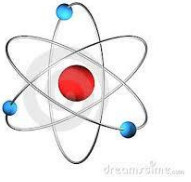


***НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»***



***Афанасьєв С.М.
afanserg@kipt.kharkov.ua***

Фізика поділу ядер та радіоактивність

Тематичний план навчальної дисципліни

1. **Вступ.** Структура та властивості ядер. Експериментальні методи в ядерній фізиці. Використання ядерних методів в медицині, новітній техніці та астрофізиці. Протонно-нейтронна модель ядра. Закони збереження енергії, імпульсу і парності.
2. Ядерні реакції за типом взаємодії: прямі ядерні взаємодії та реакції, які включають компаунд-ядро. Класифікації ядерних реакцій за типом падаючих частинок: нейтронів, заряджених частинок, гама-квантів. Ядерні реакції за характером ядерних перетворень: реакції з вильотом нейтронів, заряджених частинок, гама-квантів.
3. **Частина 1.** Фотоядерні реакції на ядрах s- і p-оболонки. Розвиток механізму взаємодії фотона з ядром: від прямого вибивання нуклонів і квазідейтронної моделі до більш складної альфа-кластерної моделі і моделі нуклонних асоціацій. Багаточастинкові кінцеві стани.
4. Дифузійна камера в магнітному полі як приклад трекового 4π-детектора. Механізм утворення треків і методи отримання фільмової інформації. Методика реконструкції треків і відновлення інформації про події фотоядерних реакцій.
5. Мова програмування Python як найкращий сучасний спосіб обробки наукового матеріалу. Створення графічних додатків для аналізу експериментальних даних. Короткий огляд модулів Numpy, Scipy, Pandas і Matplotlib з практичними прикладами.
6. Кінематичний розрахунок багаточастинкових фотореакцій в припущенні утворення проміжного збудженого ядра. Парціальні канали різних рівнів збуджених ядер, їх відносний вихід і вплив на загальні результати.
7. Фізичний аналіз на прикладі реакцій (γ, N) - і (γ, p) - реакцій на ядрах s- і p-оболонки.
8. Фізичний аналіз на прикладі реакцій $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ і $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. Повні, диференційні і парціальні перерізи реакцій. Отримання інформації про механізм взаємодії гама-квантів з ядрами і етапів розпаду ядер.
9. **Частина 2.** Радіоактивний розпад ядер і перетворення ядер з випромінюванням частинок. Енергетична спроможність радіоактивного розпаду та його закон.
10. **Альфа-розпад, схема та енергетика альфа-розпаду. Бета-розпад. Три типи бета-розпаду, схеми та енергетика β-розпаду. Гама-випромінювання ядер. Імовірність гама-переходів, її залежність від характеристик ядер в початковому і кінцевому стані.**
11. Сучасні методи отримання інформації про елементний і ізотопний склади матеріалу. Рентгенофлюоресцентний аналіз, мас-спектрометрія і гама-спектрометри.
12. Практичні приклади обробки гама-спектрів. Локалізація піків повного поглинання, знаходження їх площ та енергій відповідних гамма-ліній для подальшої ідентифікації та розрахунку активностей радіонуклідів.

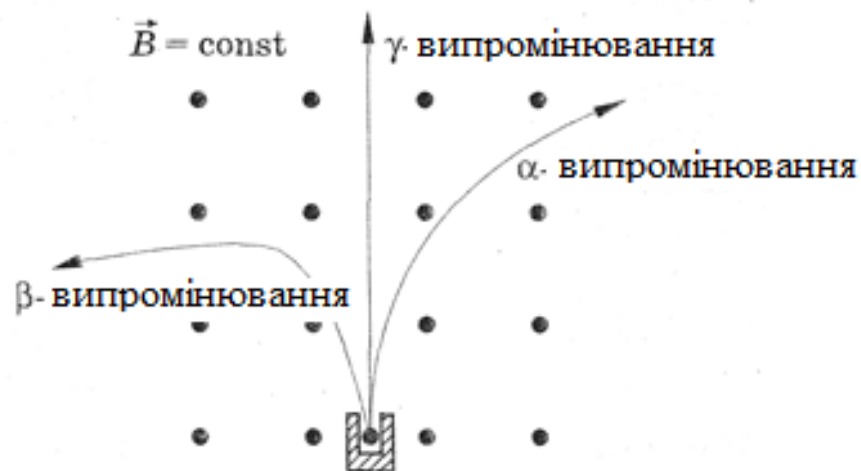
Лекція 10

Вступ

- Альфа-розпад, схема та енергетика альфа-розпаду.
- Бета-розпад. Три типи бета-розпаду, схеми та енергетика β -розпаду.
- Гама-випромінювання ядер. Імовірність гама-переходів, її залежність від характеристик ядер в початковому і кінцевому стані.
- Інше

