қорытындылай келе кристалл бір-бірінен біркелкі арақашықтықта  $d_{hkl}$  орналасқан параллельді атомдық жазықтықтар (атомдар қозғалмайды, яғни жылулық тербеліске қатыспайды деп есептеледі) ретінде қарастырылады. Миллер индексі ( $hkl$ ) сипаттайтын берілген тектес атомдық жазықтықтар саны үлкен деп болжанады және кристалда сыну көрсеткіші болмайды [7].

Серпімелі шашырау нәтижесінде түскен толқындар параллельді атомдық жазықтықтарға шағылады деп алайық. (1.3) формуланы талдауда  $\mu$  мәнінің мөлшері аса аз, яғни бұл заттың рентген сәулесін әлсіз жұтатынын көрсетеді, сондықтан әрбір жазықтықтан аз энергия үлесі шағылады. Дифракцияланған шоғырлардың байқалуы параллельді атомдық жазықтықтардан шағылған сәулелер екі жақты күшпен интерференциялануы кезінде мүмкін болады (интерференция -дыбыс, сәуле т.б. толқындардың түйіскенде өзара әсер етуі). Сәуле шоғыры сызба жазықтығында жатсын деп қарастырсақ, онда 1.5 суреттен көретініміздей көршілес жатқан жазықтықтағы шағылысқан сәуле жолдары айырмашылығы  $2d_{hkl}\sin\theta$  мәнін береді. Сәуле арасындағы жолдар айырымы бүтін санды толқын ұзындығына  $\lambda$  тең болған жағдайда ғана интерференция интеисивтілікті арттырады. Онда шағылысу кезінде интенсивтілігінің интерференциялық максимумы пайда болуы жағдайы келесі түрде өрнектеледі:

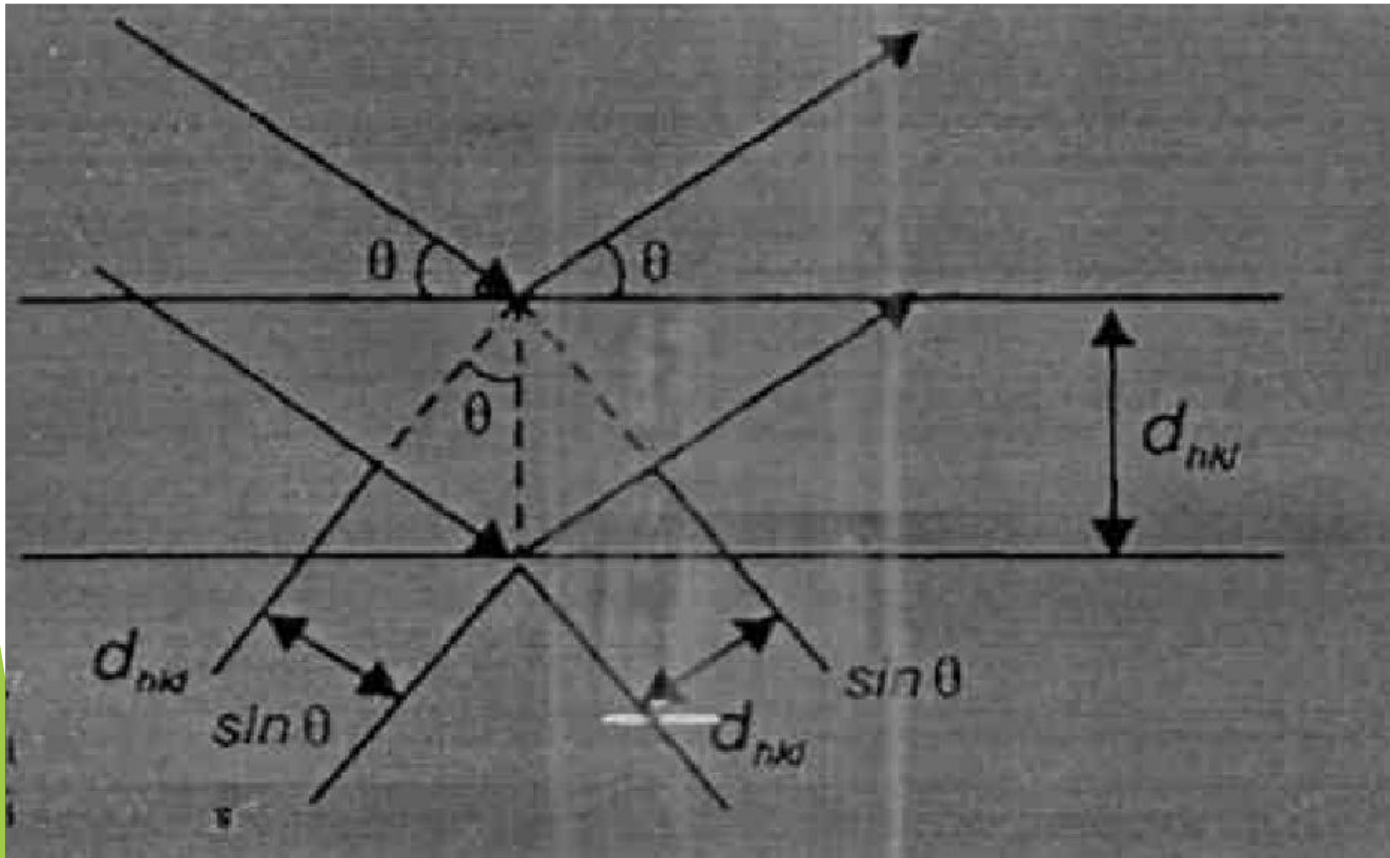
$$2d_{hkl}\sin\theta=n\lambda \quad (1.6)$$

