

З 9-ти Планка можна отримати і з-н Сі.-Бону, і з-н Вінс.

$$f(\lambda, T) = \frac{B}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda \cdot kT}) - 1}$$

- дуже добре підтверджується з експериментом

але базується на кінематичних (індивідуальних) властивостях Е-М.ХВ.

Енергетичні ніжності - метод визначення температур за випроміненням

a) оскравісна Т-ра - Т-ра АЛТ, інтенсивність випромінення $\propto \lambda^{-5}$
 $T_p = \lambda_{max}$ певний діапазон уважі \equiv інтенсивність при діапазоні; ніжності
 її залежність викор., спостереження будеться через фільтр

b) радіаційна Т-ра - Т-ра АЛТ, сумарне випромінення $\propto \lambda^{-4}$...
 тоді використовуючись $R = C \cdot T^4$ (де C є константа)

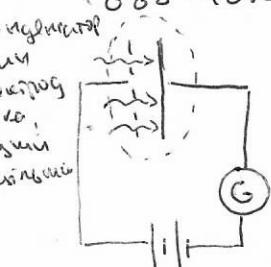
c) комбінована Т-ра - Т-ра АЛТ, розподіл у спектрі відповідно
 фізичний до розподілу в спектрі сучасних ламп, який
 не має максимума λ_{max} (діап.), $T_{max} = f \cdot T_{конст.}$ & залежить від матеріалу.

Потенціальні ефекти

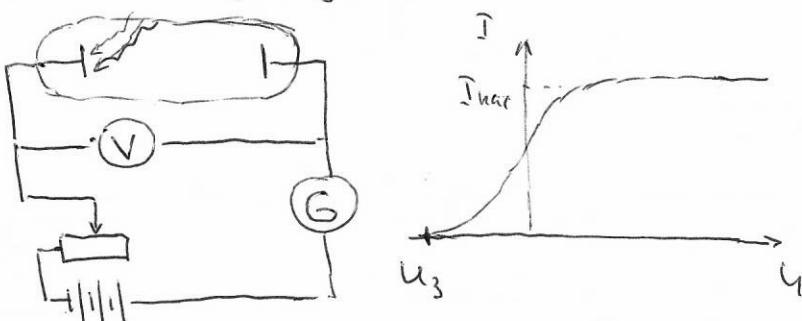
Зовнішній потенціал - змінні енергії в резонансі
 при індукуванні Е-М.ХВ.

1887, Герца: при освітленні заліза
 (розподіл) виникають іскри між зарядженими кільками

- 1888-1890, Столетов, провів систематичні дослідження, встановив
- 1) заряджені провідники випромінюють Е-М.ХВ.
 - (1898, Ленард і Томас встановили це у СІ-хВ, в 10^{-3} н.)
 - 2) λ_{max} залежить від напруги Φ прискорення
 - 3) величина емітвання заряду пропорційна стисливому потоку



Установлення Герца установка



- 1) Енерг. ~ Φ^2 (3-і століття)
- 2) Задрімнутий постулат
 висока частота не має
 залежності від інтенсивності
 $|E_{E3}| = \frac{1}{2} m \omega_{max}^2 \sim \omega$

3) що виконує матеріальну іскусу своє д., така що при $\lambda > \lambda_0$ потенціал не виникає - існує червона границя

4) ~~зас~~ обмежені потужності $\bar{T} \leq 10^{-4} \text{C}$

1-3 не підтверджуються з класичною теорією

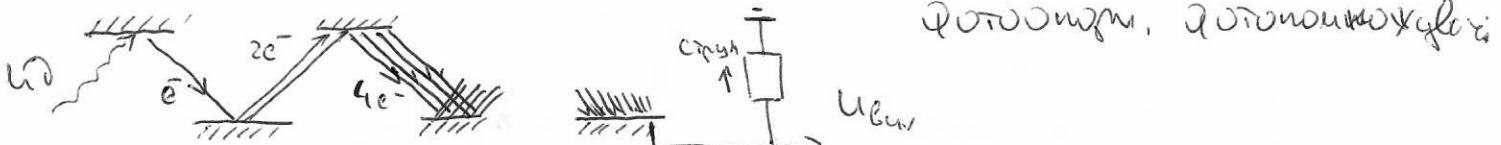
(напр V_{max} має бути дуже великою
 Е-М.ХВ, а не інтенсивністю)

1925 - Ейнштейн показав, що всі закономірності межеваності, та їхні припущення, що світло поглинані та випромінені та випущені знову, за пінгвізовим планом, виконуються

$$|t_i w = \frac{1}{2} m v_{max}^2 + A_{kin}| : I \sim e^{-\tau} \text{ квантів} ; \tau_0 = \frac{2\pi c}{A} ; u_3 = \frac{t_i w - A_{kin}}{e} \sim w$$

Індустрія висвітлення не діє поверхні, то він може втратити частину енергії на винесенні відведені перебігами, $v < v_{max}$
Випроміненій процес: електрони видувані із як. обов'язковою
сторонаю. але зовні не викидається: $t_i w = E_{збер} + E_{kin}$.