Висновки

Вступ

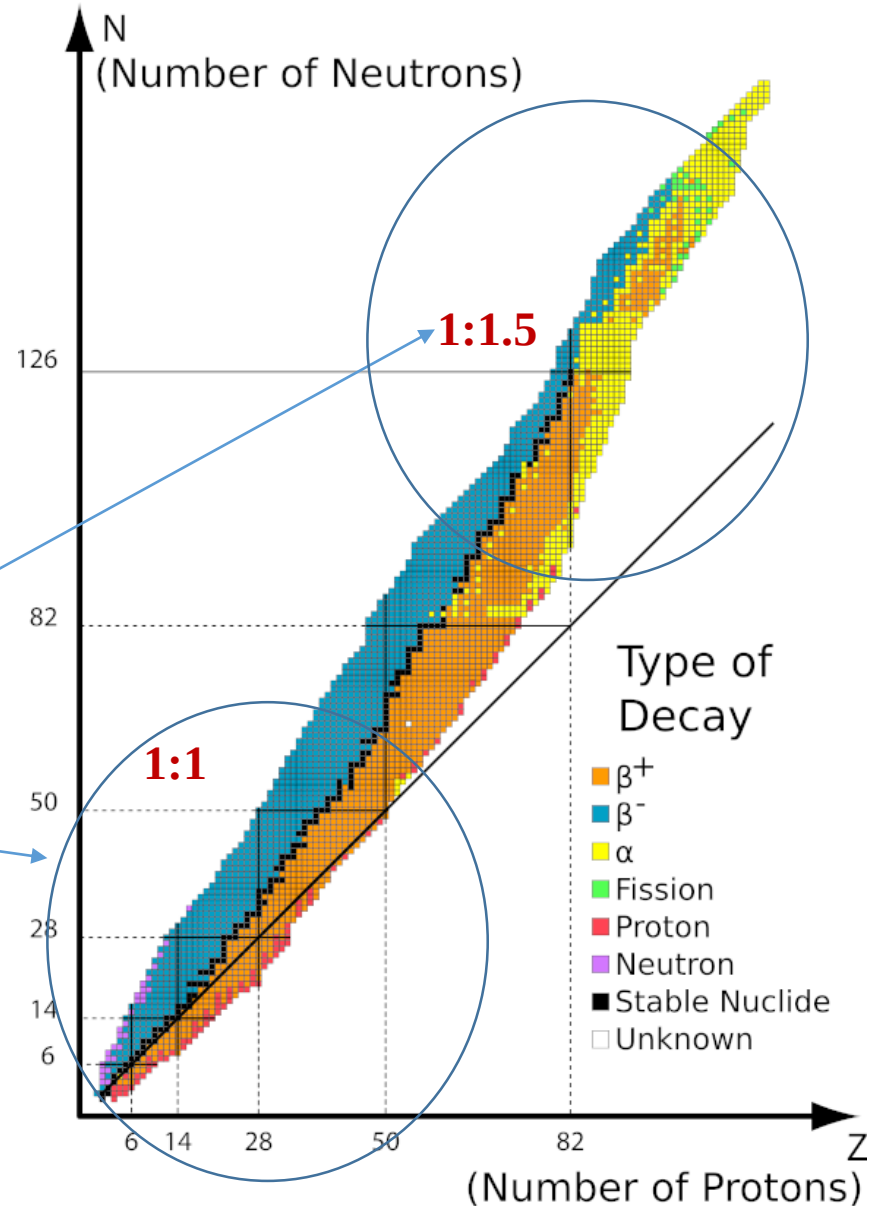


Поки не було з'ясовано природу радіоактивного випромінювання, всі види випромінювання класифікували за відхиленням в електромагнітному полі (α^+ , β^- , γ)

***α -розпад викликається сильною взаємодією,
 β -розпад спричиняється слабкою взаємодією,
 γ -розпад - електромагнітною взаємодією.***