(1.4) теңдігі Брэгг-Вульф теңдеуін береді.

Бұл процесті түсіну үшін екі ерекшелігін көрсетеміз:

-болжам бойынша, әрбір жазықтықтан шағылысу айналы, барлық параллельді жазықтықтағы толқындардың синфазалы қойылуы тек бұрыштың  $\theta$  (толқын ұзындығы) белгілі мәнінде ғана болады;

-егер әрбір атомдық жазықтық түскен шоғырды толығымен шағылыстыратын қабілетке ие болса, онда сәулелену барлық параллельді жазықтықтағы бірінші жазықтықты ғана «сезетін» еді және барлық толқын ұзындықтары мен барлық түсу бұрыштарында айналы шағылысу болатын еді.



1.5 сурет. Брэгг-Вульф теңдеуінің нәтижесі

Брэгг-Вульф тендеуі кеңістіктік тордың периодтылығы салдары болып табылады. Ол ұяшықтағы атомдардың нақты орналасуымен немесе кристалды тордың әрбір түйінінің базисіне байланысты емес. Базисте атомдардың орналасуы параллельді жазықтықтағы берілген тектестер үшін әртүрлі ретті  $n$  дифракцияланған шоғырлардың салыстырмалы интенсивтілігімен анықталады[8].

(1.4) тендеуден брэггті шағылысу толқын ұзындығы бойынан орын алатынын көруге болады және келесі теңсіздікке бағынады;

$$\lambda \leq 2d_{hkl} \quad (1.7)$$

Сондықтан көрінетін жарық пен басқа да ұзын толқынды сәулелерді кристалдарды дифракциялық зерттеу үшін қолдануға болмайды. Алайда қысқа толқынды сәулелерді қолдану да қолайсыз болып келеді - яғни  $\theta$  бұрышы өте аз және онда жылжымалы шоғырларды қолдануға тура келеді. Сонымен қатар дифракцияланған шоғырлар барлық шашыраған сәулелерді бермейтінін есепке алуға болады. Кристалдардың шынайы құрылысының периодтылығының бұзылуынан сәулеленудің бір бөлігі когерентті емес шашырайды және изотропты фон түзеді. Одан басқа, толқын ұзындығының өсуімен комптонды шашырау байқалады. Бұл шашырау, алайда, рентгенді фотон соқтығысу салдарынан өз энергиясының бір бөлігін беретін бос немесе әлсіз байланысқан электрондар пайда болады (егер электронды атомнан үзіп алу үшін фотон энергиясы жеткіліксіз болса, онда фотон атом энергиясы мен импульсына толық ауысады, және оның салыстырмалы үлкен массасына бола серпімелі когерентті шашырау болады).

