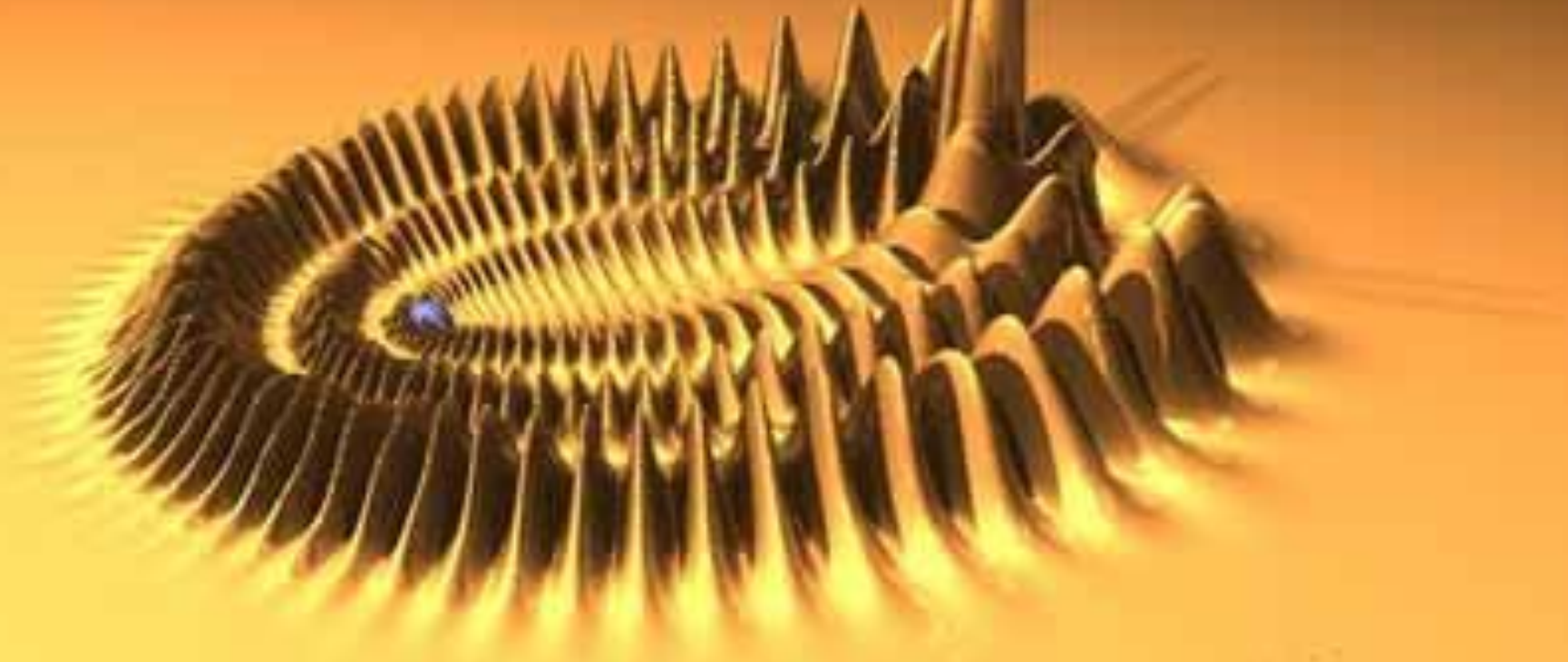


visual physics

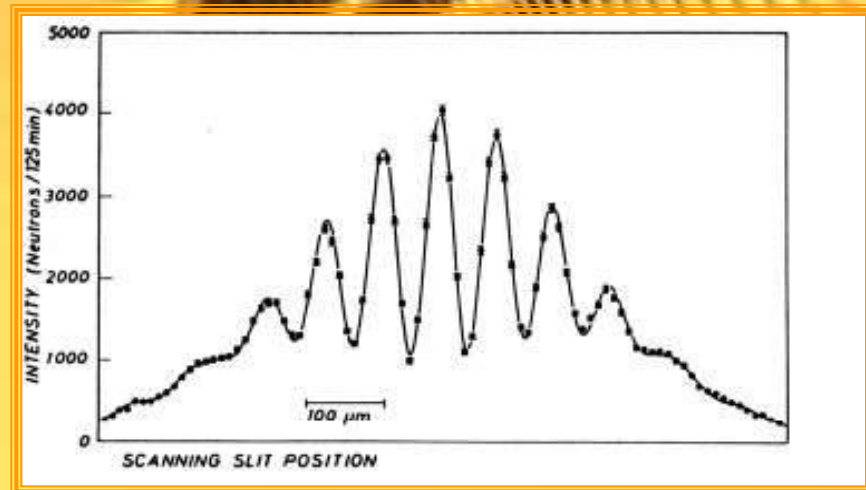
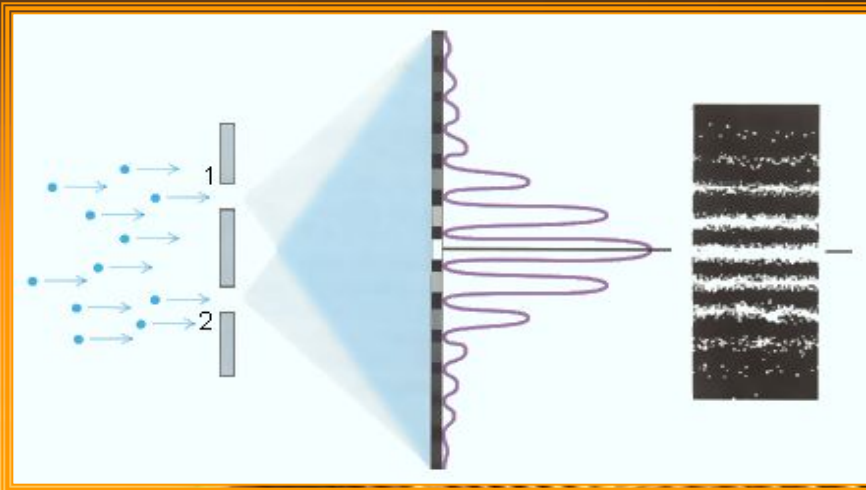
part V quantum physics



Зміст

- **Хвилі де-Бройля**
- **Атомні спектри поглинання**
- **Головні ідеї квантової механіки**
- **Стаціонарні квантові стани**
- **Елементи квантової механіки**
- **Квантова теорія атому водню**
- **Багатоелектронні атоми**
- **Квантові генератори (лазери)**
- **Метали, напівпровідники, діелектрики**
- **Ядерні сили та радіоактивність**

Хвилі де-Бройля

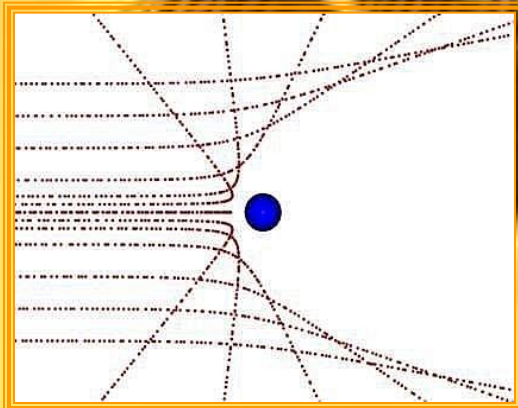
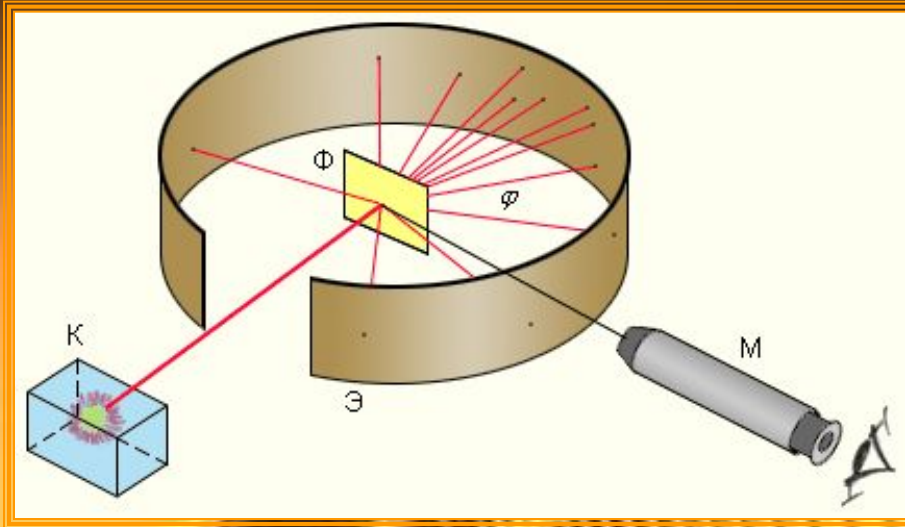


Де-Бройль постулював наявність певних хвильових властивостей у електронів, протонів, нейтронів і взагалі у всіх мікрочастинок і навіть макротіл. Більше того, де-Бройль припустив, що співвідношення корпускулярних та хвильових властивостей для частинок є таким самим як і для фотонів. Отже, якщо якась частинка має певну енергію, та імпульс то з ними пов'язані її довжина та частота хвилі

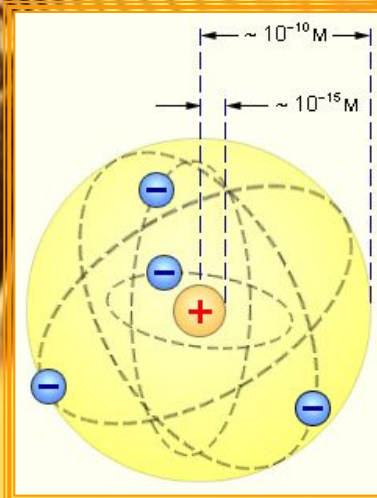
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}; \quad \omega = \frac{\varepsilon}{\hbar}$$

На рисунках показані схема досліду з дифракції потоку нейтронів на двох щілинах, а також вигляд дифракційної картини та розподіл інтенсивності на екрані

