

# Атомдардың рентгендік спектрі. Спектрдің ережеліктері. Рентгендік спектрлердің пайда болу механизмі. Мозли заңы. Спектрдің нәзік түзілісі.

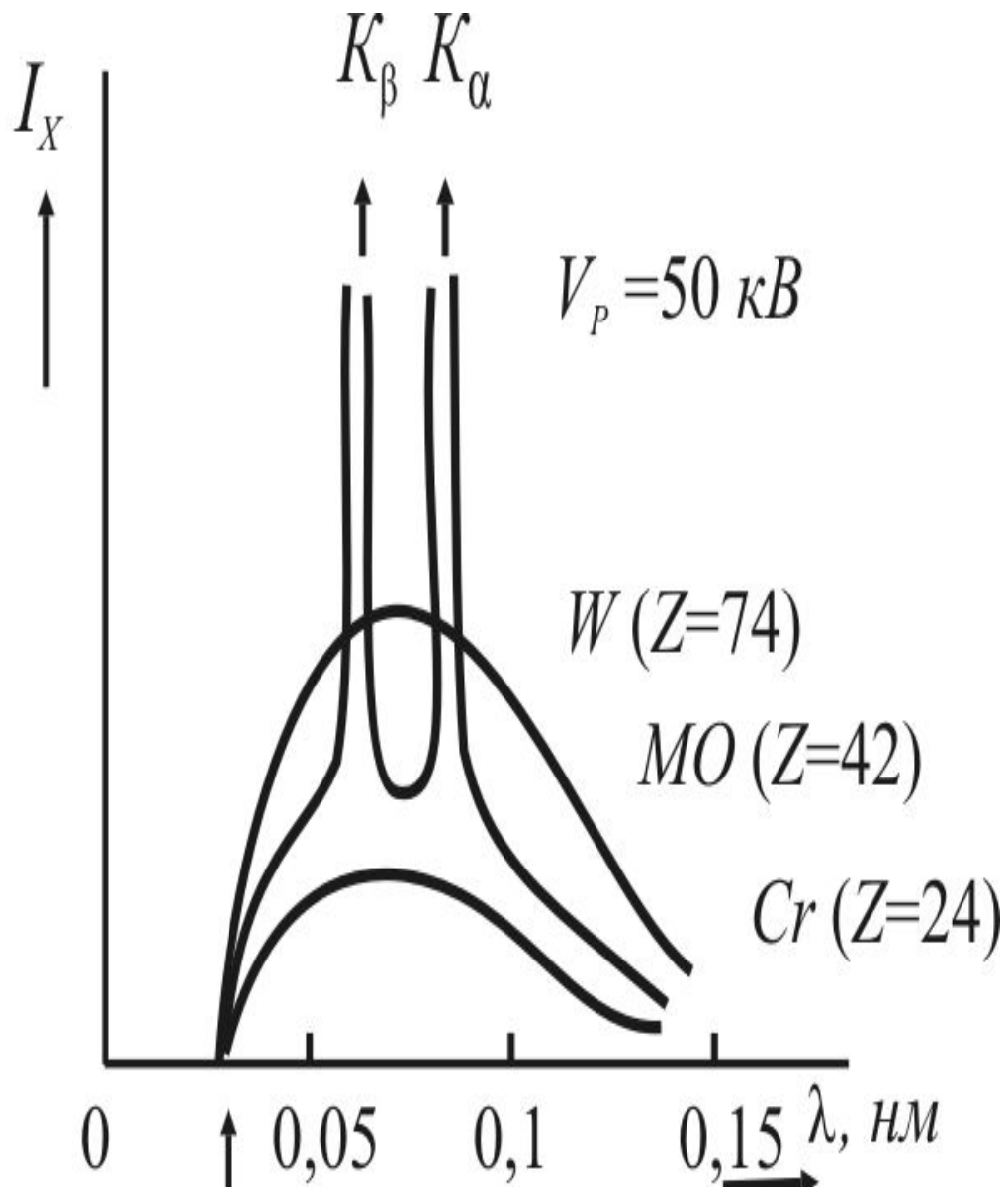
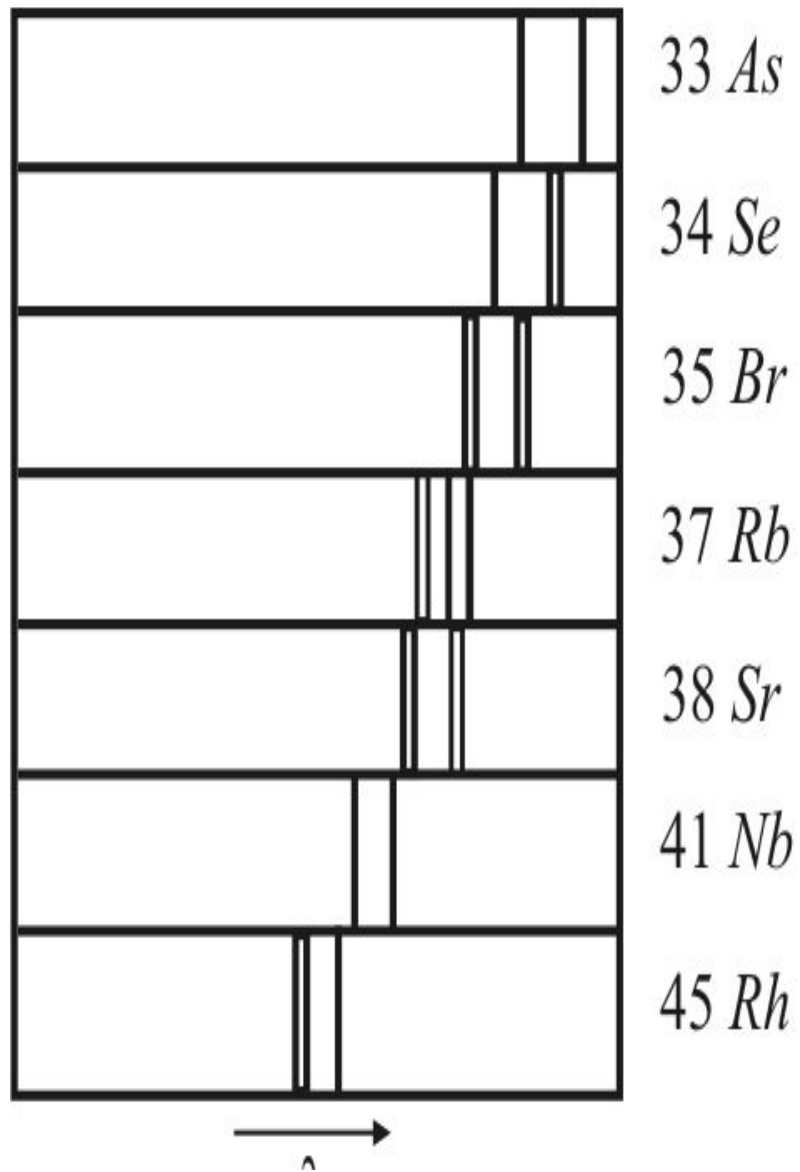
## Атомдардың рентгендік спектрі