Процеси поглинання використовуються: фотодемелінг, фотодіоди,



Локальні барії.

Для поглинання $\tau_w(\tau)$ та захоплення фотодіоду припущення що світло випромінюється та поглинається нормально. Ейнштейн висловив пінгвізу, що вони і поглинаються у вигляді дисперсійних хвиль. Які висаджують отриамати погль

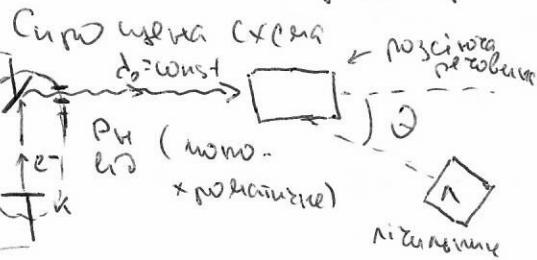
фотонів. Наїдіном близько середнє поглиблення
- дислок. барії. Спочатку освітлювані
слабкими променями РН променів, під час яких
сама поглинана випромінювати (садко).
послідовні квантів кількість) Інду Е.М. хвилі
спричиняє, що збільшає поглинання погль
сипадкових погль часу. Пасивові, які
не спливують, юїн лімічник реагує на дією квантів, що
рухаються в різniй бік

Арти

СЛА

Ефект Коулера (1923)

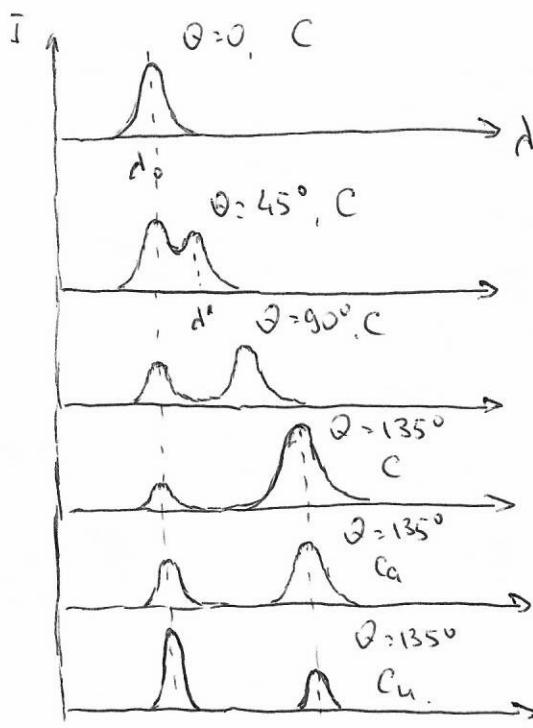
наїдіоми отримали поглиблений коридук оптичній вп-її світла



Було виявлено, що в дисперсії
променів зустріємо до зменшуватися
і λ' , при цьому

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = f(\theta)$$

$\Delta\lambda \neq f(\theta)$, при цьому перебіг

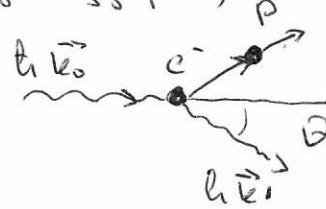


a) ~~$\lambda \propto \sin^2 \frac{\theta}{2}$~~ $\Delta \lambda \sim \sin^2 \frac{\theta}{2}$

b) $\theta \rightarrow \pi \Rightarrow I(\lambda') \downarrow, I(\lambda_0) \downarrow$

б) якщо $\theta = \text{const}$, тоді залежність від λ (атоми) може $\Rightarrow I(\lambda') \downarrow$

Оптимальне положення нейтрону, тобто розподілення розсіювання та пропускання симетричний фільтра з певною довжиною хвилі ($E_{\text{нейтр}} = \text{const}$ має зменшити енергію, тому що зменшити відстань між фільтром і нейтроном)