Досліди Резерфорда



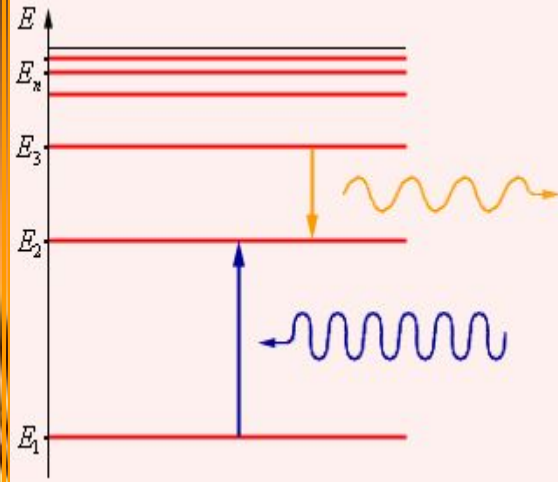
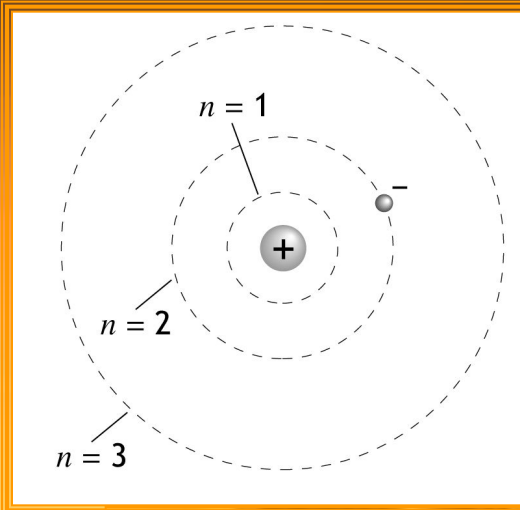
visual physics



gennady p. chuiko

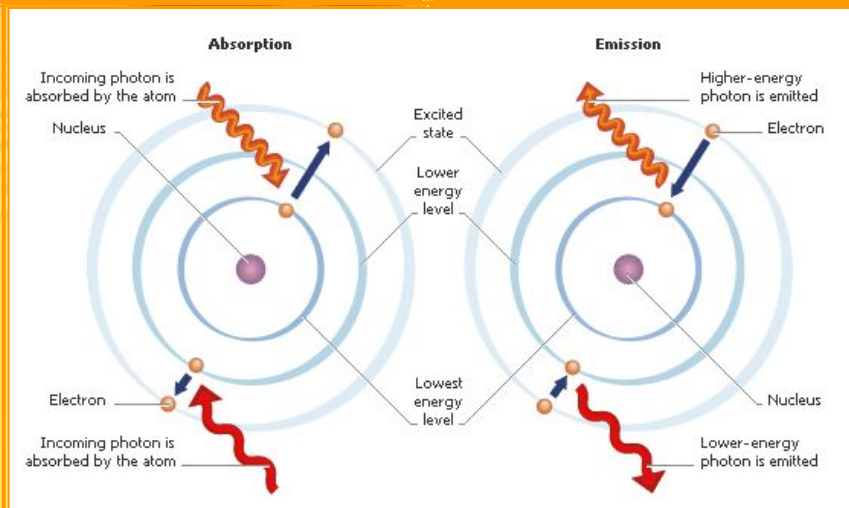
На рисунку вгорі зображена схема дослідів Резерфорда. Потік позитивно заряджених, значно масивніших за електрони α -частинок бомбардує тонку фольгу. Розсіяні (відхилені від прямолінійного розповсюдження) частинки дають видимі спалахи на циліндричному екрані. На рисунку знизу показані декілька траєкторій α -частинок, які проходять поблизу від позитивно зарядженого масивного атомного ядра (синя цятка). Видно, що частинки тим менше відхиляються, чим далі вони проходять від ядра. На іншому рисунку показана так звана "планетарна модель" атому Резерфорда, якою вона постає з результатів експериментів.

Постулати Бора

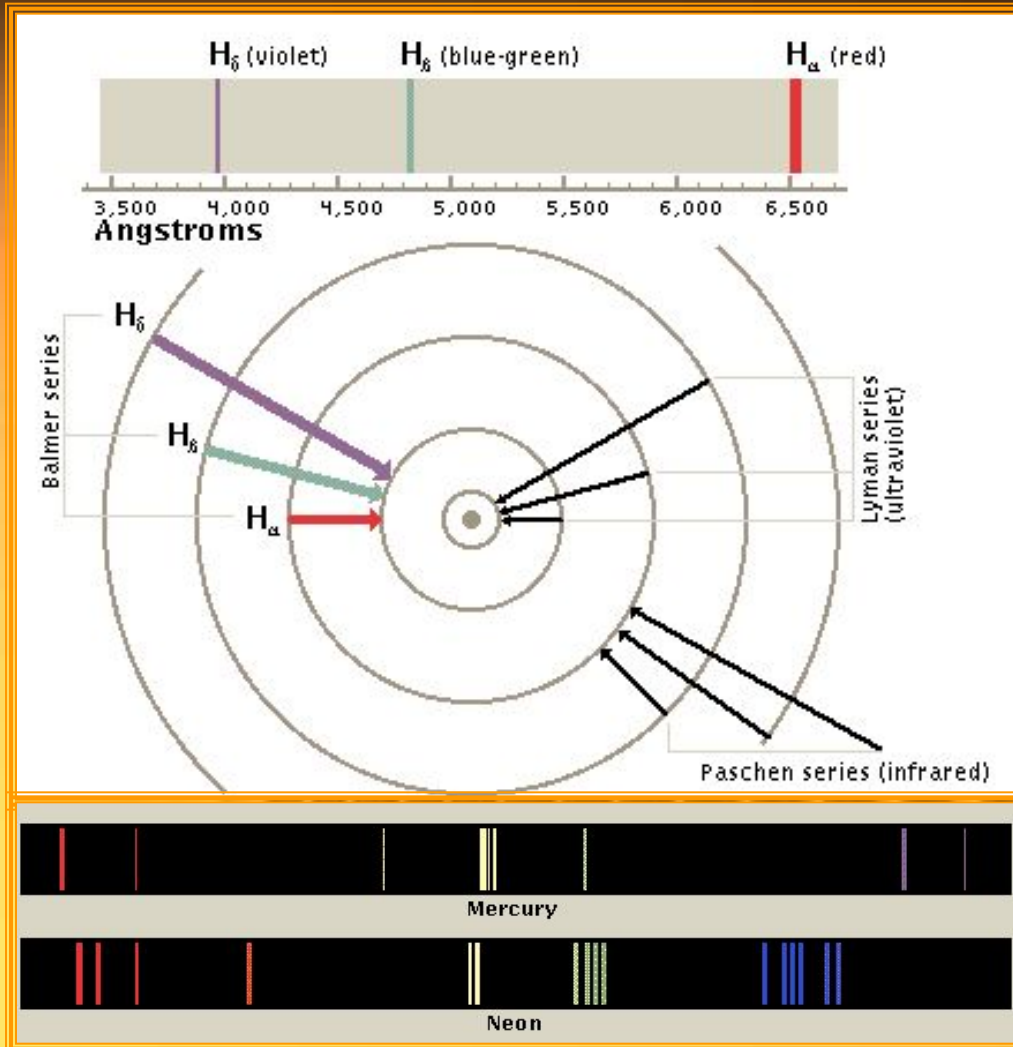


I. Атомний електрон може знаходитися лише у певних дискретних стаціонарних станах, кожний з яких можна означити цілим числом $n=1,2,3,\dots,\infty$ та характеризувати значенням його повної енергії E_n . Перебуваючи в одному з таких станів електрон енергії не випромінює.

II. При переходах атомного електрону зі стану „ n ” з енергією E_n до стану „ m ” з енергією E_m випромінюється, або поглинається фотон з енергією $h\nu_{nm} = E_n - E_m$.

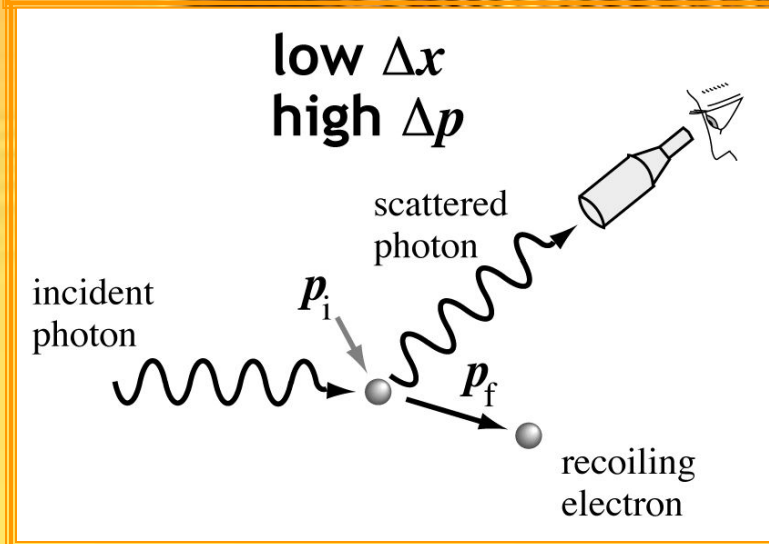
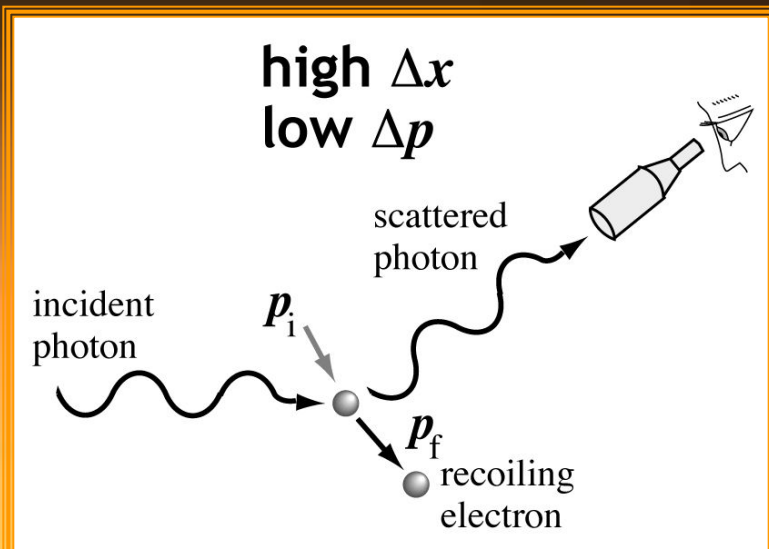


Атомні спектри поглинання



- I. На рисунку показані деякі електронні переходи, які формують в атомі водню три серії ліній в спектрі випромінювання: серію Лаймана (переходи на основний рівень $n=1$), серію Бальмера (переходи на рівень з $n=2$), та серію Пашена ($n=3$).
- II. Нагорі показані три лінії серії Бальмера, яка презентує лінії випромінювання видимого спектру
- III. Внизу показані лінійчаті спектри інших атомів (неону та меркурію)

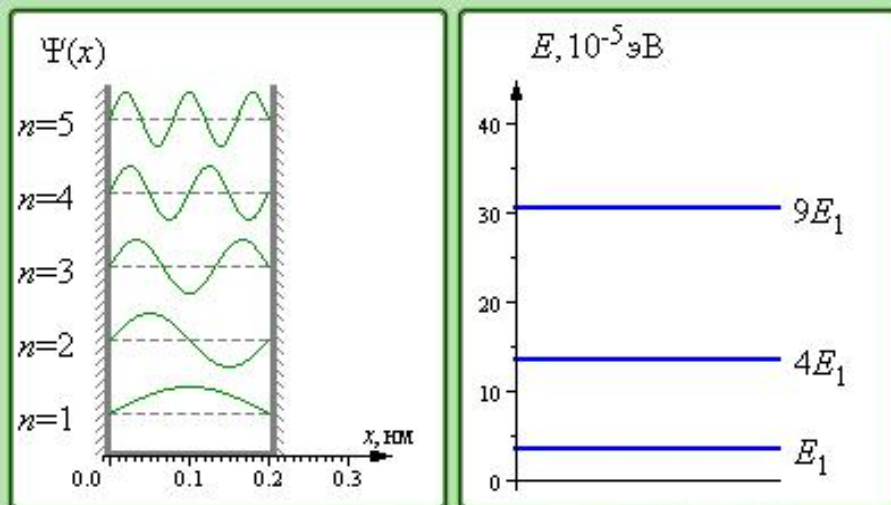
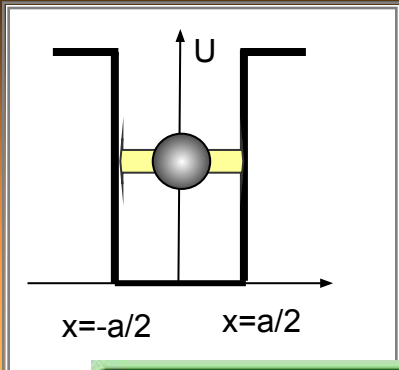
Співвідношення Гейзенберга