Атомның ішкі электроны жұлып шығарылсын дейік. Осы жағдайда сыртқы электрон “төмен секіріп” түсіп, ішкі электронның орнын басқан болсын; сонда энергиясы әдеттегіден мың есе басым фотон шығарылған болар еді. Бұл фотонның толқын ұзындығы көрінетін жарықтың толқын ұзындығынан жүздеген немесе мыңдаған есе қысқа болар еді. Толқын ұзындығы  $0,01 < \lambda < 10$  нм аралығында болатын осындай фотондар **рентгендік сәуле** деп аталады.

**Рентгендік сәулені алу.** Рентген сәулелері жылдам электрондармен қатты нысаналарды атқылаған кезде пайда болады. Рентген сәулелерін алу үшін арнаулы рентгендік түтікше қолданылады. Түтікшенің катоды мен аноды арасындағы потенциалдар айырмасын өзгерте отырып, термоэлектрондардың жылдамдығын, демек кинетикалық энергиясын өзгертуге болады. Сөйтіп түтікшенің жұмыс істеу режимін қалауымызша өзгертіп, рентгендік сәулелерді әр түрлі жағдайларда қоздыруға болады. Қоздырылу жағдайларына қарай рентгендік сәулелер **тежеулік (тормозное) рентген сәулелері** және **сипаттамалық (характеристическое) рентген сәулелері** деп екіге бөлінеді.

**Рентген сәулелерінің спектрі.** Рентгендік түтікшенің антикатодын электрондармен атқылағанда пайда болатын рентгендік спектрлер екі түрлі: тұтас және сызықтық болады. Тұтас спектрлер антикатод затында жылдам электрондар тежелген кезде пайда болады және бұлар электрондардың **тежеулік** сәуле шығаруынан алынады. Осы спектрлердің түрі антикатод затына тәуелді болмайды.

Рентгендік түтікшедегі кернеуді өсіргенде тұтас спектрмен қатар сызықтық спектр байқалады. Ол жеке сызықтардан тұрады және антикатод затына тәуелді. Әрбір элементтің өзіне тән сызықтық спектрі болады. Сондықтан осындай спектрлер **сипаттамалық** деп аталады. Рентген спектрлері оптикалық спектрлер сияқты күрделі емес, қарапайым. Бұлар **K, L, M, N, O** әріптерімен белгіленетін бірнеше сериялардан тұрады. Әрбір серия бірнеше сызықтардан ғана тұрады және бұлар жиіліктердің өсуіне қарай  $\alpha, \beta, \gamma$  индекстерімен белгіленеді.