Задача 3-я з відображенням енергії:

$$\hbar \omega_0 + m_c c^2 = \hbar \omega' + c \sqrt{\rho^2 + m_c^2 c^2}$$

$$\sqrt{\rho^2 + m_c^2 c^2} = \hbar (\omega_0 - \omega') \frac{1}{c} + m_c c = \left[v = \frac{\omega}{c} \right] = \hbar (k_0 - k') + m_c c$$

$$\rho^2 + m_c^2 c^2 = \hbar^2 (k_0 - k')^2 + 2 \hbar m_c c (k_0 - k') + m_c^2 c^2$$

$$\rho^2 = \hbar^2 (k_0^2 - 2 k_0 k' + k'^2) + 2 \hbar m_c c (k_0 - k')$$

Задача 3-я з відображенням імпульсу:

$$\hbar \vec{k}_0 = \vec{p} + \hbar \vec{k}'$$

$$\vec{p} = \hbar (\vec{k}_0 - \vec{k}')$$

$$\rho^2 = \hbar^2 (k_0^2 + k'^2 - 2 \vec{k}_0 \cdot \vec{k}') = \hbar^2 (k_0^2 + k'^2 - 2 k_0 k' \cos \theta)$$

$$\hbar^2 (k_0^2 - 2 k_0 k' + k'^2) + 2 \hbar m_c c (k_0 - k') = \hbar^2 (k_0^2 + k'^2 - 2 k_0 k' \cos \theta)$$

$$2 \hbar^2 k_0 k' (1 - \cos \theta) = 2 \hbar m_c c (k_0 - k')$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\hbar \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{2\pi}{\lambda'} (1 - \cos \theta) = m_c c \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\lambda'} \right) = m_c c \frac{2\pi (\lambda' - \lambda_0)}{\lambda_0 \lambda'}$$

$$\lambda' - \lambda_0 = \frac{2\pi \hbar}{m_c c} (1 - \cos \theta) = \lambda_c (1 - \cos \theta) = 2 \lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\lambda_c = \frac{2\pi \hbar}{m_c c} - \text{коштовнівська довжина хвилі, при цьому } \lambda_c = 0.0243 \text{ Å}$$

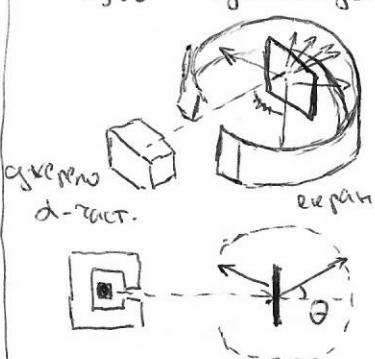
При відображені фotonів на сферичні зернівки енергія відбувається від залежності від кінця, $\Rightarrow m_c \gg \lambda$, $\lambda' \approx \lambda_0$

Задача 3-я з ділянкою з пристосуванням енергії залежності від кінця \Rightarrow масивними змінами

Будова атому

1903 - модель Томсона: атом є кулес, рівномірно заповнений додатним електричним зарядом, всередині якої знаходиться ел-ти

1912 - модель Резерфорда, які дозволили встановити складну будову атому. Розглядався розсіювання д-частинок ($+ze$)



Відносну к-ть частинок $d\sigma$, які розсіюються в інтервалі $\Theta \div \Theta + d\Theta$ при налітанні заряду ($+ze$) на заряд ($+ze$).

$$d\sigma \sim \frac{(ze)^2}{2} d\Omega / \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

т.е. вислідженість може перевірятися в імпульсіальній фізиці.
 $-ze \Rightarrow$ висловик про τ , який висловлює атому знаходить $+ze$ з зарядом ze + принципи, які в атомі знаходяться з електронів.

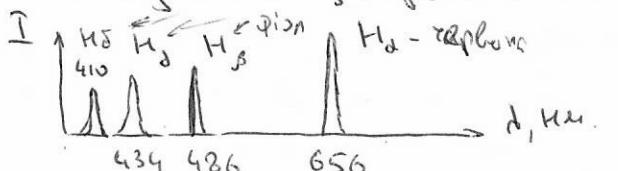
При великих Θ спостерігається відхилення від τ -ти; Резерфорд приступив, що це відбувається, тому є позиція τ -ра
 \Rightarrow Оцінка $\tau_{\text{ра}} \sim 10^{-15} \div 10^{-14} \text{ с}$, яка наслідно міжна розмірів атому та Адронів. Система нерухомих зарядів не може здійснювати вібрації;
 \Rightarrow планетарна модель атому

З іншого боку, що може τ не може існувати в рамках класичної фізики: заряд, який рухається з широким масою виникає вібраціями; тому за час $T \approx 10^{-10} \text{ с}$ електрон має виасин на його

Спектральні закономірності у складі атому водню

Закономірності в атомних спектрах

Якщо розглянути перевесін в атомарний стан, то її виникнення складається з окремих спектральних ліній - спостережається лінійчатий



спектр. Для виникнення розглянутого спектру відповідає існування ел-тів, які надору $\frac{1}{n^2}$, існують стисні спектрів, які не належать до виду атому водню

Видно помітно, що лінії у спектрах розподіляють не хаотично, а однорідно у групи (серii)

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 1} \quad ; \quad \lambda_0 - \text{const}, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

$$\text{асо} \quad \omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

де $R = 2,08 \cdot 10^{16}$ рад/с ; стала Різберга.