Визначення параметрів електрону спостереженням за розсіяним на ньому фотоном у двох режимах:

- I. Фотон має малу частоту та імпульс (отже, відносно велику довжину хвилі), що дозволяє зменшити невизначеність імпульсу: $p_f - p_i = \Delta p \rightarrow 0$. Втім, невизначеність координати електрону, яка є порядку довжини хвилі ($\Delta x \sim \lambda$), в такому разі зростає $\Delta x \rightarrow \infty$, адже добуток невизначеностей залишається незмінним:
$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$
- II. Фотон має коротшу довжину хвилі (отже більші частоту та імпульс). Тоді зменшується невизначеність координати $\Delta x \rightarrow 0$, проте зростає невизначеність імпульсу $\Delta p \rightarrow \infty$

Властивості стаціонарних квантових станів - 1



$$E_1 = \frac{\hbar^2}{8mL^2}; E_n = E_1 n^2$$

$$E_1 = 3.39 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$$

График

- $\Psi(x)$
 $|\Psi(x)|^2$

$x = 0.20$ нм

$m = 150$ m_p

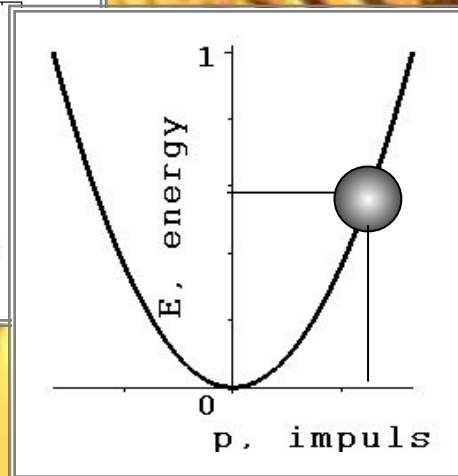
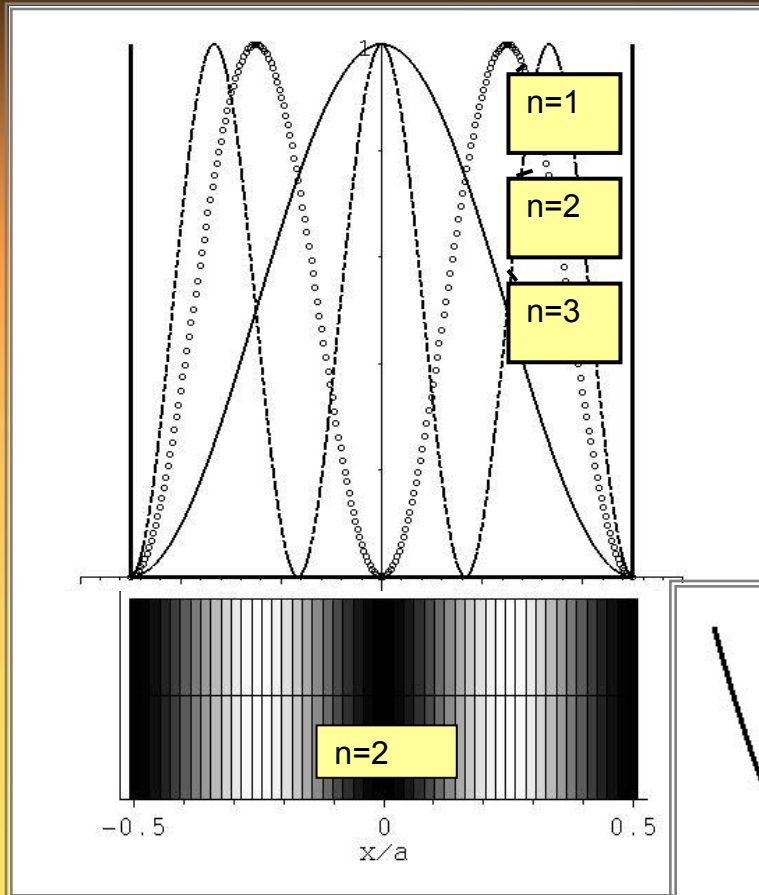
$m_p \approx 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг

Квантова частинка в прямокутній потенціальній ямі.

На рисунку показані координатні частини ($\Psi(x)$) хвильової функції частинки для перших п'яти станів ($n=1,2,\dots,5$), а також енергії трьох нижчих з цих станів.

З рисунку видно, що кожна хвильова функція має рівно n екстремумів та $n+1$ вузол (нуль) у межах ями, апричому два з цих вузлів припадають на кордони ями.

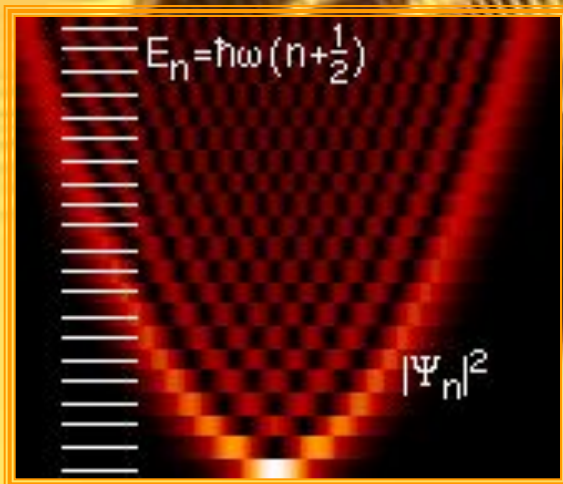
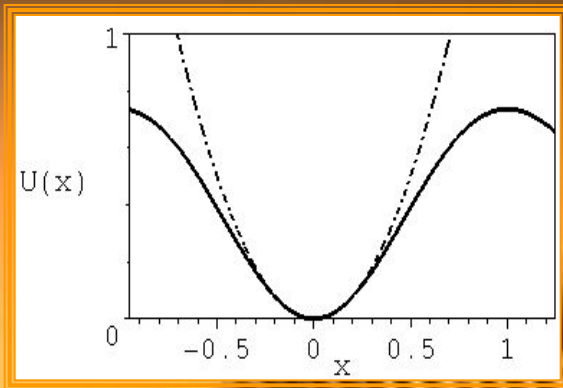
Властивості стаціонарних квантових станів - 2



Розподіл густини ймовірності знаходження квантової частинки (квадрат модуля хвильової функції) для нижчих трьох станів квантової частинки, локалізованої в потенційній ямі. Для стаціонарних станів характерним є незалежність від часу (стаціонарність) таких розподілів.

Нижче наведена залежність кінетичної енергії вільної квантової частинки від її імпульсу. Залежність є параболічною та неперервною.

Властивості стаціонарних квантових станів - 3

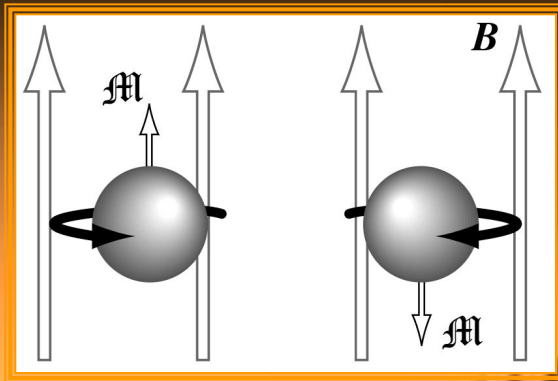


Задача про квантовий лінійний осцилятор — одна з найважливіших в квантовій механіці задач, притому таких, які мають точне аналітичне рішення.

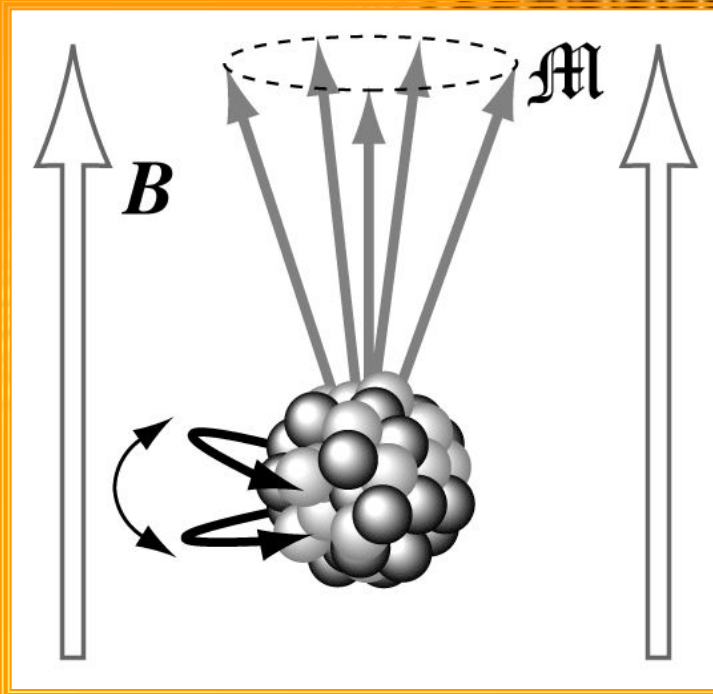
Важливість задачі про рух квантової частинки в потенційному полі з енергією, яка параболічне залежить від координати, зумовлена тим, що в околиці мінімуму потенційної енергії (у довкіллі дна так званих „потенційних ям”, рис. нагорі) будь-яка залежність потенційної енергії від координат може бути розкладена в ряд Тейлора і у довкіллі екстремуму наближатися параболою.

Рисунок внизу показує дискретний та “еквідістантний” енергетичний спектр квантового лінійного осцилятора, а також розподіл ймовірності спостереження в станах з різним значенням квантового числа $n=0,1,2,\dots$. Світлішим кольором відмічені максимуми ймовірності.

Спінові моменти-1



Спіновий
магнітний
момент



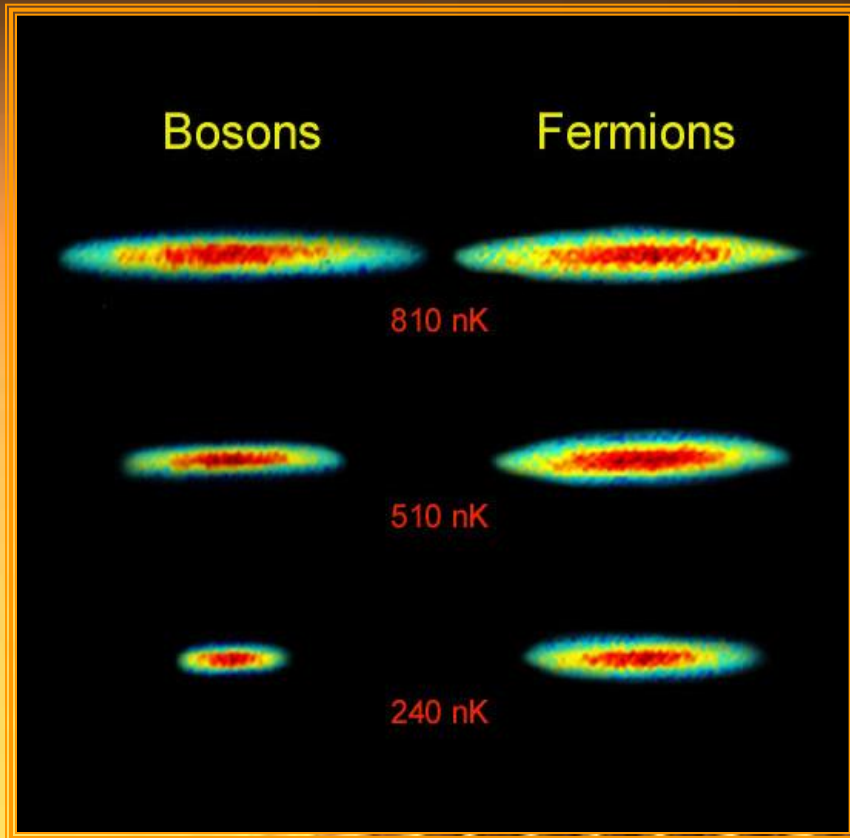
Власні, внутрішні притаманні квантовим частинкам моменти імпульсу отримали назву спінових моментів, або спінів. Власний (спіновий) механічний момент частинки (\mathbf{s}) завжди пропорційний до її власного магнітного моменту (\mathbf{p}_m):

$$\mathbf{p}_m = \gamma \mathbf{s}$$

де скалярний множник (γ) має назву гіромагнітного коефіцієнту. Завдяки такій пропорційності спінові моменти можна експериментально спостерігати під час їх взаємодії із зовнішніми магнітними полями

Нижній рисунок ілюструє один тип такої взаємодії: гіроскопічну прецесію магнітного моменту атомного ядра у зовнішньому магнітному полі

Спінові моменти-2



На рисункові показана експериментально досліджені деталі поведінки двох квантових систем, які складаються з тотожних частинок, у діапазоні надзвичайно низьких температур (нанокельвін= 10^{-9} К). Зниження температури призводить до інтенсивної конденсації бозонної хмарки-наочно видно зменшення розмірів, отже, й відстані поміж тотожними частинками. У той же час відстань поміж ферміонами змінюється з температурою помітно повільніше завдяки принципу заборони Паулі.