## Дифракциялық әдістер

Дифракциялық әдістер сәулелену шашырауына немесе бөлшектер ағыны энергиясының өзгеруінсіз қалуына, яғни серпімді шашырауға негізделген. Шашыраудың дифракциондық суреті, бөлшектер және сәулеленудің толқындық қасиеттерімен ескерілген. Дифракцияның негізгі

$\lambda$

шарты, де Бройль толқын ұзындығы шашырайтын заттың атомаралық ара қашықтықтарынан аз немесе көп жақын болуында түзеледі. Дифракциондық әдістің: рентгенографиялық, электронографиялық және нейтронографиялық ең көп қолданылатын үш әдісі бар.

$$\lambda_p \approx 10^{-1}$$

Рентгенографияда нм, электронографияда кернеуі жоғары 40-60

$$\lambda_e \approx 5 \cdot 10^{-3}$$

кВ өрістерінде үдетілген жылдам электрондар үшін нм

$$\lambda_n \approx 10^{-1}$$

және нейтронографияда жылулық нейтрондар үшін нм.

Электрондардың шоқтары мен рентген сәулеленудің көздері көбінесе қол жетімді болып келеді. Дифракцияға арналған нейтрондық шоқтарды ядролық реактордан шығарылатын жылдам нейтрондарды баяулату арқылы алады. Құрылымдық зерттеулерде шашырау бұрышының интенсивтілігін оның шашырау бұрышына

тәуелділігінен өлшейді. Рентген сәулелері молекулалар мен атомдар электрондарымен, электрондар шоқтары - электрондар мен ядролардан жасалынушы электр өрісімен, ал нейтрондардың шоқтары - ядролық күштерімен шашырайды. Рентгенография, электронография және нейтронографиядағы атомдардың шашырау қабілеттеріне арналған

$$I_p : I_\alpha : I_n \approx 1 : 10^6 : 10^{-2}$$

келесі қатынастар орын алады:

Электрондар шоқтары үшін максимал шашырау, оның электронографияда жұқа қабықша

$$10^{-6} - 10^{-5}$$

қалыңдығы см болатын және газ фазасындағы молекулалар құрылымын, сонымен қатар салыстырмалы кіші экспозицияларды анықтауда кең қолданыста болатындығын түсіндіреді. Рентген сәулелері және нейтрондардың шоқтарын нейтронографияда қалыңдығы бірнеше миллиметр және рентгенографиядағы үлес жуықтығымен миллиметр болатын макроскопиялық объектілер заттарының конденсацияланған фазаларын зерттеуге арналған.

Шашыраушы атомның  $Z$  атомдық элемент нөмірінен, заттың бөлшек шоқтары мен шашыраудың өзара әрекеттесу сипаттамасына орайлас әртүрлі тәуелділікте шашырайтыны байқалады. Шашырау бұрыштары аз болғанда  $Z$ -ке пропорционал рентген сәулелердің

$$f_p(\theta)$$

шашырау амплитудасы

$$\frac{1}{Z^2}$$

, ал үлкен бұрыштарда -

тең. Электронографияда

$$f_\alpha(\theta) \sim Z^{\frac{2}{3}}$$

орташа

. Нейрондардың шашырау амплитудалары

$$f_n$$

шашырау

бұрышынан тәуелді болмайды (симметриялы сфералық шашырау), өйткені ядроның мөлшері

$$f_n$$

кіші және  $Z$  - тен айқын түрде тәуелді емес. Бірқатар ядролар үшін

$< 0$ .



Берілген шашырау амплитудаларының қасиеттері, рентгенографияда ауыр атомдар болғанда жеңіл атомдардың координаттарын анықтау қиынға түсетіндігін көрсетеді, себебі ауыр атомдардан шашырау максимал. Электроннографияда бұл әлдеқайда жақсы жағдайда. Нейтронография әдісімен сутегі атом координаталарын үлкен дәлдікпен тауып алуға болады.

Шашыраудың өзара әрекеттестік актісі немесе затпен бөлшектердің ағыны арасындағы сәулелену белгілі уақыт аралығында өтеді. Физикалық әдістің сипаттамалық уақыт ұғымының қалыптастырылуы Гейзенбергтің анықталмаушылық принципінен шығады.

$$t_{\text{сип}}$$
$$\nu$$

Әдістің сипаттамалық уақытын, кванттық жүйелер өтпелерінде жиіліккері пропорционал өлшем бірлік ретінде, осы физикалық әдіспен зерттеліне анынатын шама деп анықтауға болады.