Зі здійсненням $n \rightarrow \frac{R}{4}$, крім того зменшується інтенсивність
попадання з серію балансу, тому будемо інше :

Ламана : $\omega = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=2,3,4\dots$ (уточнення)

Пам'ята : $\omega = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=4,5,6\dots$

Брекети

Гамма : $\omega = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=5,6,7\dots$

Загальн. частоти всіх ліній спектру H можна записати у вигляді

$$\omega = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n=(m+1), (m+2), \dots$$

Узагальнена формула балансу.

Друга позначення $T(n) = \frac{R}{n^2}$, T -терм, T_0

$\omega = T(m) - T(n)$ - координатний проміжок Різберга

Приміри справедливий і для інших атомів, тільки терм
 має інші позначення виглядів як і для H .

~~Фініт~~ Модель Гізра для стійкої багато

1913, спрощувавши діл подовжені елінгостістому та вдаємося з
задумів на єдині постулати:

ніж спектр ліній

1) Атому властиві стани (стационарні) стани з неявним зміненим
енергії E ; перевібрання в них вине нормальне та випромінене $E_{\text{н}}$.
При цьому з цих зробити, можливих зробити з клас. механікою,
єдині рухається лише по зору, що вони

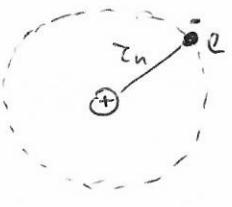
$$L = m \cdot \bar{v} \cdot r = n \cdot t, \quad n=1,2,3 \cdot \text{число елементів}$$

2). При переході з однога стау. стау в \bar{v} відносно
іншого атома випромінює сіль нормальне $E_{\text{н}} \cdot \chi_b$, частота
якої визначається з умовою $t \cdot w = h \bar{v} = E_n - E_k$

Дискретній спектр випромінювання атомів побудовано з
дискретних енергетичних спектрів атому.

Це виявлено в одини генераторах випромінювання, істували в $L = \frac{m \cdot v_{\text{н}}}{2} \tau_A$
їх показав, що вони випускають рух ел-ку в одині.

Істування дискретних енергетичних спектрів підтвердило
відкриття Розенга та Герца (1914)



$$\frac{m v^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{r_n^2} \quad \text{где } h = 1$$

$$r_n = \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}$$

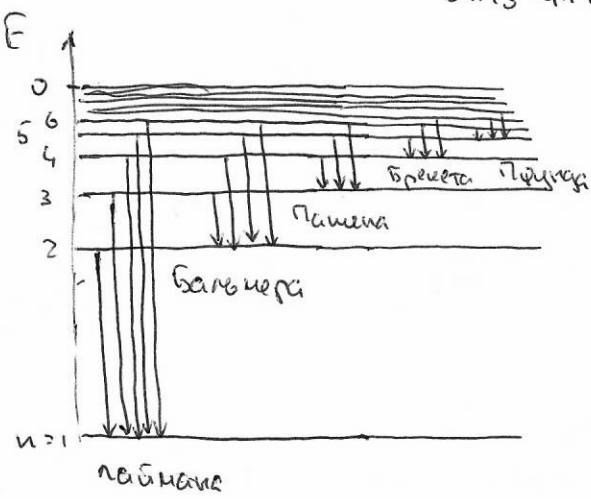
$$r_n m v = \frac{nh}{2\pi} \Rightarrow v = \frac{nh}{r_n m}, \quad r_n = \frac{2e^2 r_n^2 m^2}{4\pi\epsilon_0 m n^2 h^2}$$

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 h^2}{2e^2 m} \quad n^2 = a_0 n^2, \quad \text{так}$$

при $z=1$, $n=1$, $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ - борівський радіус, який співпадає з розміром атому H, знайденим у кінетичної теорії радіїв.

$$\text{Енергія } E_n = \frac{m v_n^2}{2} - \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = - \frac{ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$$

$$E_n = - \frac{z^2 e^4 \cdot 2 \cdot e^2 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2 n^2} = - \frac{z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}$$