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} \left| \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) \right\rangle + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{kZe^2}{r} \right) \left| \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) \right\rangle = 0$$

Квантова теорія атому водню-1

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} \left| \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) \right\rangle + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{kZe^2}{r} \right) \left| \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) \right\rangle = 0$$

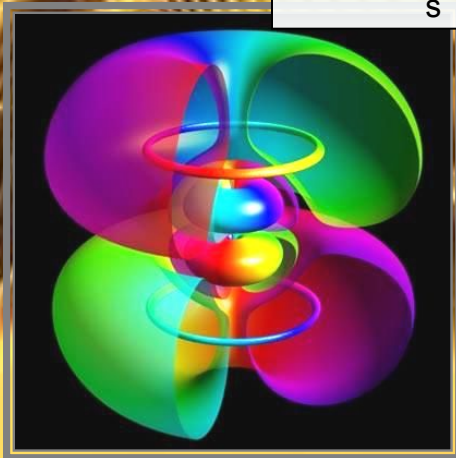
$$E_n = - \left(\frac{k^2 Z^2 e^4 m_0}{2\hbar^2} \right) \left(\frac{1}{n^2} \right) = \frac{E_1}{n^2}$$

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1)$$

$$L_z = \hbar m$$

$$S = \hbar m_s$$

$n=2, l=2, m=1,$
 $m_s=1/2$



Рівняння Шредінгера для електрону в сферично-симетричному потенціалі атомного ядра виглядає так, як показано вище.

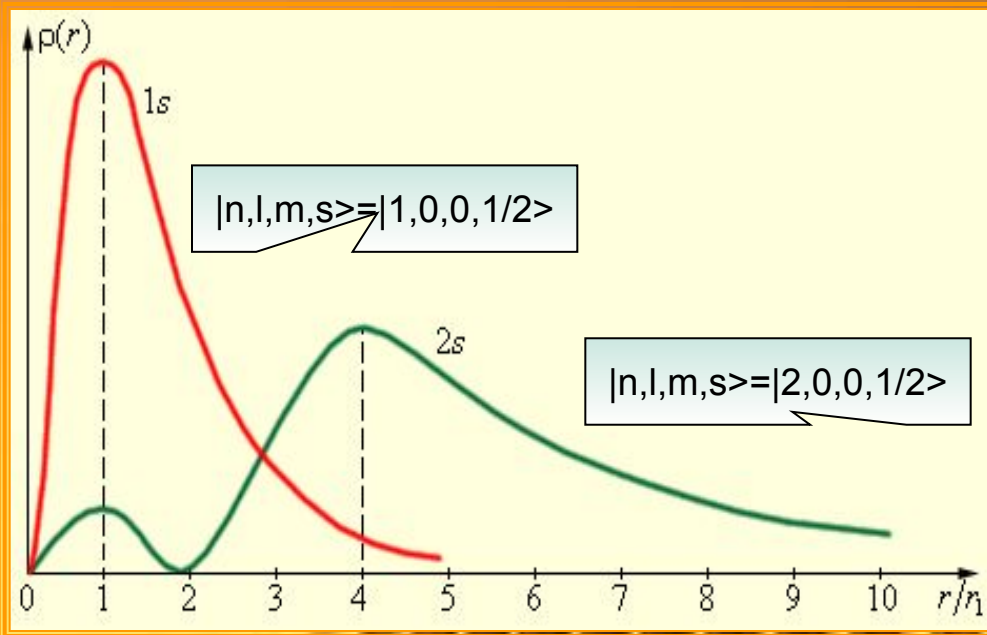
Дискретний спектр електрону існує лише при умові $E < 0$. За такої умови квантова теорія дає вираз для енергії, аналогічний простій теорії Бора.

Енергія електрона в атомі водню залежить лише від квантового числа $n=1,2,3,\dots$ тоді як квантовий стан, як видно з рівняння Шредінгера, залежить від чотирьох квантових чисел: n, l, m, s

$$\Delta_{n,\theta,\varphi} \left(\frac{\Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi)}{r} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{kZe^2}{r} \right) \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) = 0$$

Квантова теорія атому водню-2

$$|\Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi)\rangle = R_{n,l,s}(r) Y_{lm}(\theta,\varphi)$$



Вектор стану електрону в атомі водню факторизується на добуток двох функцій: радіальної $R_{nls}(r)$ та кутової $Y_{lm}(\theta,\varphi)$, як видно з формули, наведеної нагорі.

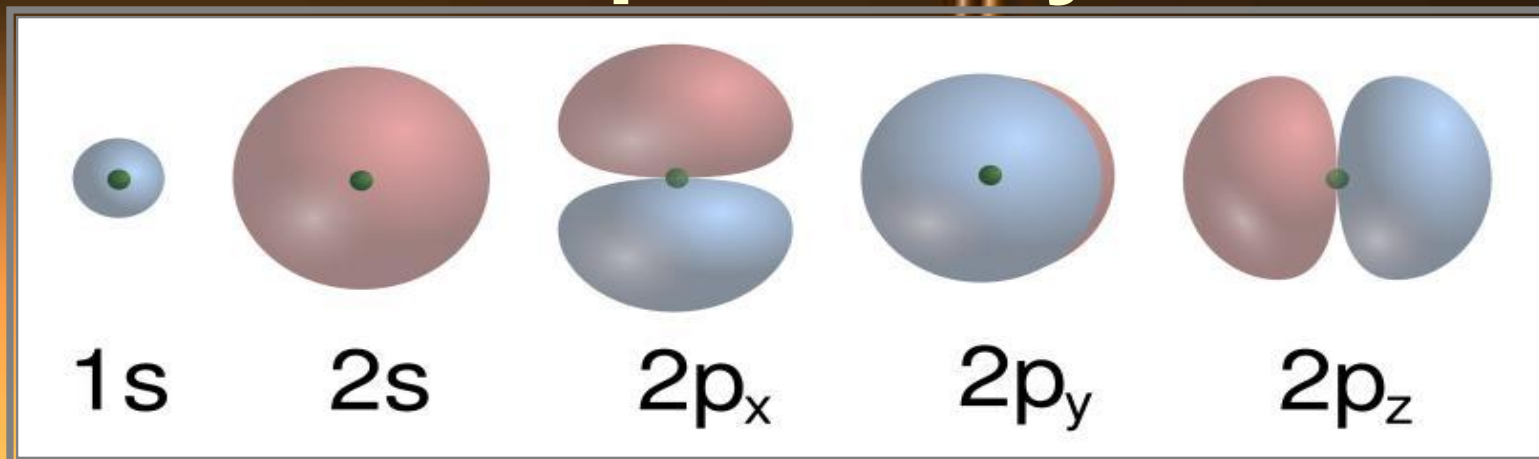
Типовий вигляд радіальної функції для двох різних станів електрону (1s і 2s) в атомі водню показаний на графіку.

Зверніть увагу: перша з цих функцій описує основний стан електрону (1s) і має максимум на відстані першого борівського радіусу від ядра.

Друга функція описує перший збуджений стан (2s) і має два максимуми: головний (на радіусі другої борівської орбіти) та додатковий (на першому борівському радіусі).

$$\Delta_{n,\theta,\varphi} \left| \Psi_{n,l,m,s}(r,\theta,\varphi) \right\rangle = 0$$

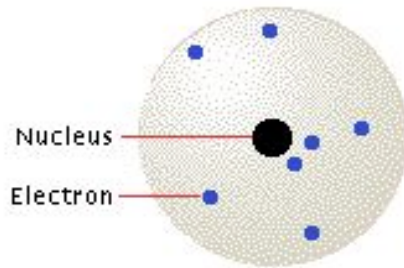
Квантова теорія атому водню-3



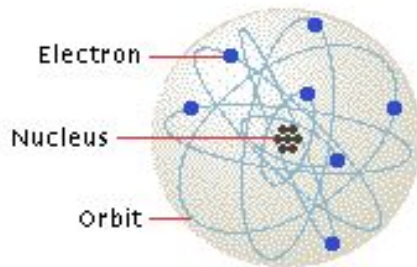
Поняття про залежність кутової функції $Y_{lm}(\theta, \phi)$ від напрямів у просторі (тобто кутів θ, ϕ), а також квантових чисел (n, l, m) ілюструє наведений вище графік і табличка з квантовими числами.

Стан	1s	2s	$2p_x$	$2p_y$	$2p_z$
$ n, l, m\rangle$	$ 1, 0, 0\rangle$	$ 2, 0, 0\rangle$	$ 2, 1, 1\rangle$	$ 2, 1, -1\rangle$	$ 2, 1, 0\rangle$

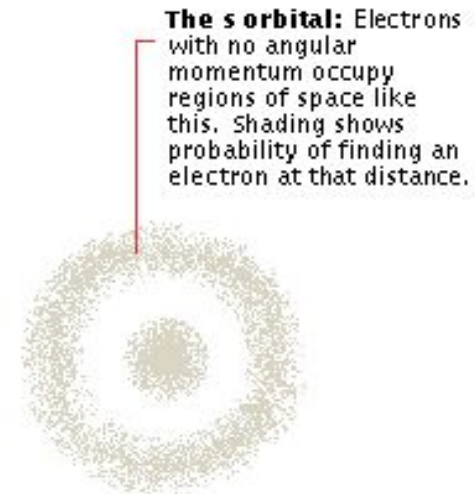
Моделі атому водню



The Rutherford Model
pictured the atom as a miniature solar system with the electrons moving like planets around the nucleus.



The Bohr Model
'quantized' the orbits in order to explain the stability of the atom.



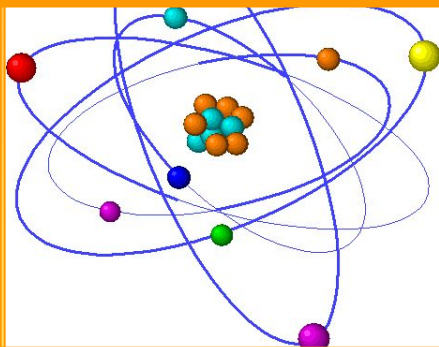
The Schrödinger Model
abandoned the idea of precise orbits, replacing them with a description of the regions of space (called orbitals) where the electrons were most likely to be found.