Бөлшектердің ағыны үшін өзара әрекеттестік уақыты молекулалық жүйемен өткендегі уақытқа сәйкес келеді. Әдістің сипаттамалық уақыты 1-кестеде және берілген теңдеулер арқылы анықталынады:

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{h\nu} = \frac{1}{2\pi\nu}$$

(1.8)

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{E} = \frac{\hbar}{m\vartheta^2/2} = \frac{\lambda}{\pi\vartheta} \quad (1.9)$$

Спектрлік сызықтардың пішіні мен ені молекулалық түрлердің өмір сүру уақыты туралы және айырбасталына алатын, релаксациялынатын процестерде молекулалардың күйі туралы және т.с.с маңызды хабарларды сақтайды. Айналу жылдамдық тұрақтысы молекула күйінің орташа өмір сүру уақыты арқылы анықталады, мономолекулярлық реакция үшін

$$k_1 = 1/\tau$$

$$\delta E \approx \hbar/\tau$$

сияқты  $k_1 = 1/\tau$ . Энергия күйі, орташа өмір сүру уақыты  $\tau$  болатын,  $\delta E \approx \hbar/\tau$  мәнінің аралығымен сипаттауға болады. Егер кванттық өтпелер сызықтары екі өзара айнала

$$\nu_1$$

$$\nu_2$$

алатын 1 және 2 молекулалар пішіндері және жиіліктерімен сипатталатын, сызықтың орташа енінің айырмасы  $\Delta\nu$ -ден кіші болса, онда сызықтар біреуге бірігіп қосылады. Осыдан сызықтың біреуге бірігіп қосылу шартын жазайық:

$$\delta\nu = \frac{\delta E}{h} \approx \frac{\hbar}{h\tau} = \frac{1}{2\pi\tau} > \Delta\nu$$

$$\tau < \frac{1}{2\pi\Delta\nu}$$

немесе  $\tau < \frac{1}{2\pi\Delta\nu} \quad (1.10)$

Қазіргі заман техникасының дамуы, тәжірибелік және теориялық физиканың сезгіштігінің жоғарылауына тұрақты түрде рұқсатушы және басқа сипаттамалық қабілеттерін, не басқа физикалық әдістің жаңа мүмкіншіліктерін көрсетуіне, жаңа құбылыстардың және олардың негізінде жасалынған принципті жаңа әдістердің ашылуына апарады. Өте маңызды проблемалардың бірі әрдайым үйлесімді мүмкіншілігі жоғары ғана емес, қолайлы әдіс пен әдістер тобының таңдалуымен қатар, оның қол жетерлігі мен үнемділігі де есепке алыну керектігі болып қалады.

## Рентген құрылғысы және тәжірибелік әдістер\

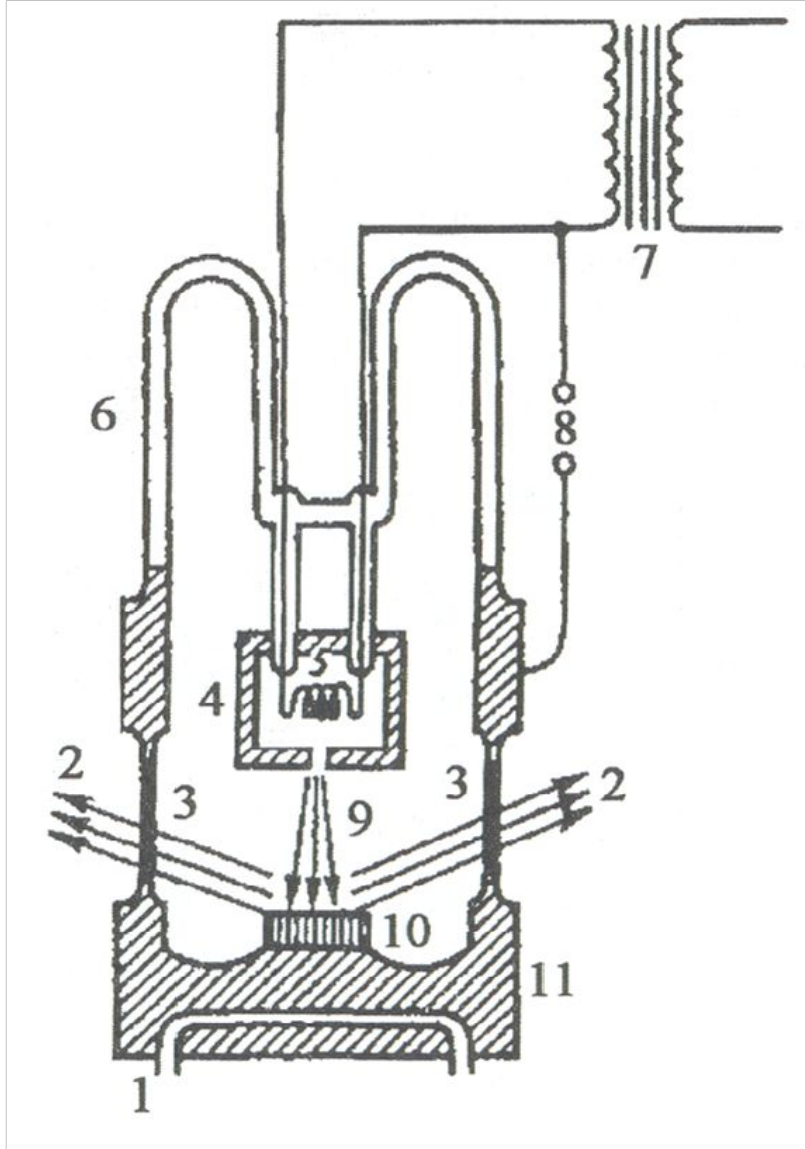
рэгг-Вульф (1.4) тендеуінен дифракциялық максимумды байқау үшін  $\theta$  мен  $\lambda$  арасында белгілі бір байланыс қажет екенін көруге болады. (1.4) жағдайы екі әдіспен орындалуы мүмкін: қажет толқын ұзындығын немесе сәуленің түсу бұрышын таңдау. Егер монохроматты