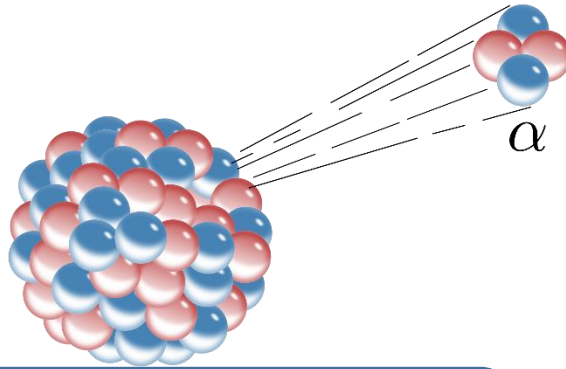
Нестабільне ядро як джерело випромінювання

- Кожен із видів випромінювання являє собою **квант енергії**, який може випромінювати **нестабільне ядро**. Через різні типи нестабільності існують також різні типи випромінювання.
- Типи розпадів пов'язані зі **зміною числа протонів** у ядрі, а отже, і зі зміною хімічного елемента з одного на інший.
- Виникнення нестабільних ядер зумовлене співвідношенням у них протонів (p) і нейтронів (n), які в ядрі зазнають дуже сильних ядерних сил, що утримують їх разом, долаючи **електростатичне відштовхування між протонами**. Співвідношення нейтронів до протонів має становити близько 1,5:1 (для легких і середніх атомів стабільне співвідношення становить 1:1). В іншому разі ядра мають тенденцію до розпаду.
- Ключем до розуміння радіоактивності є ізотопи та їхні **відмінності на атомному рівні**. Наприклад, найпоширеніший ізоотоп вуглецю ^{12}C не є радіоактивним, а ^{14}C має радіоактивність. Існування ізоотопів усіх елементів означає, що число радіоактивних ядер також велике.



Частина 1. α -розпад, схема та енергетика α -розпаду.

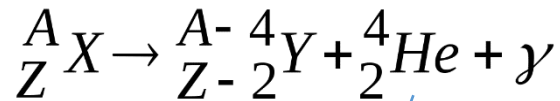
α -розпад, схема і енергетика α -розпаду



утворення кластера пов'язане з існуванням між нуклонами сил спарювання

Для того щоб відбувався α -розпад, необхідно, щоб маса вихідного ядра $M(A, Z)$ була більшою за суму мас кінцевого ядра $M(A-4, Z-2)$ і α -частинки m_α :

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + m_\alpha$$



правило зміщення

λ - дочірнє ядро

α -частинка

Енергія α -розпаду

$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - m_\alpha]c^2$$

якщо $Q_\alpha > 0$ – енергетична можливість розпаду

Кінетична енергія α -частинок може бути визначена:

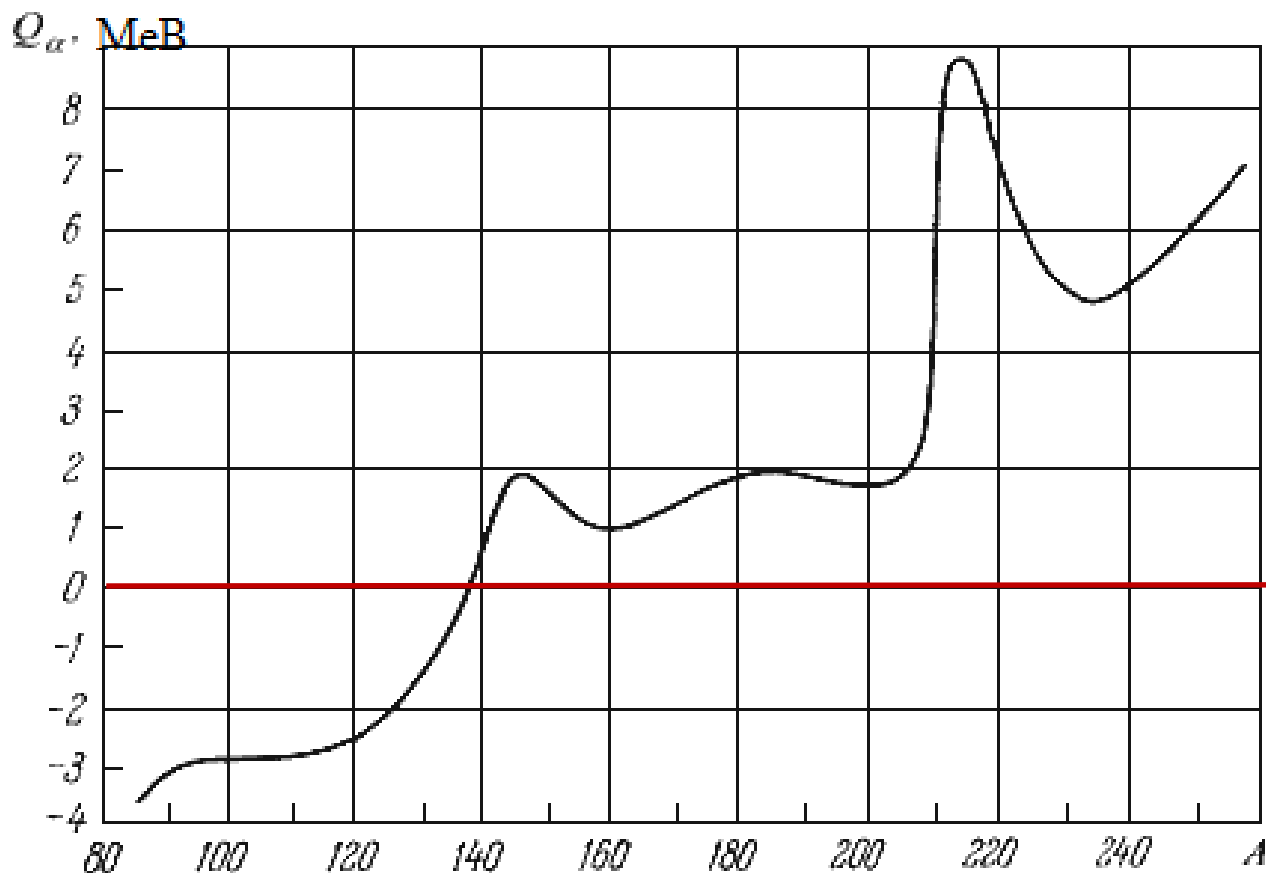
$$Q_\alpha = T_\alpha + T_\lambda$$

!!! розподіл енергії визначається: **закон збереження імпульсу і двочастинковість реакції** !!!

$$T_\alpha = Q_\alpha \cdot m_\lambda / (m_\alpha + m_\lambda)$$

Оскільки $M_\alpha \ll M(A-4, Z-2)$, основну частину енергії α -розпаду забирає α -частинка і лише $\approx 2\%$ - дочірнє ядро λ .

Енергія α -частинок

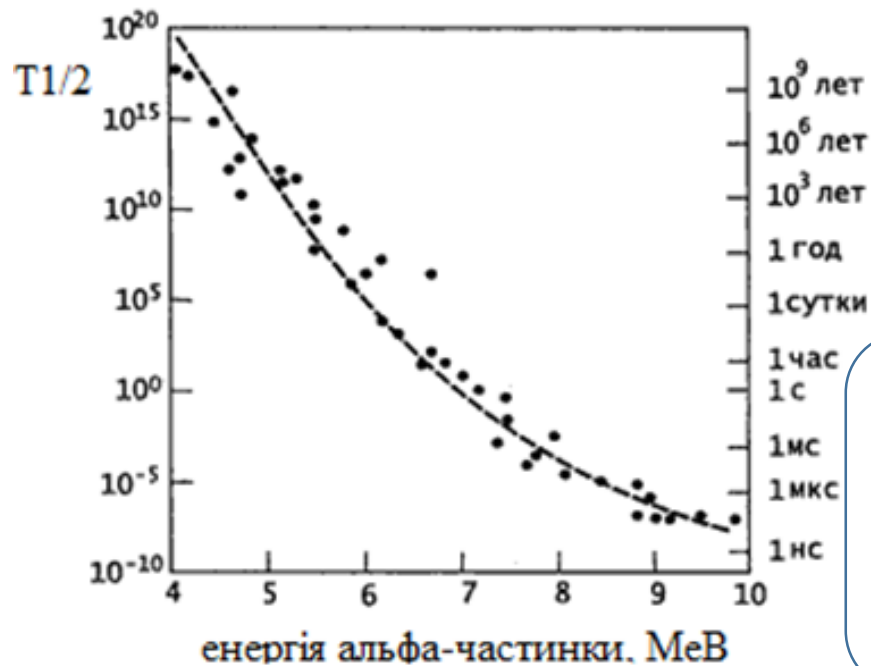


залежність енергії α -розпаду від
масового числа A

- ❖ α -розпад стає енергетично можливим, починаючи з $A \approx 140$.
- ❖ В областях $A = 140-150$ і $A \approx 210$ величина Q_α має виразні максимуми, які зумовлені оболонковою структурою ядра.
- ❖ Максимум за $A = 140-150$ пов'язаний із заповненням нейтронної оболонки з магічним числом $N = A - Z = 82$, а максимум за $A \approx 210$ пов'язаний із заповненням протонної оболонки за $Z = 82$.
- ❖ Саме завдяки оболонковій структурі атомного ядра перша (рідкоземельна) область α -активних ядер починається з $N = 82$, а важкі α -радіоактивні ядра стають особливо численними, починаючи з $Z = 82$.