The s orbital: Electrons with no angular momentum occupy regions of space like this. Shading shows probability of finding an electron at that distance.

- I. Планетарна модель Резерфорда зображує атом як Сонячну систему в мініатюрі з електронами в якості “планет” навколо ядра.
- II. “Напів-квантова” модель Бора задля стабільності атому постулює квантування орбіт.
- III. Послідовна квантова теорія відмовляється від поняття траєкторій на користь опису ймовірності знаходження електрону в тому чи іншому місті навколо ядра.

Багатоелектронні атоми-1

n	1	2	3	4	5	6
Позначення	К	Л	М	Н	О	Р
$N=2n^2$	2	8	18	32	50	72



l	0	1	2	3	4	5
Позначення	s	p	d	f	g	h
$N=2(2l+1)$	2	6	10	14	18	22

Перша таблиця ілюструє розподіл електронів по атомним шарам. Шаром називають сукупність електронів з однаковим головним квантовим числом $n=1,2,3,\dots$). Вказана також місткість кожного з електронних шарів. У другій таблиці показані позначення та місткість електронних оболонок. Оболонкою називають сукупність електронів з двома однаковими квантовими числами: n та $l=0,1,\dots,(n-1)$.

Багатоелектронні атоми-1

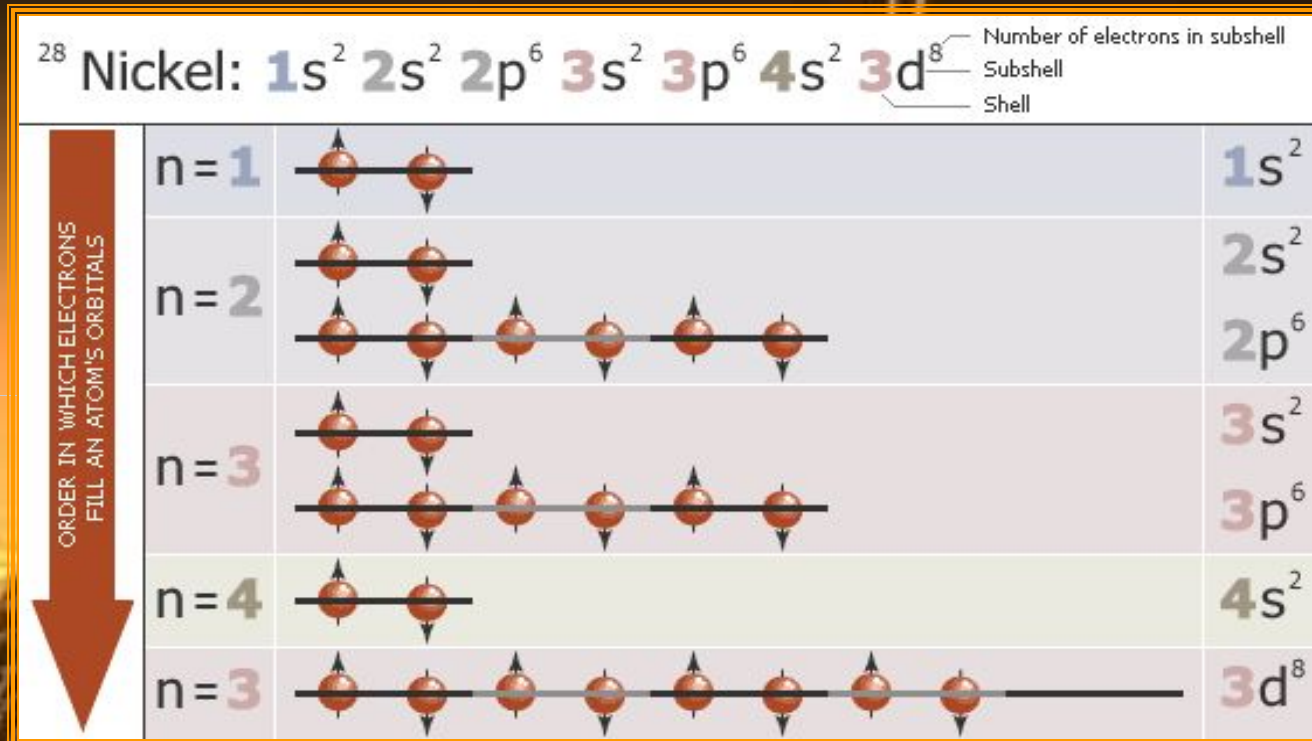


Схема ілюструє електронну конфігурацію, тобто розподіл електронів по шарам, оболонкам та станам в атомі нікелю, який має загалом 28 електронів. Стрілки показують напрям спіну.

Зверніть увагу: 4s стани N-шару з $n=4$ мають нижчу енергію, і тому заповнюються раніше, ніж 3d стани попереднього M-шару з $n=3$

Багатоелектронні атоми-3

Оболонка→ Шар ↓	s	p	d	f
1 (K)	H, <u>He</u>			
2 (L)	Li, Be	C, N, O, F, <u>Ne</u>		
3 (M)	Na, Mg	Al, Si, P, S, Cl, <u>Ar</u>	Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn	
4 (N)	K, Ca	Ga, Ge, As, Se, Br, <u>Kr</u>	Y, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Ag, Cd	Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu
5 (O)	Rb, Sr	In, Sn, Sb, Te, I, <u>Xe</u>	Hf, Ta, W, Re, Os, Ir, Pt, Au, Hg, La	Th, Pa, U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, 102, 103
6 (P)	Cs, Ba	Tl, Pb, Bi, Po, At, <u>Rn</u>	Ac, 104–112	
7 (R)	Fr, Ra	113–118		

Таблиця хімічних елементів Лонге-Хігінса, яка побудована на врахуванні принципу заборони Паулі для електронів і показує їх розподіл по шарам та оболонкам

$$\Delta_{n,l,m} \left(\frac{k^2 Z^2 e^4 m_0}{2\hbar^2 n^2} \Psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) + \frac{1}{2} \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{E_1}{n^2} + \frac{kZe^2}{r} \right) \Psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) \right) = 0$$

Квантові генератори (лазери)

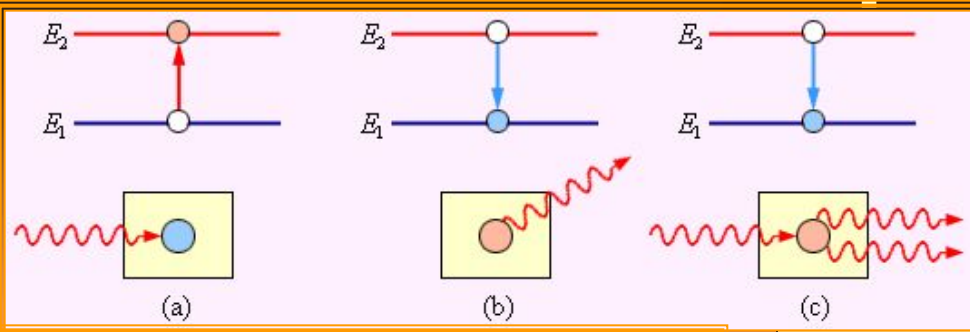
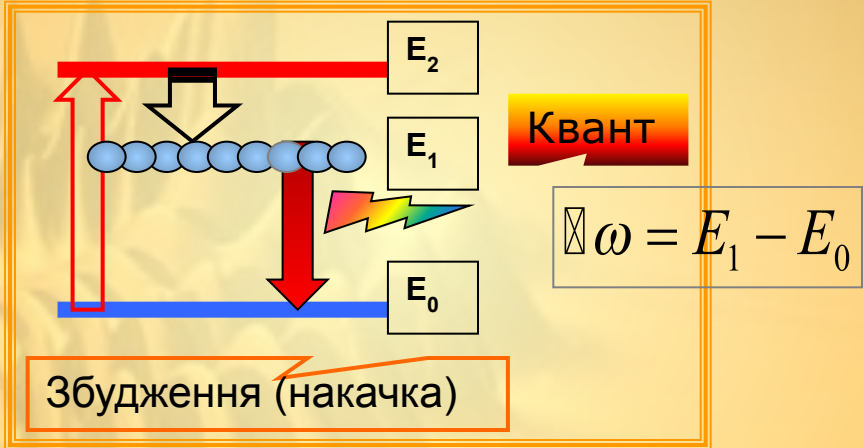
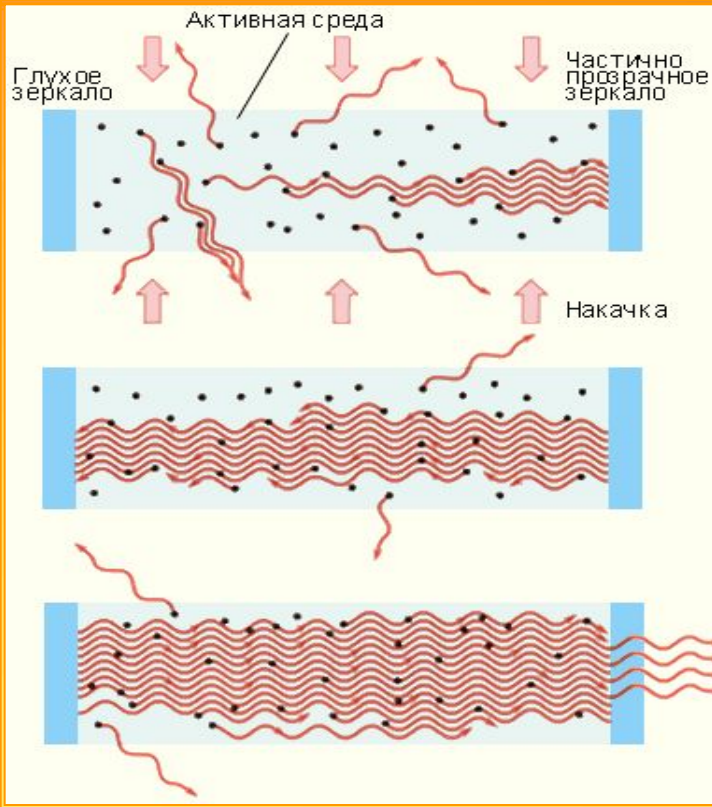
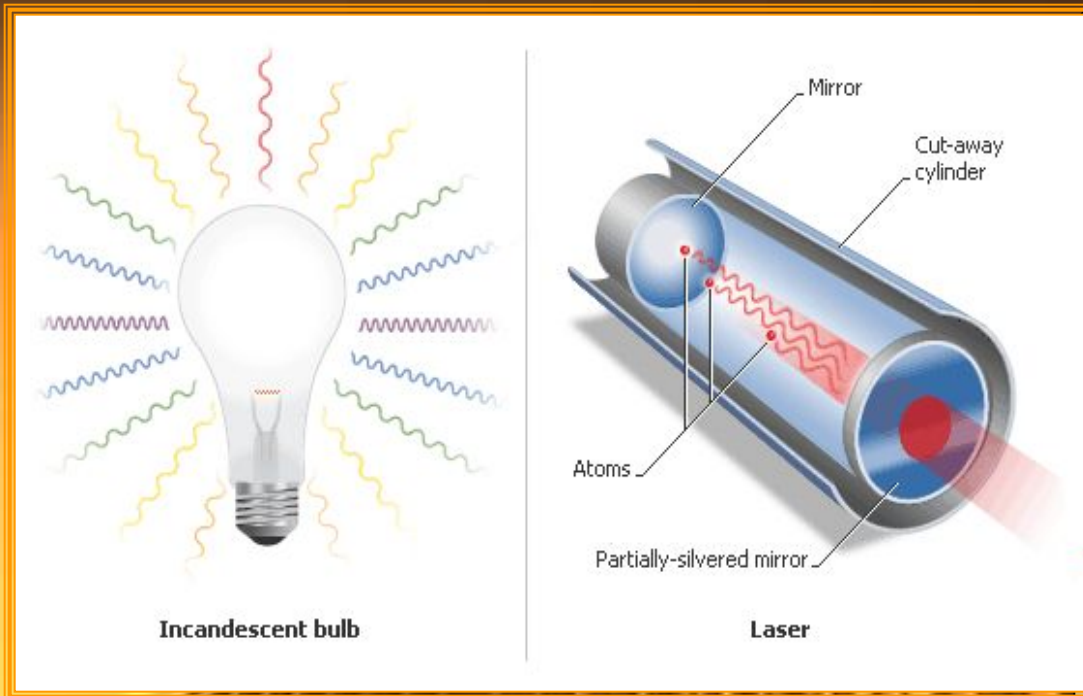