( $\lambda = const$ ) рентгенді сәуле жолына орналасқан зерттелетін кристалды сәуле осіне перпендикулярлы бұрып, шағылысатын жағдайға кристалдың жазық жүйесін кезекпе-кезек қоятын болсақ, онда шашыраудың толық кескіні байқалады. Дифракциялық кескінді рентгенді сәулеленудің үздіксіз спектрін беретін көзді қолдана отырып үлгіні айналдырмай-ақ алуға болады. Бұл жағдайда үздіксіз спектрде кристалдың барлық жазықтық жүйелері үшін міндетті

түрде (1.4) тендеуін қанағаттандыратын толқын ұзындықтары  $\lambda$  табылады.

Рентгенді сәулелену көзі ретінде екі электродты электро-вакуумды құрылғылы рентген түтігі қолданылады. Онда рентгенді сәулені қоздыру үшін зат пен жылдам электрондар өзара әсерлесуін туғызатын, металды нысанаға қарай бағытталған кинетикалық энергиясы жоғары бос электрондар ағынын жасайды және рентгенді сәулелену пайда болады. Рентгенді түтік тұтастай шыныдан немесе шыны мен металдан жасалған баллон тәріздес болып келеді (1.6 сурет). Баллонда катод пен анод орналасқан. Катод ретінде 2273-2973 К-ге дейін төменгі вольтты трансформатормен қыздырылған вольфрамнан жасалған V-тәрізді немесе шиыршықты (спиралды) жіпшелер атқарады. Катодты электрондар ағынын анодқа жинақтайтын құрылғыда орналастырады. Анод ретінде массивті мыс цилиндрінің ішкі түп жағындағы жалпақ (тегіс) бөлігі атқарады. Электрондарды соққылауда нысана ролін атқаратын бұл бөлікке қажетті характеристикалық сәулелену толқын ұзындығын алуға арналған сол немесе басқа металдан жасалған қабатты (дәнекерлеу немесе гальваникалық әдіспен) қондырады[8].

КПД түтігі төмен (~1-3%) болғандықтан, онымен жұмыс істеу кезінде барлық қажетті қуат жылуға айналады, ал жылуды шығару үшін анодты сумен салқындату жүйесін қолданады. Жұқа бериллий фольгасының терезесі 0,4нм және одан кіші сәулелерді өткізуге мүмкіндік береді. Мұндай типті түтікпен жұмыс істеу үшін оны 1-ден  $10^{-2}$  Па шегінде сирету керек. Рентгенді сәулеленуді қолдану диапазонының кендігіне қарай рентген түтіктердің әртүрлі варианттары бар екендігін де айта кеткен жөн.