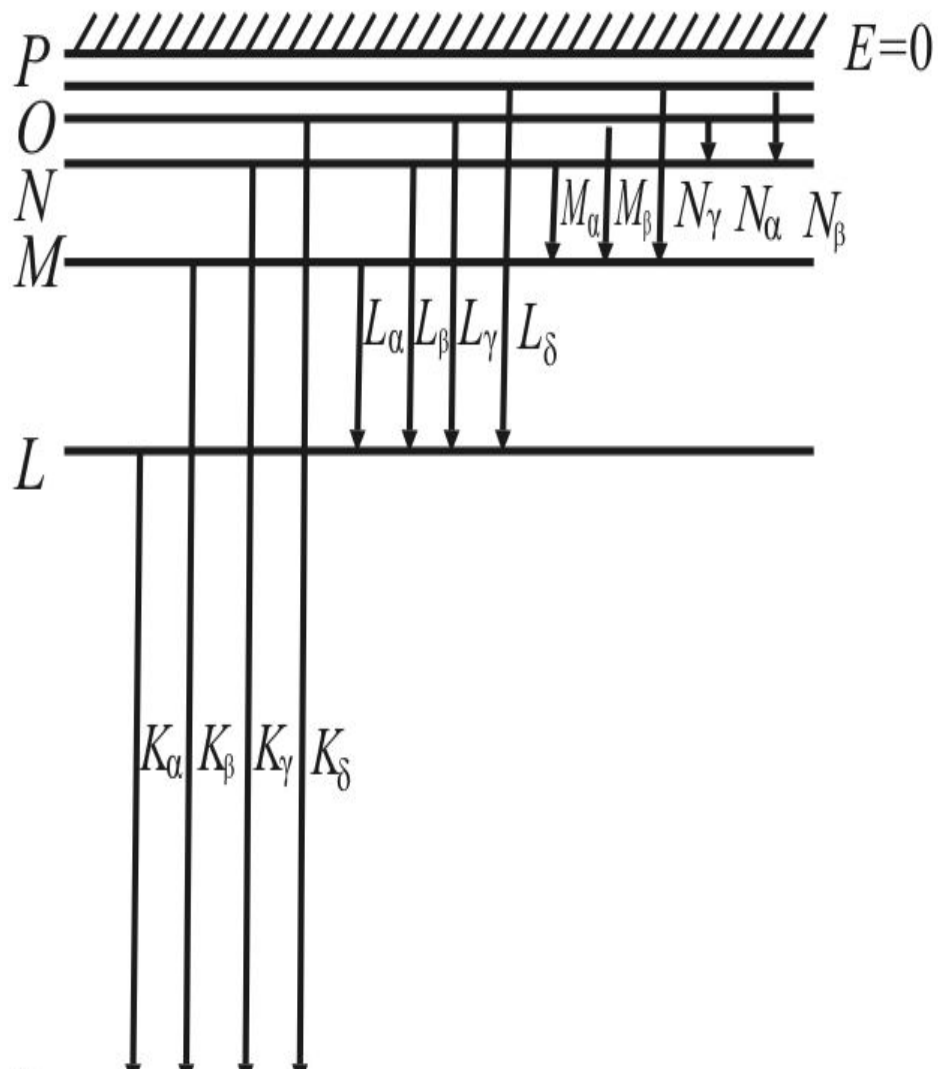


Рентгендік спектрлердің пайда болу схемасы 11.2-суретте берілген.

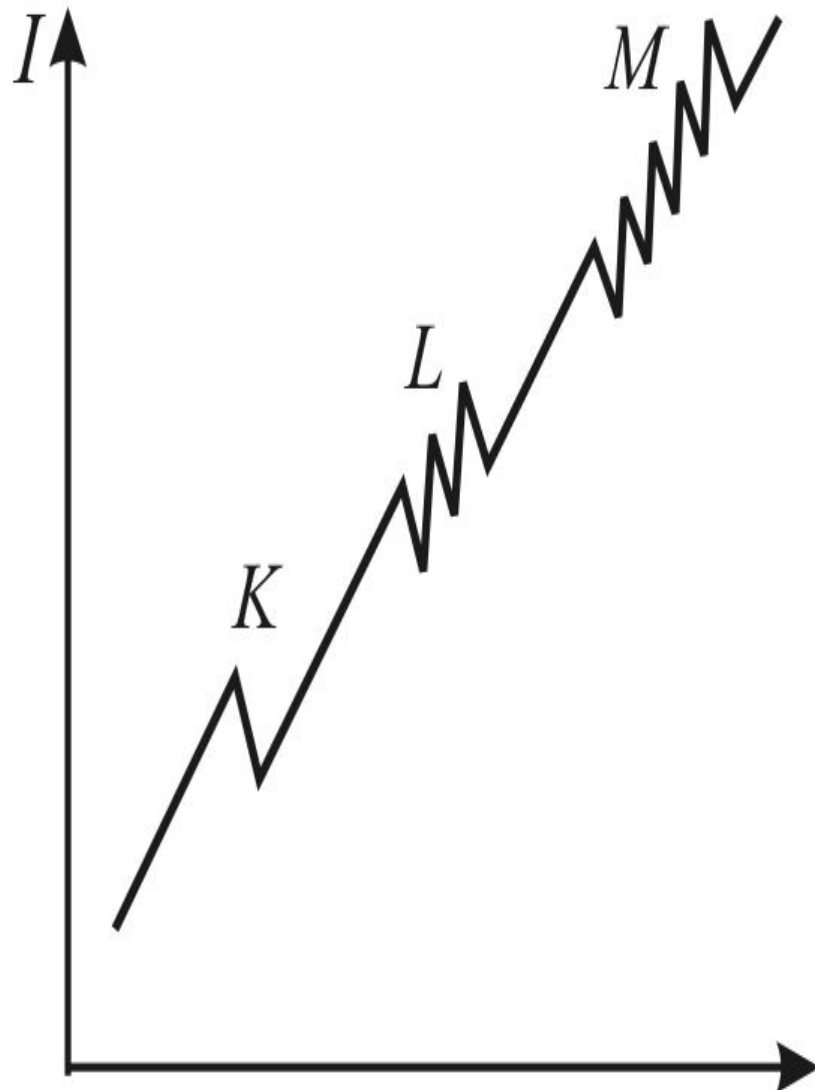
Рентгендік сызықтық спектр мен оптикалық сызықтық спектр арасындағы түбірлі айырмашылықтың бірі мынау: оптикалық жұтылу спектрлері тиісті элементтердің бас сериясының шығару сызықтарымен дәл келетін жеке сызықтардан тұрады.