Схема зверху показує елементарні процеси в активному середовищі: а) поглинання; б) спонтанне випромінювання; с) індуковане (вимушене випромінювання)



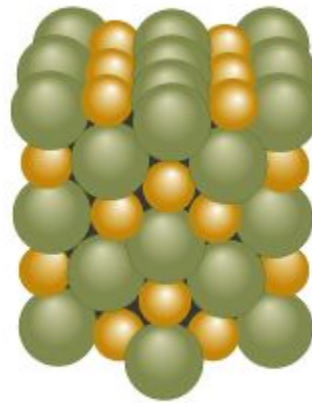
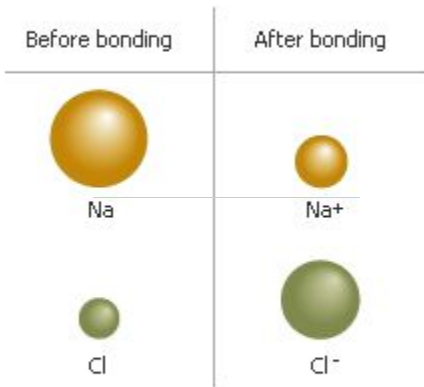
Інші дві схеми показують так званий трирівневий спосіб дії квантового генератора, а також послідовність лавиноподібного виникнення когерентного лазерного пучка в активному середовищі після його накачки

Квантові генератори (лазери)-2



На ілюстрації порівнюються лампа розжарювання та лазер як джерела світла. Фотони, які випромінюють атоми розжареного металу, мають випадкові (спонтанні) як напрями розповсюдження, так і частоти, поляризацію та фази. Випромінювання є очевидно некогерентним. Навпаки, фотони, які випромінює лазер, є надзвичайно когерентними, вони мають однаковий напрям, поляризацію, частоту та фазу.

Кристали-1

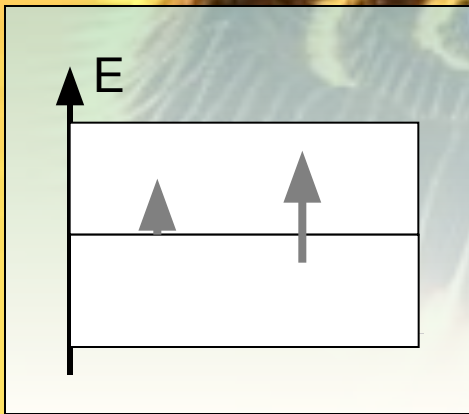
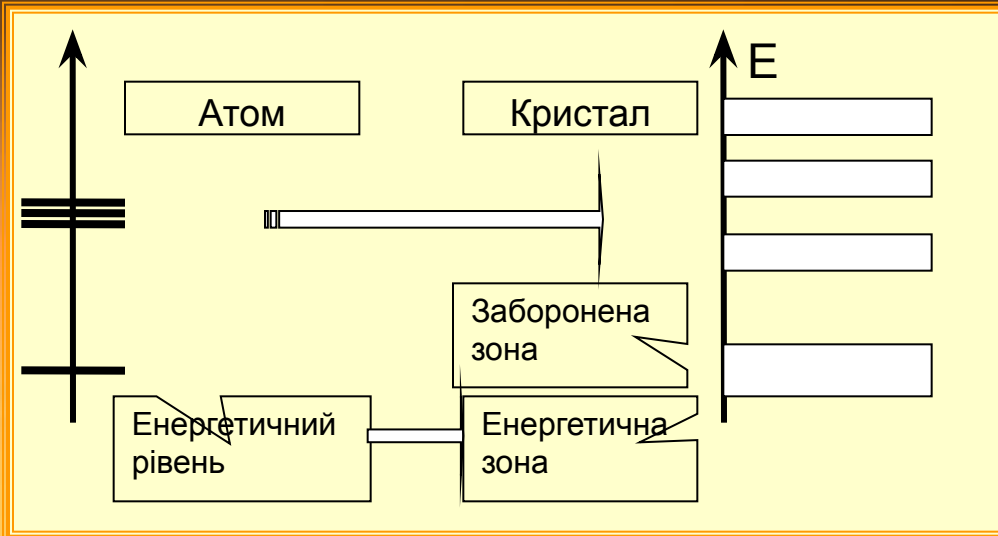


Ілюстрація показує, як кардинально змінюються розміри нейтральних атомів після утворення іонного зв'язку поміж ними та утворення кристалу NaCl.

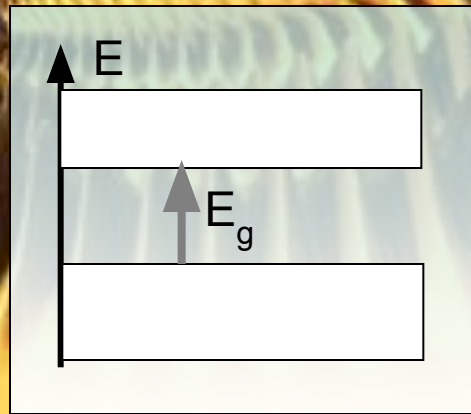
Так само кардинально змінюється електронна конфігурація атомів, які утворюють поміж собою ковалентні зв'язки, об'єднуючись в кристали напівпровідників, (на прикладі конфігурацій кремнію в атомарному стані та в кристалічному стані відповідно)



Кристали-2



visual physics



gennady p. chuiko

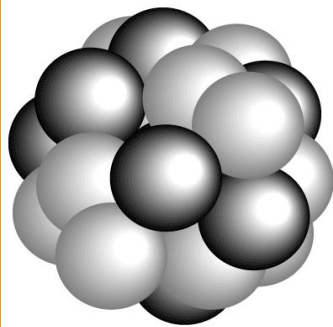
Схема зверху показує утворення енергетичних зон в із сукупності однакових дискретних енергетичних рівнів окремих атомів, які об'єднуються в кристал

На нижніх схемах показані найвищі заповнені валентні зони і найнижчі пусті зони (так звані зони провідності) для металів та напівпровідників і діелектриків.

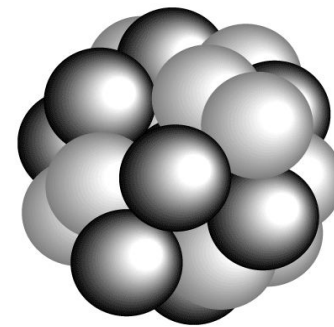
Як видно, у металів немає забороненої зони поміж заповненою та пустою енергетичними зонами ($E_g = 0$).

Нуклони та атомні ядра-1

Частинка	Маса спокою (а.о. м)	Маса спокою (MeV)	Електричний заряд (Кл)	Спіновий момент
протон	1.007596	938,2	1.6×10^{-19}	$\pm \frac{\hbar}{2}$
нейтрон	1.008986	939,5	0	$\pm \frac{\hbar}{2}$



${}^{23}_{11}\text{Na}$
22.989770 u



${}^{23}_{12}\text{Mg}$
22.994127 u

Таблиця демонструє деякі властивості нуклонів – частинок з яких складаються атомні ядра.

Рисунок показує два ядра з різною кількістю протонів ($Z=11, Z=12$) та нейтронів ($N=12, N=11$), але однаковою кількістю нуклонів ($A=Z+N=23$)

Види радіоактивності-1

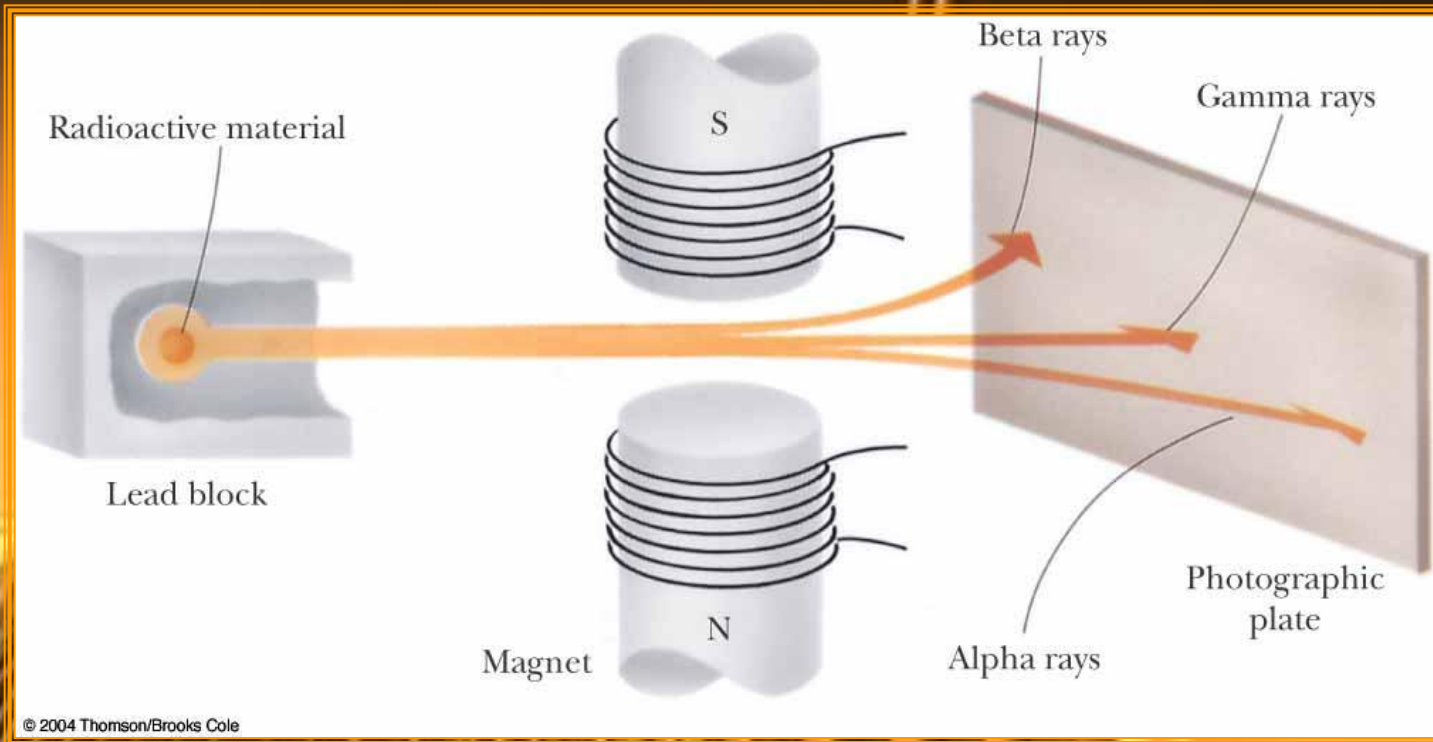


Схема експериментів із взаємодії радіоактивного випромінювання та магнітного поля. На рисункові видно, що існує три типи випромінювання: позитивно заряджені α -частинки, негативно заряджені β -частинки та нейтральні γ -промені. α -частинки виявилися масивними ядрами гелію, β -частинки відповідно швидкими електронами, а γ -промені рентгенівськими електромагнітними квантами