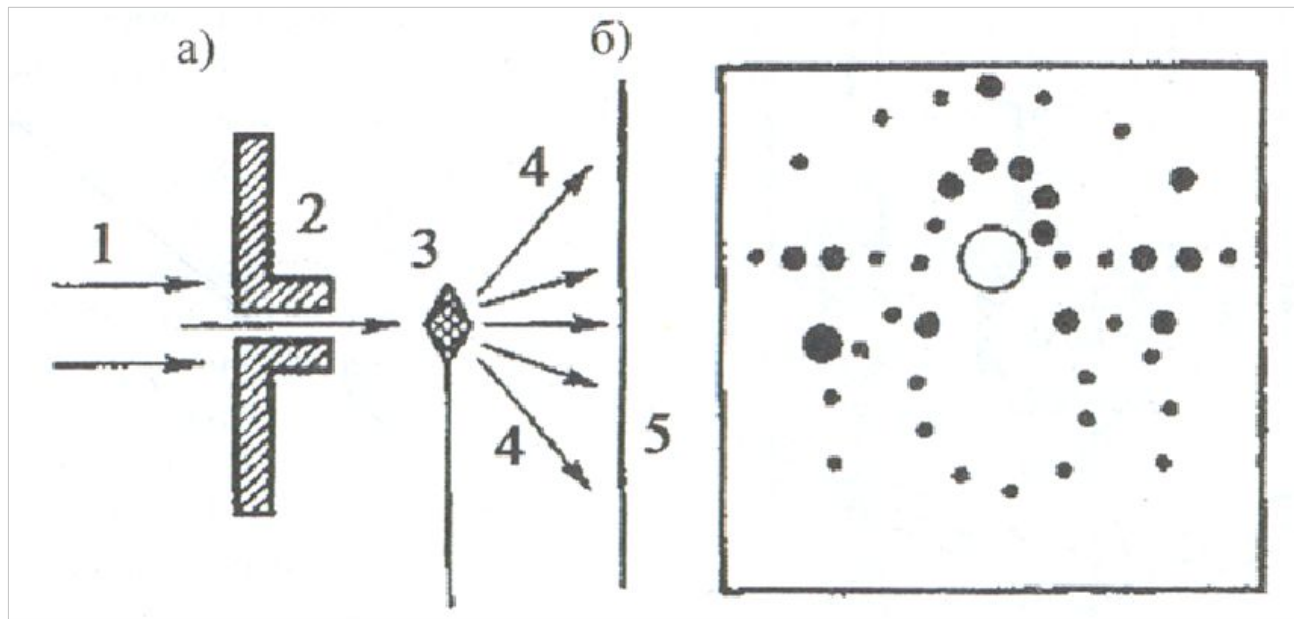


1 - анодты сумен салқындату; 2 - рентген сәулесінің шоғыры; 3- шығару терезесі; 4- қақпақша; 5 - катод; 6- түтік корпусының шыны бөлігі; 7- вольфрамды катодының қыздыру трансформаторы; 8 - жоғары тұрақты ток тізбегі; 9 - электрондар ағыны; 10- анод; 11- массивті мыс цилиндрі

4.1 сурет. Құрылыстық талдауға рентгенді түтіктің сызбасы

Қазіргі кездегі құрылысты зерттеулерді әртүрлі модификациялы үш негізгі әдіс қолданылады. Лауэ әдісі монокристалдар құрылысын зерттеуде қолданылады. Мөлшері 1мм-ден аспайтын монокристалды үлгі жалпақ спектр беретін рентген сәулесінің тар шоғыры жолына орналастырады (1.7 сурет (а)). Бұл шоғырда сәулелену сол немесе басқа толқын ұзындықтары үшін (4) жағдайын қанағаттандыратын толқын ұзындығының кең диапа-зонын қамтиды және дифракциялық рефлекс пайда болуына әкеледі. Шындығында, кристалл дифракциялық шағылулардың дискреттік жиінін таңдап алады. Жазық пластинкадағы (фотопленкадағы) дифракция нәтижесінде эллипс, гиперболола түзу сызық түрінде орналасқан қара «дақтар» пайда болады және біріншілік шоғырдан дақ арқылы өткен (штрихталмаған шеңбер) жағдайда Брэгг-Вульф теңдеуі орындалады (1.7-сурет (а)). Монокристалдардың белгілі бір бағытталуда алынған картинасы (лауэграмма) ориентациясы мен кристалл симметриясының негізгі элементтерін тұрақтандырады, бірақ ол құрылыстық характеристикаларын (кристалдардың элементарлы ұяшықтарының размері, ондағы атомдар саны және т.с.с.) бере алмайды. Егер кристалл, мысалы, 4-ші ретті симметрия осінде түскен шоғырларға параллелді орналасқан болса, онда лауэграмма да 4-ретті симметрия осін иемденеді[4].