Рентгендік жұтылу спектрі рентгендік шығару спектріне ұқсамайды: бұлар ұзын толқынды айқын шеті бар бірнеше жолақтан тұрады (11.3-сурет).

$$E_K = \hbar \omega_K = \frac{2\pi \hbar c}{\lambda_K} = \frac{1,24}{\lambda_K(\text{нм})} \text{кэВ}$$



11.2-супер



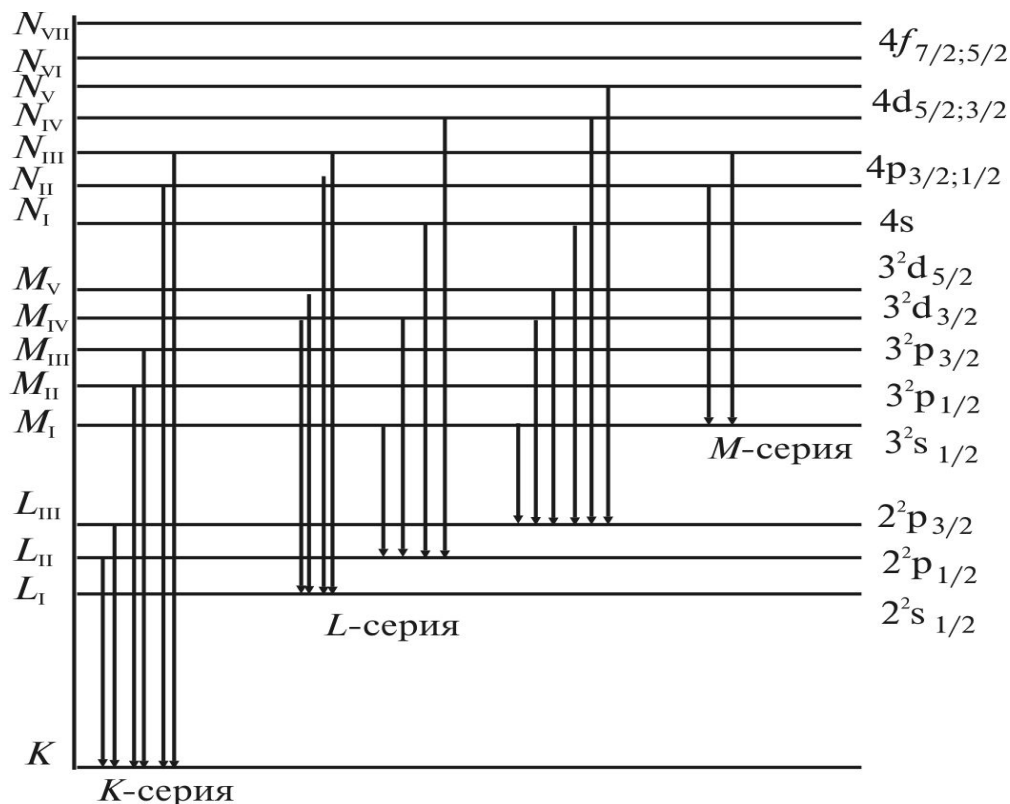
11.3-супер

## Сипаттамалық рентген-дік спектр сызықтарының нәзік түзілісі.

Сипаттамалық спектр сызықтарын егжей-тегжейлі зерттегенде бұлардың нәзік түзілісі анықталған. Сонда *K*-серияның барлық сызықтары дублет, ал басқа сериялар сызықтарының түзілісі күрделірек болады. Сызықтардың осы мультиплеттік түзілісі атомның рентгендік деңгейлерінің (термдерінің) мультиплеттік түзілісінің әсерінен болады.