Енергія альфа-частинок, що випускаються важкими ядрами з основних станів, становить 4 - 9 MeV, ядрами рідкоземельних елементів - 2 - 4.5 MeV.

Період піврозпаду α -частинок



Періоди напіврозпаду відомих α -радіоактивних ядер варіюються в широких межах. Так, ізотоп вольфраму ^{182}W має період напіврозпаду $T_{1/2} > 8.3 \cdot 10^{18}$ років, а ізотоп протактинію ^{219}Pa має $T_{1/2} = 5.3 \cdot 10^{-8}$ с.

Важливою властивістю α -розпаду є те, що **за невеликої зміни енергії** α -частинок **періоди напіврозпаду змінюються** на багато порядків.

Так, у ^{232}Th - $Q_\alpha = 4.08$ MeV, $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ років,

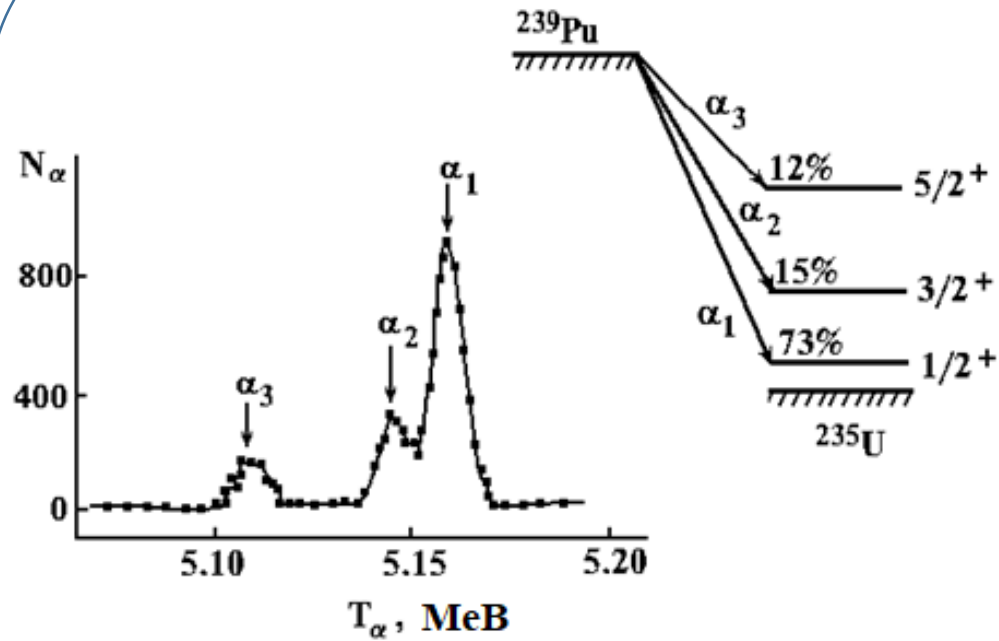
а у ^{218}Th - $Q_\alpha = 9.85$ MeV, $T_{1/2} = 10$ мкс.

Зміна енергії в **~ 2.4 рази** приводить до зміни в $T_{1/2}$ на 24 порядки.

- ✓ Для парно-парних ізотопів залежність $T_{1/2}$ від енергії α -розпаду Q_α описується **емпіричним законом Гейгера-Неттола** $\lg T_{1/2} = A + B/\sqrt{Q_\alpha}$ (1), де A і B - константи, що слабо залежать від Z. З урахуванням заряду ядра Z зв'язок між $T_{1/2}$ та енергією α -розпаду може бути представлений у вигляді $\lg T_{1/2} = 1.61 \cdot (ZE_\alpha^{-1/2} - Z^{2/3}) + 28.9$ (2), де Z - заряд кінцевого ядра, $T_{1/2}$ виражено в секундах, а енергія α -частинки T_α - у MeV.
- ✓ На рисунку показано експериментальні значення $T_{1/2}$ для α -радіоактивних **парно-парних ізотопів** (Z змінюється від 74 до 106) і їхній опис за допомогою співвідношення (2).
- ✓ Для **непарно-парних, парно-непарних і непарно-непарних ядер** загальна тенденція залежності $\lg T_{1/2}$ від Q_α зберігається, але $T_{1/2}$ **в 2-100 разів більші**, ніж для парно-парних ядер з тими самими Z і Q_α .