Види радіоактивності-2

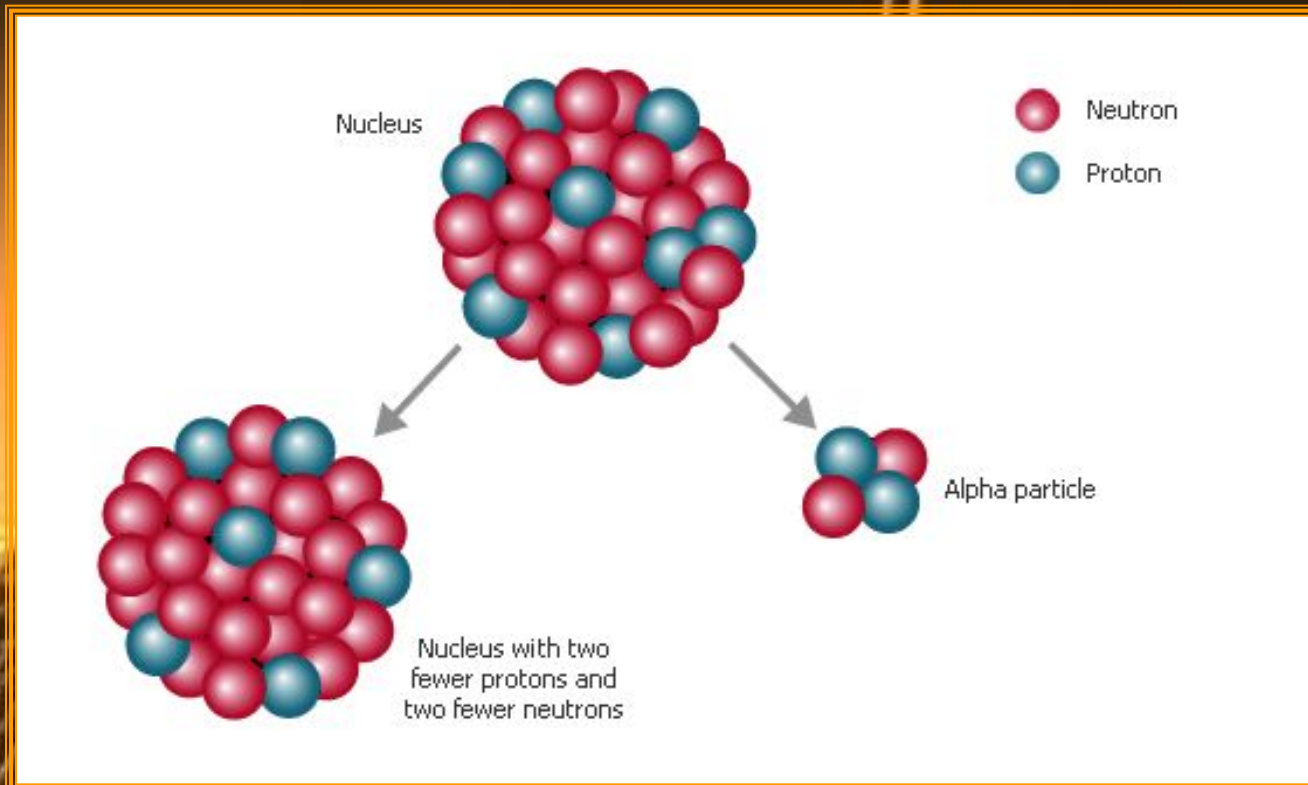
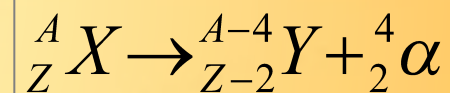


Схема α -розпаду ядра, з якого викидається важка α -частинка, після чого ядро перетворюється на нове ядро, яке містить на два протона і на два нейтрона менше згідно до реакції розпаду:



Види радіоактивності-3

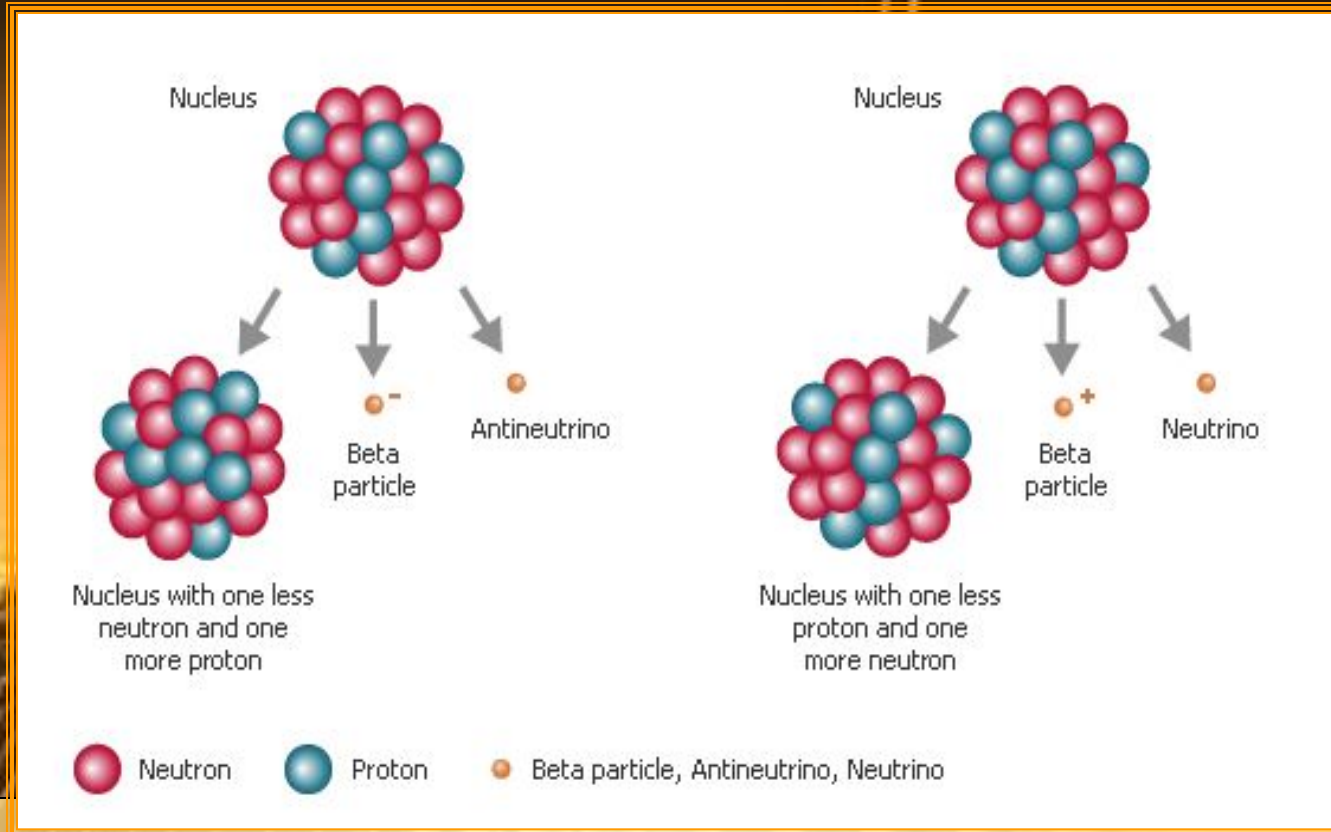
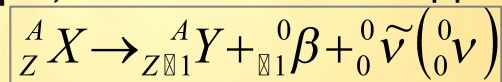
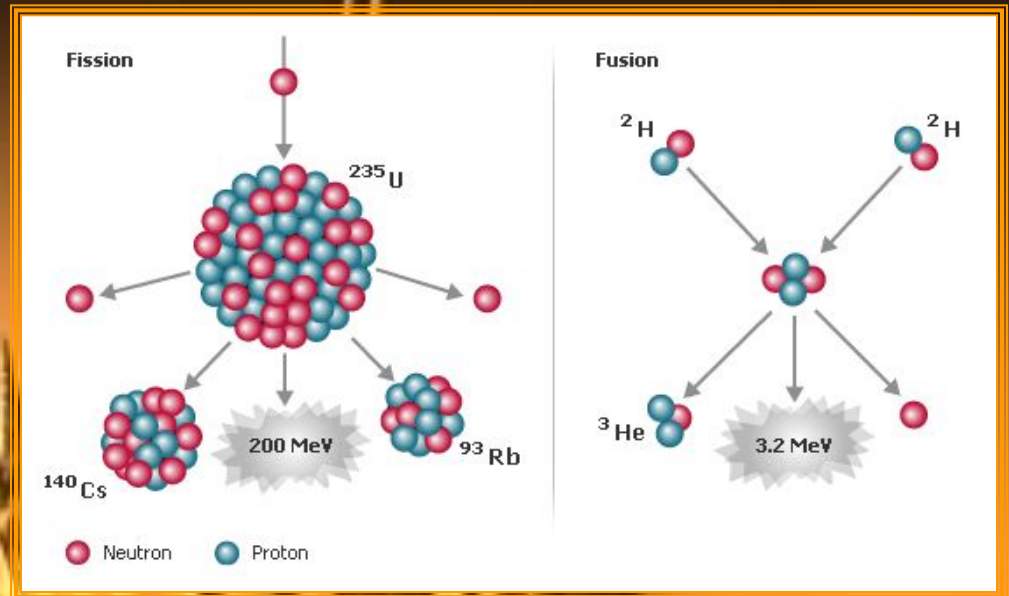
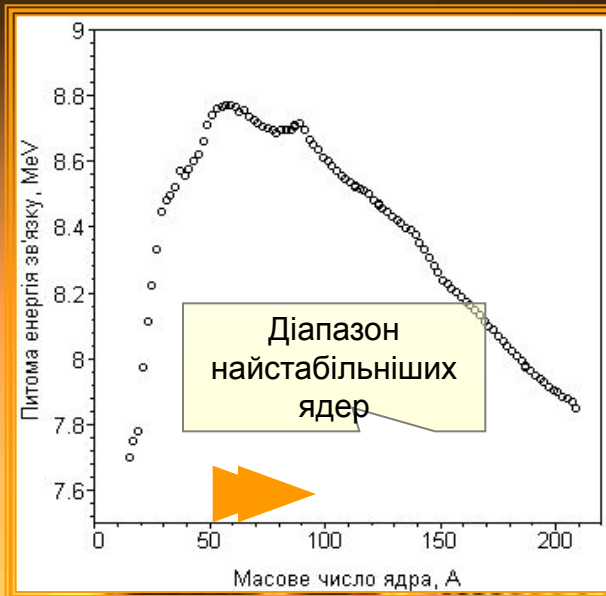


Схема β -розпаду ядра, з якого викидається швидкий електрон (β -частинка), або позитрон (антиелектрон), після чого ядро перетворюється на нове ядро, яке містить на один протон більше, (або менше) згідно реакції:



Реакції синтезу та поділу



Ліворуч наведена залежність питомої енергії (енергії яка припадає на один нуклон) від кількості нуклонів в ядрі (масового числа). З графіка зрозуміло, що енергетично вигідними є як реакції поділу важких ядер, так і реакції синтезу (злиття) легких ядер. У результаті таких реакцій питома енергія зв'язку, отже, й стабільність ядер, отриманих у підсумку реакції, збільшується.