Көп электронды атомның рентгендік деңгейлерінің (терм-дерінің) схемасын қарастырайық

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta j = 0, \pm 1.$$



**Мозли заңы.** Атомның әрбір электроны ядро мен “ішкі” және “сыртқы” электрондар тудыратын электр өрісінде болады. Сыртқы электрондар өрісінің ішкі электрондар энергиясына ешқандай әсері жоқ десе де болады. Сондықтан рентгендік деңгейлердің энергиясы бірінші жуықтауда сутегі тәрізді атомдар формуласына ұқсас формуламен есептеледі:

$$E_n = -2\pi\hbar cR(Z - \sigma_{nl})^2 \frac{1}{n^2}$$

Энергияның сақталу заңына сәйкес рентген кванттарының энергиясы атомның алғашқы және соңғы күйлері энергияларының айырымына тең

$$\hbar\omega = E_{n_2} - E_{n_1} = 2\pi\hbar cR_1(Z - \sigma_1)^2 \frac{1}{n_1^2} - 2\pi\hbar cR_1(Z - \sigma_2)^2 \frac{1}{n_2^2}$$

Экрандау тұрақтысын деңгейлер үшін емес, тікелей спектрлік сызықтар үшін енгізуге болады.

$$\omega = 2\pi cR_1(Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

Бұл формуладан элемент неғұрлым ауыр болса, онда шығаратын сипаттамалық рентген сәулелерінің толқыны соғұрлым қысқа болатынын көруге болады. Сөйтіп, рентген сәулесінің толқынының ұзындығы элементтің атомдық нөміріне тәуелді. Осы заңдылықты 1913 ж. Ағылшын физигі Мозли тәжірибе жүзінде ашқан.

$$\sqrt{\omega} = C(Z - \sigma),$$

# Сыртқы әлсіз магнит өрісінің атомға әсері. Атомның магниттік моменті. Ланде факторы. Зееман эффекті.

- **Атомның магниттік моменті**

$$\hat{\mu} = -\frac{e}{2m} \hat{L}, \hat{\mu}_z = -\frac{e}{2m} \hat{L}_z$$

$$L_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}, L_z = \hbar m_L, (m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L)$$

$$\mu_L = -\mu_B \sqrt{L(L+1)}, L = 0, 1, 2, \dots$$

$$\mu_{Lz} = -\mu_B m_L, m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L$$

$$\mu_B = e\hbar/2m - \text{Бор магнетоны}$$

Магниттік моменттің механикалық моментке қатынасы гиромагниттік қатынас деп аталады

$$\mu/L = e/2m$$



- **Спіндік магниттік момент**

$$\mu_S = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}$$

$$\mu_{S_z} = -2\mu_B m_s, m_s = s, s-1, \dots, -s$$

$S=1/2$  болғанда  $m_S = +1/2$  және  $-1/2$ .

- **Атомның толық магниттік моменті.**

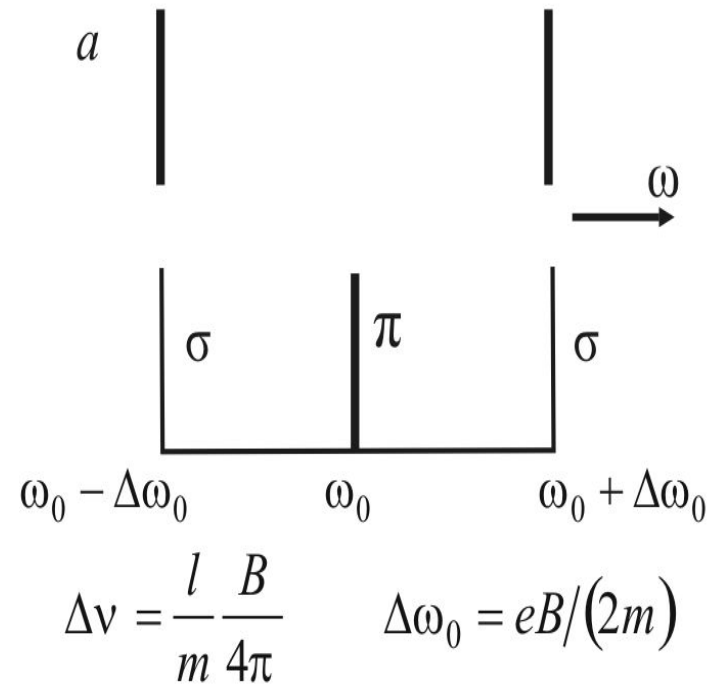
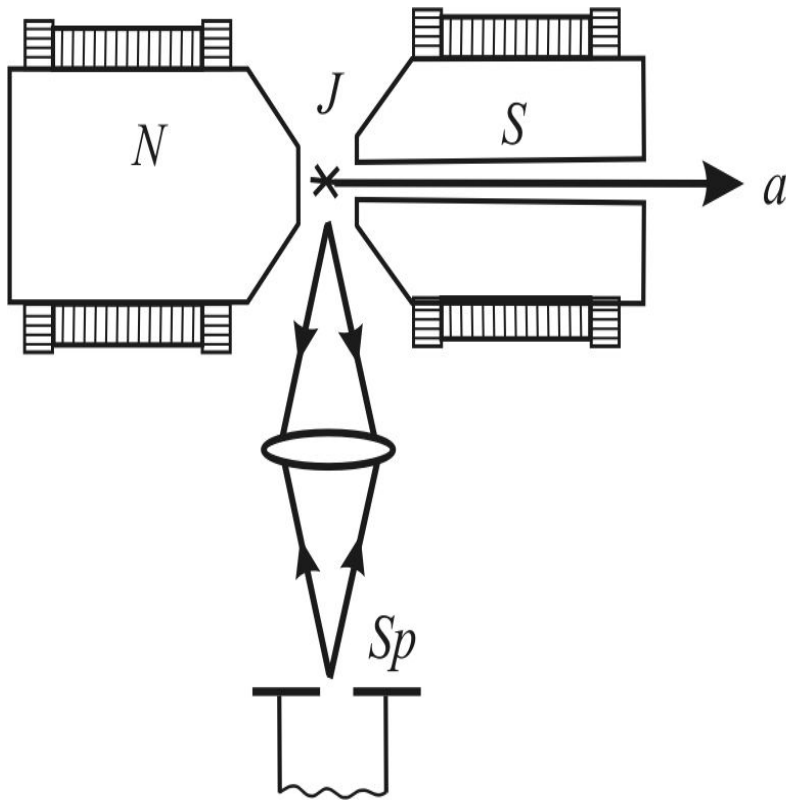
$$\mu = -\mu_B g \sqrt{J(J+1)}$$