При переході з n -ої орбіти на m -ту

$$\omega = \frac{1}{t_1} (E_n - E_m) = \frac{z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2 t_1^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) -$$

$$R = \frac{z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2 t_1^3} = \frac{1^2 (1.6 \cdot 10^{-19})^4 \cdot 9.11 \cdot 10^{-31}}{32 \cdot 3.14^2 \cdot (8.85 \cdot 10^{-29})^2 \cdot (1.05 \cdot 10^{-34})^3} \approx 2.08 \cdot 10^{16} \text{ - збільшення з експериментом}$$

серед $n = \text{const}$

Орбітальний магнітний момент

$$\mu = I \cdot S = -\frac{e}{T} \pi r^2 = -e \pi r^2 \frac{v}{2\pi r} \frac{m}{m} = -\frac{e}{2m} \cdot m v r = -\frac{e}{2m} L = -\frac{e}{2m} n h = \mu_B \cdot n; \quad M_S = -\frac{e}{2m} t_1, \quad \text{магнітні бори}$$

тобто μ також квантована.

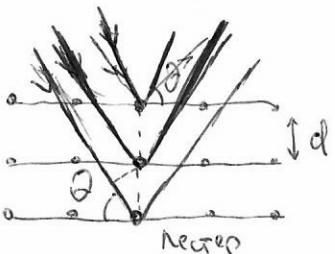
- Чому таємній бора схематичні заваджі моральні та філософічні висновки:
- класична механіка дозволяєте правильне квантовування. Основний недолік теорії - вона не дала ні класичного, ні квантового квантовування. Крім того
 - не відповідає обсяговості для інших атомів (наприклад He)
 - не відповідає виникненням хімічних зв'язків. Деякі веge зу відповідають
 - не відповідає як рухається ел-н при переході з однієї стаї. Інші не інші.

Хвильові вл-ти частинок

1924, коли же Броун, племінник знайти похибки чисел
у вимірюваннях борівських орбіт, висунув гіпотезу про загальні
х-р хвильових-хвильових співвідношень: кожній частинці
з іншими є р. відповідно відповідні природи, можна вивчати
у відповідності хвиль

$$\lambda = \frac{2\pi h}{P} = \frac{3h}{P}; P: t k^2; k^2 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

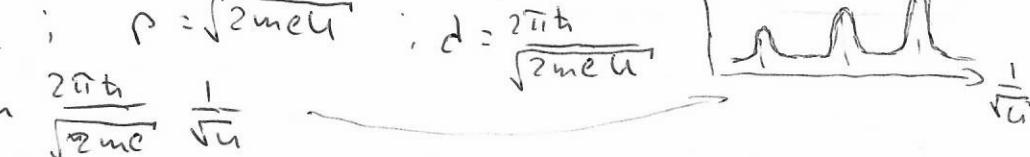
Тоді не тільки джерело, але і ел-ми, пропуск, а також тощо
можна хвильові вл-ти \Rightarrow можна вивчати випадки, зокрема,
дифракційні явища.



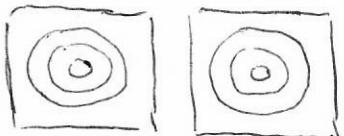
1927 р. Дієрнер та Ребіссон спостерігають дифракцію ел-в при
відбитті від монокристалу никелю:

Джерело може видавати розрізанім електронам Іврид.
 $Ee = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{P^2}{2m}$; $P = \sqrt{2meV}$; $\lambda = \frac{2\pi h}{\sqrt{2meV}}$

Іврид



Це відрізняється, що інтерференція картина утворюється розрізаними
ел-ми, а не вторинними Рн. Випаровуванням, тік же іонами і
Фотонастичкою створювали М.Г. При цьому картина змінювалася.



X-ray e-

Джерело та гарячковий (механічний) хвильовий
потік ел-в крізь фольгу; отримали дифракційні
кімчи, аналогічні тих, які спостерігаються
при дифракції Рн. применів

Це дозвіль, що дифр. явища спостерігаються із залежністю
та масово-кінуктів.

Левін ^{Бібліотека Н.Сушкін, Фарінгтон} згадує, що вони
інтервенією потоку електронів була настільки велика, що
зас продовжує ел-му що детектор в 3000 разів < нік
протилежно тік фона послідовністі електронів. При
здатній експозиції була отримана картина, тоді ж виникла
пукка з високим інтенсивністю. \Rightarrow хвильові вл-ти

пукки у скрізях ел-м.

1936. Prof. Dr. Гольм отримав побудувану криву за функцією, що електрони є залишками
1933 + від падіння відносно побудов. кривою за залежністю тво, що ел-м є хвилью
(Джер. Томас)
побудованою