Егер кристалл құрылысы алдын-ала белгілі болмаса, онда дифракциялық дақтар жиынтықтарын ашып көрсету қиындықтар туғызады. Негізінен бұл әдіс симметриясын тез анықтау үшін немесе құрылысы белгілі кристалдың ориентациясы үшін қолданылады. Лауэ әдісі, сонымен қатар, кристалды механикалық және термиялық өндеу кезінде пайда болатын бүлінулер мен ақаулардың размерлерін анықтау үшін де қолданылады.



1-жалпақ спектрлі рентгенді сәуленің шыққан шоғыры; 2-корллиматлор;  
3-монокристалды үлгі; 4-шашыраған сәуле; 5-жазық фотопенка

4.2 сурет.Лауэ әдісімен жұмыс істейтін қрылғы сызбанұсқасы (а), және дифракциялық кескіні (лауэграмма) (б)

Кристалдардың құрылысы туралы толығырақ ақпаратты кристалды айналдыру әдісін қолдану арқылы алуға болады. Бұл әдістің мәнісі мынада: монохроматты рентгендік сәуле жолында орналастырылған монокристалл кристалдағы маңызды кристаллографиялық бағыттардың біріне сәйкес келетіндей етіп ось бойымен біркелкі айналдырылады және ол сәуле бағытына перпендикулярлы болып келеді (4.2 сурет (а)). Шоғыр көзінен түсетін монохроматизация кристалл-монохроматормен немесе фильтр көмегімен жүргізіледі. Коллиматор арқылы өткен монохроматталған шоғыр үлгінің айналу кезіндегі бұрыш мәні  $\theta$  (1.4) жағдайын қанағаттандыратын әрбір рет монокристалды үлгінің белгілі атомдық жазықтығында дифракцияланады. Вертикальды айналу осіне параллелді жазықты



ДРОН-3 рентгендік стационарлық аппараты мына климаттық факторлар кезіндегі түрлі материалдарды рентгенді-құрылымдық зерттеудің ауқымды шеңберіне арналған:

- қоршаған ортаның температурасы  $+10$ -нан  $+35^{\circ}\text{C}$  болуы қажет;
- $25^{\circ}\text{C}$  температурада салыстырмалы ылғалдық  $80\%$ -ға дейін;
- атмосфералық қысым  $84-107$  кПа ( $630-800$ мм сынап бағанасы).

Аппарат қосымша интерфейс арқылы электрондық есептеуіш машинасымен немесе басқа ЭЕМ басқару мүмкіндігіне ие[10].

Аппарат кешеніне кіретін қойылмалар мыналарға мүмкіндік береді:

а) Жалпы сипаттағы зерттеулерді (сапалық және сандық фазалық талдау, қатты ерітінділерді зерттеу, макро және микрокернеулерді анықтау, жақын ретті және басқаларды зерттеу) жүргізу;

б) монокристалдық шағылысудың интегралдық қарқындылығының толық жинағын алу;

в) монокристал кесіктерінің бағдарлануын анықтау;

г) текстураны зерттеу;

Бұдан өзге, аппараттың міндетті кешеніне кірмейтін арнайы қойылымаларды пайдалану мыналарды өткізуге мүмкіндік береді:

а) 12' бастап кіші бұрыштар облысын қамтумен кең бұрыштық интервалда зерттеу (ГМУ-1 гониометрлік кіші бұрыштық қойылма); б) бөлме температурасынан плюс 2000°C-қа дейінгі температура аралығында зерттеу (УВД-2000 жоғары температуралық рентген қондырғысы); в) бөлме температурасынан минус 180°C-қа дейінгі температура аралығында зерттеу (УРНТ-180 төмен температуралық қондырғы);

*Техникалық мәліметтер.*

1. Аппарат 1.2 БСВ 22-Мо, 1.5 БСВ 23-Си, 1.6 БСВ 24-Со, 2,0 БСВ 24-Си рентгендік түтіктермен жұмыс істеуді қамтамасыз етеді.