$$\mu_z = -\mu_B g m_J, (m_J = J, J-1, \dots, -J)$$

мұндағы  $g$  – Ланде факторы (көбейткіші):

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

# Зееман эффекті



$\Delta \omega_0 = eB/(2m)$  – жиіліктің лоренцтік ығысуы.

*Магнит өрісіндегі атом энергиясы магнит өрісімен атомның магниттік моментінің әсерлесуі нәтижесінде өзгертін болады. Сонда атом энергиясы мынаған тең болады*

$$E_{JB} = E_J + \Delta E_B.$$

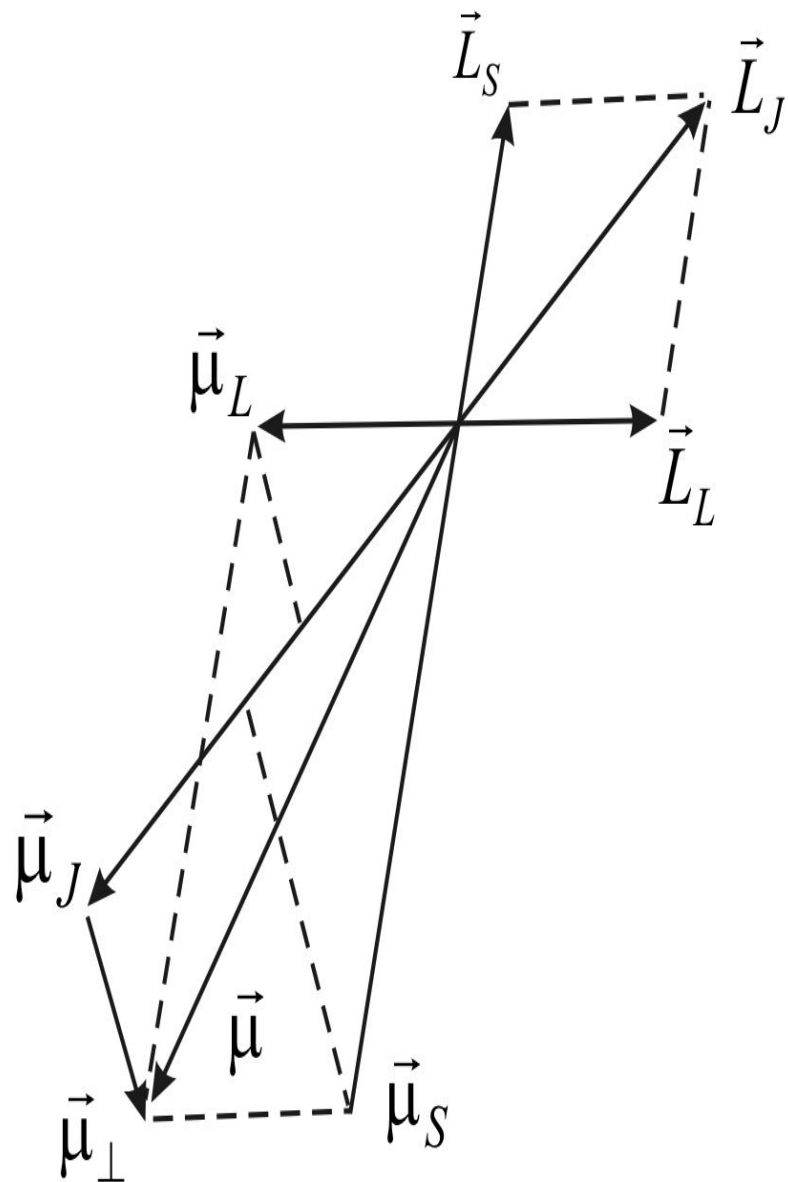
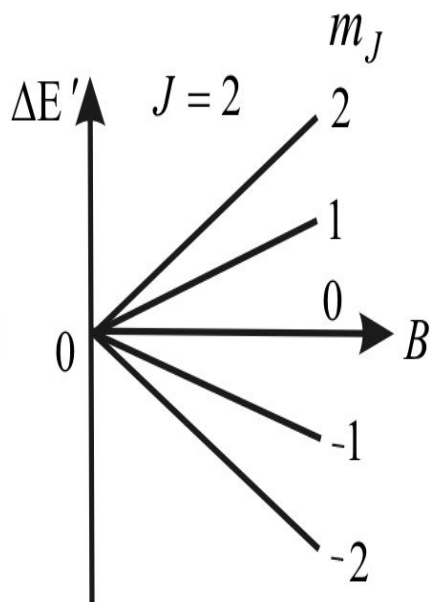
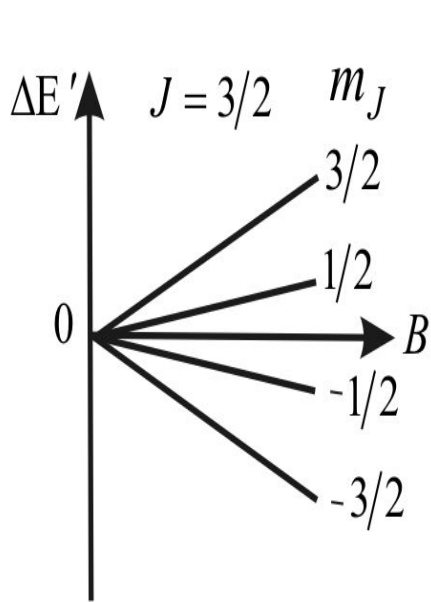
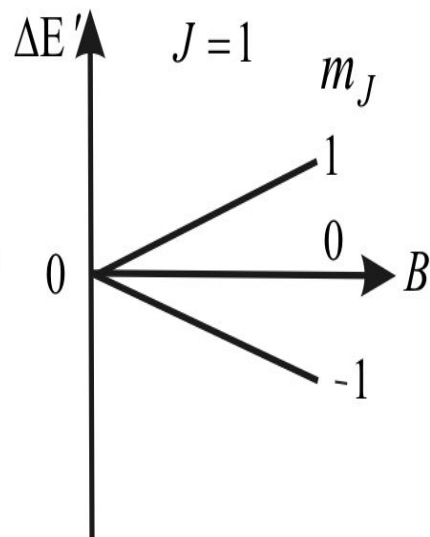