Праворуч зображені схеми поділу важкого ядра ізоотопу урану та синтезу ядра гелію з двох легших ядер дейтерію.

Реакція поділу важких ядер-1

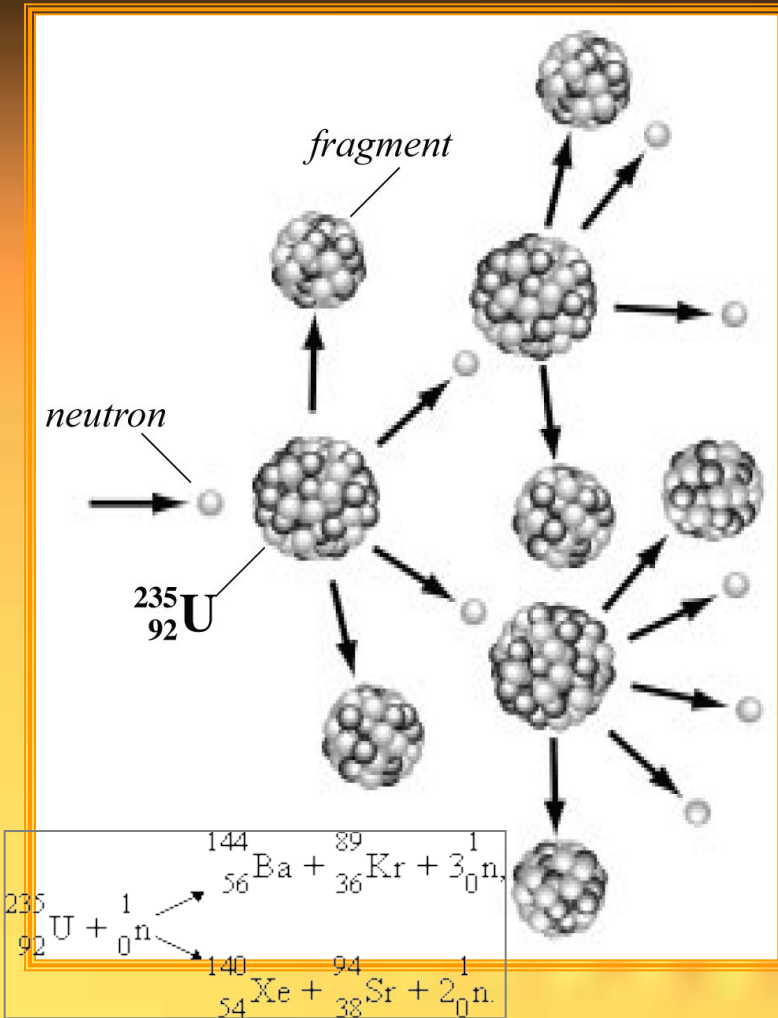
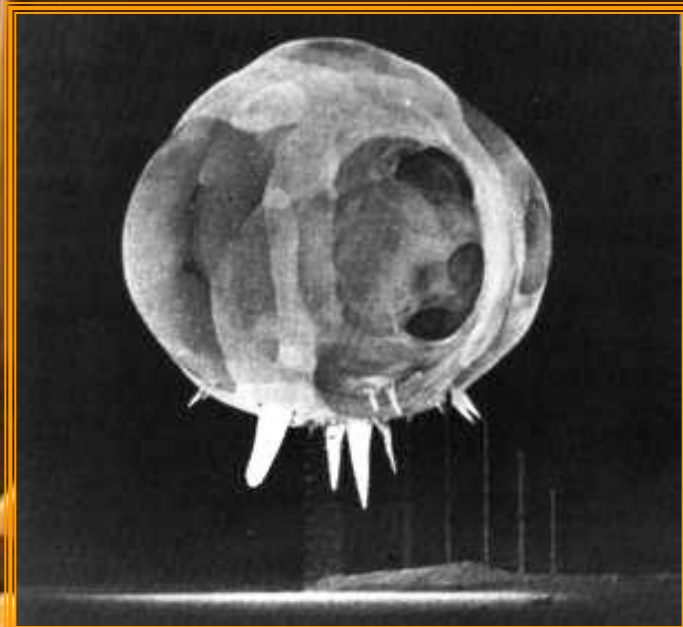
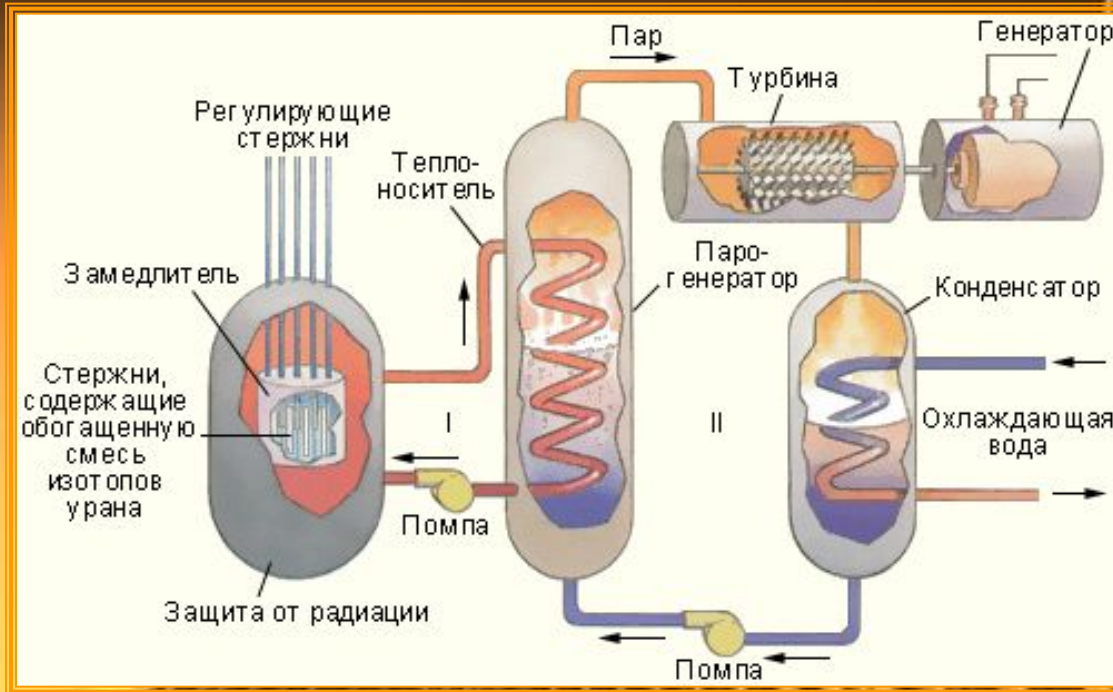


Рисунок ілюструє схему ланцюгової реакції поділу ядра ізоотопу урану під дією первинного нейтрону.

Ядро ділиться на два фрагменти з випромінюванням двох, або трьох вторинних нейтронів, згідно до однієї з можливих реакцій, записаних нижче.

Вторинні нейтрони, своєю чергою, здатні викликати поділ наступних ядер урану, причому реакція розвивається лавиноподібно. Такі реакції мають назву ланцюгових реакцій. Під час ланцюгової реакції виділяється певна енергія

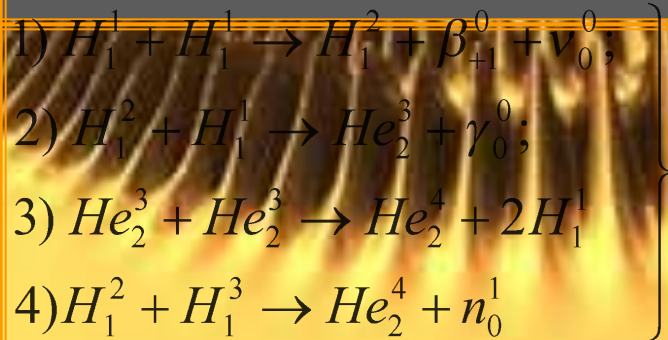
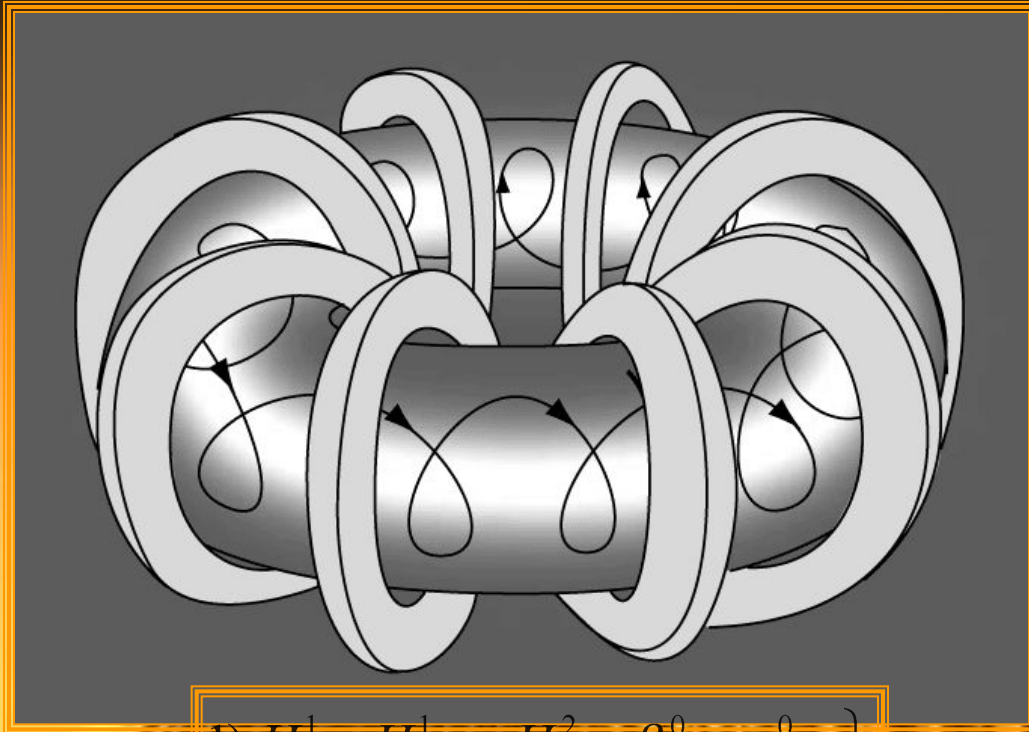
Реакція поділу важких ядер-2



Способи практичного використання енергії ланцюгової реакції:

- Принципова схема ядерного реактора атомної енергетичної станції.
- Фотографія першої стадії вибуху атомної (уранової) бомби.

Реакція синтезу (термоядерна)



Для синтезу легких ядер необхідно подолати кулонівське відштовхування між ними. Задля цього ядра розганяють до високих швидкостей. За таких швидкостей температура речовини складає декількох мільйонів кельвінів. Речовина існує у вигляді плазми, яку утримують магнітним полем в так званих токамаках, схема якого наведена на рисунку. Там же зображені спіральні траєкторії руху заряджених частинок у тороїдальному магнітному полі реакційної камери.

Рівняння деяких реакцій синтезу бачимо знизу.

Закон радіоактивного розпаду



На графіку наведено залежність кількості ядер, які уникають розпаду на момент часу t , за умови, що на момент часу $t=0$ їх було N_0 .

Характерний інтервал часу T дорівнює такому інтервалу часу, за який розпадається половина первісної кількості ядер. Він має назву періоду напіврозпаду.

З графіку видно, що за два таких інтервали часу ($2T$) розпадається $3/4$ первісної кількості ядер і лише $1/4$ уникає розпаду.