2. Дифракция бұрыштары:

а) гониометрлік қондырғы шкаласы бойынша;

б) өздікжазғыш потенциометрдің диаграммалық лентасындағы белгілер бойынша есептеледі.

3. Дифракциялық бұрыштар тіркеледі:

а) УЭВУ-МІ-2 унифицирленген есептеуіш қондырғысы тақташасында(таблосында);

б) сан жазғыш қондырғы лентасында;

в) перфоратор лентасында тіркеледі.



4. Рентгендік сәулелену сигналдарының импульстерінің жылдамдығы тіркеледі (скорость счета):

- а) интенсиметрдің тікелей көрсеткіш приборымен;
- б) қайта есептегіш қондырғының визуалды индикация блогымен;
- в) өзі жазғыш лентасында;
- г) сан жазғыш қондырғы лентасында;
- д) перфоратор лентасында тіркеледі.

5. Аппарат тұтынатын қуат – 6,0 кВА жоғары емес [10].

6. Рентгендік қоректендіргіш қондырғы қуаты – 3,0 кВт.

7. Жоғары кернеудің номиналдық мәні – 50 кВ.

8. Анодтық тоқтың номиналдық мәні – 60 мА.

9. Гониометрлік қондырғының радиусы – 192 мм.

10. Детектордың айналу бұрышының диапазоны (дифракция бұрышының) 0-ден +160°С-қа дейін (сағат тіліне қарсы) және 0-ден -100°С-қа дейін (сағат тілімен бағыттас).

11. Детекторлардың алмасу қадамдары сатылы: 0,01; 0,02; 0,05; 0,10; 0,20; 0,50; 1,00 режимдер бойынша.

12. Берілгеннен детектор алмасуының жұмыс жасаған қадамы шамасының ауытқуы 16°/мин өзге бүкіл жылдамдықпен қозғалу кезіндегі ГУР-8 шкаласы бойынша бір бөліністен аспайды.

16°/мин жылдамдығы қадамдық режим кезінде қолданылмауы тиіс.

13. Рентгендік сәулелену импульстерін есептеу жылдамдығын өлшеудегі негізгі аппаратура мына жағдайлар кезінде 0,5%-дан аспайды:

15-тен 25<sup>0</sup> -ке дейінгі қоршаған ауа температурасы;

сынақ уақытындағы температураның мүмкін тербелісі  $\pm 2^{\circ}\text{C}$ -тан жоғары емес;

30-дан 80%-ға дейінгі қоршаған ауаның салыстырмалы ылғалдығы;

номиналдық мәннен қоректену кернеуінің  $\pm 2\%$ -дан жоғарыға ауытқымауы;

50 $\pm$  1 Гц қоректену жиілігі;

механикалық әсерлер мен сыртқы электрлік және магниттік (жерден өзге) өрістердің болмауы.

14. Әрбір 10<sup>0</sup>С сайын қоршаған орта температурасының өзгерісі кезіндегі сандық баспалық қондырғы тіркеуші аппарат көрсеткішінің өзгерісі  $\pm 2\%$ -аспайды.

15. Қоректік желі кернеуінің  $\pm 10\%$ -ға өзгеруі кезіндегі сандық баспалық қондырғы тіркеуші аппарат көрсеткішінің өзгерісі  $\pm 1\%$ -дан аспайды.

16. 10000 имп/сек есеп жылдамдығы кезіндегі рентгендік сәулелену кванттарының есептік шығыны 1,5%-дан аспайды.

17. Детектордың 1/32, 1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2, 4, 6, 8, 16<sup>0</sup> мин айналу жылдамдықтары.

18. Өзі жазғыш потенциометр лентасындағы бұрыштық белгі 0,1 немесе 1,0<sup>0</sup> арқылы жүзеге асады.

19. Құрылғы жиілігі **50 $\pm$ 1** Гц болып келетін токтың үшфазды жүйесі арқылы жұмыс жасайды.

20. Құрылғының салмағы 1200 кг-нан артық емес.

21. Құрылғының орналастыру ауданы – 10м<sup>2</sup>.

22. Дифрактометрлік құрылғының габаритті өлшемі **1072 $\times$  662 $\times$  504** мм.