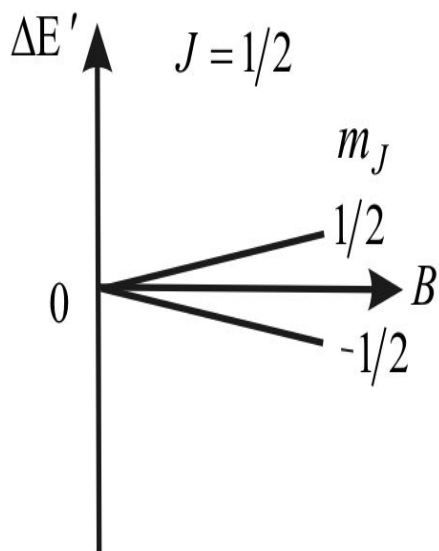
$$\Delta E_B = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} = -|\vec{\mu}_J| |\vec{B}| \cos(\angle \vec{\mu}_J \vec{B})$$

**Энергетикалық деңгейлердің магнит өрісінде жіктелуі.**

Магниттік моменттің өріс бағытына ұлықсат етілген проекциялары  $m_J$  кванттық санымен анықталады.

Энергетикалық деңгейдің жіктелу шамасын табамыз

$$\Delta E = -(\mu_J)_Z B = g\mu_B m_J B$$



$$\Delta E_B = (\mu_J B) = \mu_J B \cos(L_J B) = \mu_B g \sqrt{J(J+1)} B \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}} = \mu_B g B m_J$$

мұндағы  $m_J$  – толық магниттік кванттық сан,

$$m_J = -J, -J+1, \dots, J.$$

Әлсіз магнит өрісінде атомның әрбір  $E_J$  энергетикалық деңгейі энергиялары

$$E_{JB} = E_J + \mu_B g B m_J$$

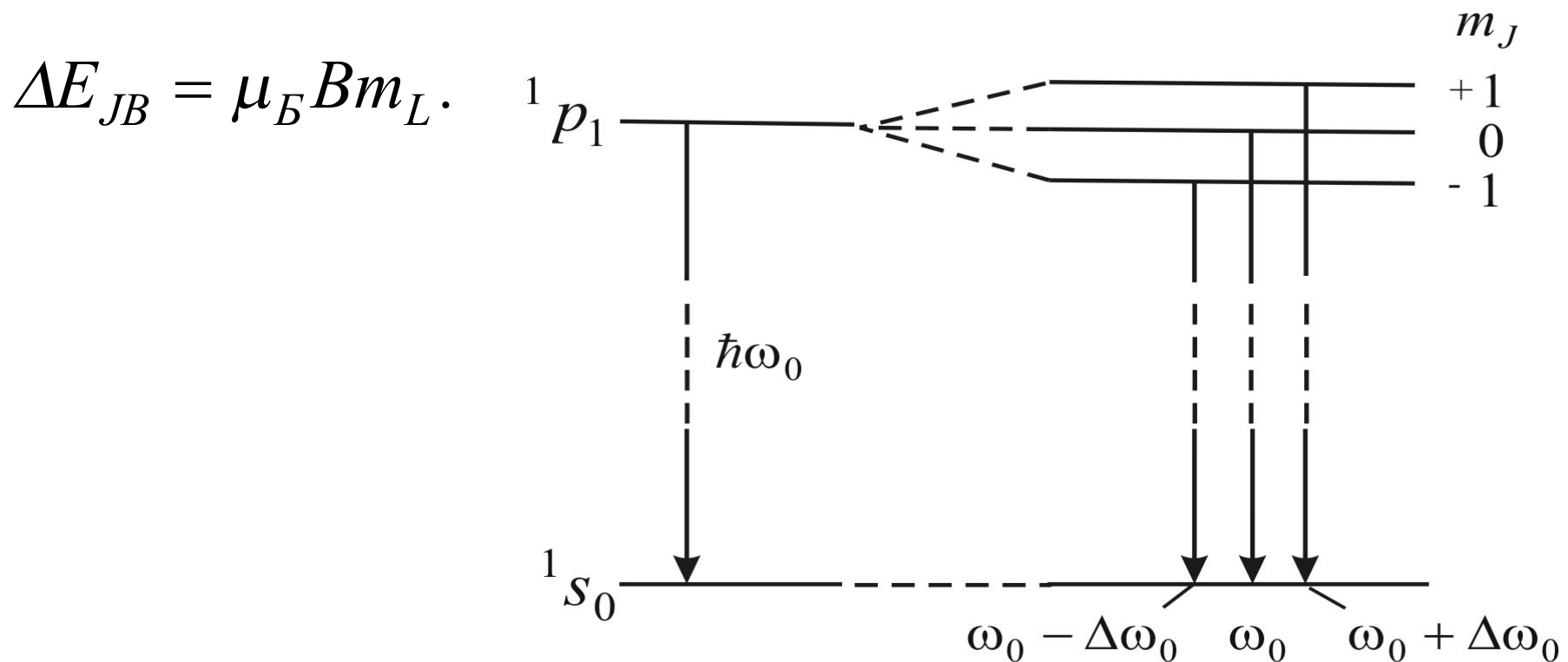
Магнит өрісінде атом күйден күйге көшкен кезде мына жиіліктердегі сәуле шығарылады

$$\omega_i = \frac{E_{J_2} - E_{J_1}}{h} + \frac{\mu_B B}{h} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})$$

$$\omega_i = \omega_0 + \Delta\omega_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})$$

# Қарапайым Зееман құбылысы

Нәзік түзілісі жоқ (синглет) спектрлік сызықтардың зеемандық жіктелуін қарастырайық. Мұндай сызықтар қарапайым синглет деңгейлер (яғни толық спин  $S=0$ ) арасындағы кванттық көшулер нәтижесінде пайда болады. Осындай деңгейлер үшін  $g=1$ .



# Зееманның күрделі құбылысы.

Нәзік түзілісі бар сызықтар магнит өрісінде үштен көп құраушыға жіктеледі; ал  $\Delta\omega$  жіктелу шамасы  $\Delta\omega_0$  қалыпты (лоренцтік) ығысудың рационалдық бөлшегі  $\Delta\omega = \Delta\omega_0(a/b)$  болады; мұндағы  $a$  және  $b$  – бүтін кіші сандар. Спектрлік сызықтардың осындай жіктелуі Зееманның күрделі немесе **аномаль құбылысы** деп аталады.

${}^2P_{1/2}$  деңгейі ( $L=1, S=1/2, J=1/2$ ) үшін  $\Delta E_{P_{1/2}} = g_2 \mu_B B$  мұнда  $g_2 = 2/3$ .

${}^2P_{3/2}$  деңгейі ( $L=1, S=1/2, J=3/2$ ) үшін  $\Delta E_{P_{3/2}} = g_3 \mu_B B$  мұнда  $g_3 = 4/3$ .

Магнит өрісі жоқ кездегі бастапқы сызыққа салыстырғанда магнит өрісінде сызықтардың ығысуы мына өрнекпен анықталады:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{\hbar} = \frac{\mu_B e}{\hbar} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) = \Delta\omega_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})$$