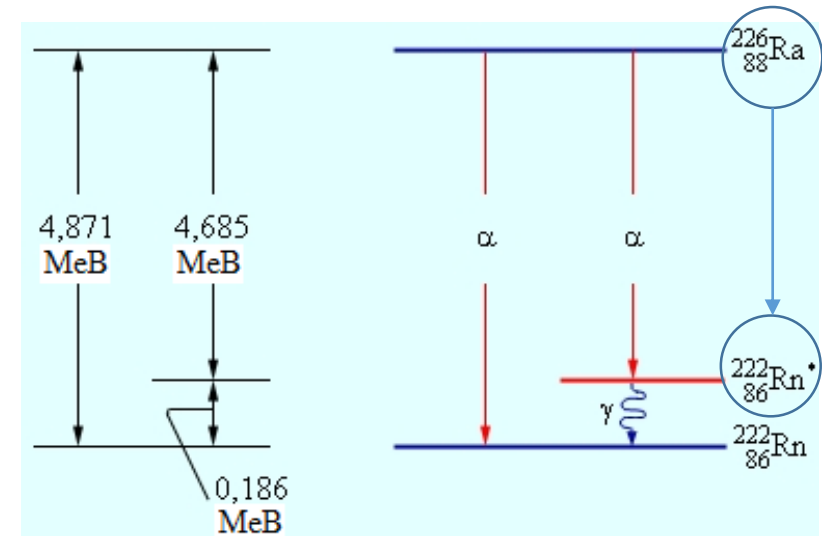
Тонка структура α -спектра

Тонка структура α -спектрів пов'язана з утворенням кінцевого ядра не тільки в основному, а й у збуджених станах, тобто α -спектри несуть інформацію про рівні ядер.



Енергетичний спектр α -частинок, що випускаються плутонієм ^{239}Pu , і схема відповідних α -переходів

В одному з таких збуджених станів може опинитися **дочірнє ядро** при α -розпаді. При подальшому переході цього ядра в основний стан **випромінюється γ -квант**



Енергетична діаграма α -розпаду ядер радію. Зазначено збуджений стан ядра радону. Перехід зі збудженого стану ядра радону в основний супроводжується випромінюванням γ -кванта з енергією 0,186 MeV.

Механізм α -розпаду. Проблема

Проблема. Особливістю α -розпаду є досить низька енергія α -частинок у момент вилітання із ядра, яка змінюється в межах 4-9 MeV. Насправді α -частинки у момент вилітання із ядра повинні мати значно більшу енергію, рівну висоті потенціального бар'єра. В реакції $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$ потенціальна енергія відштовхування α -частинки на межі ядра торію складає біля 30 MeV. Відповідно α -частинка після подолання такого бар'єра повинна прискоритися до 30 MeV. Експериментально ж виявлені α -частинки з енергією 4,2 MeV.

- ✓ Широкий діапазон періодів напіврозпаду, а також великі значення цих періодів для багатьох α -радіоактивних ядер пояснюються тим, що α -частинка не може "миттєво" покинути ядро, незважаючи на те, що це енергетично вигідно.
- ✓ Щоб покинути ядро, α -частинка має подолати **потенційний бар'єр** - ділянку на межі ядра, що утворюється завдяки потенційній енергії електростатичного відштовхування α -частинки та кінцевого ядра і сил тяжіння між нуклонами.
- ✓ З точки зору **класичної фізики** α -частинка не може подолати потенційний бар'єр, оскільки не має необхідної для цього кінетичної енергії. Якби бар'єра не існувало, то α -частинка покинула б ядро за характерний ядерний час $\approx 10^{-21} - 10^{-23}$ с.



- I. $r < R$** - сферична потенційна яма глибиною V . У класичній механіці α -частинка з кінетичною енергією $T_\alpha + V_0$ може рухатися в цій ділянці, але не здатна її покинути. У цій ділянці істотна сильна взаємодія між альфа-частинкою і залишковим ядром.
- II. $R < r < r_e$** - область потенційного бар'єру, в якій потенційна енергія більша за енергію альфа-частинки, тобто це область заборонена для класичної частинки.
- III. $r > r_e$** - область поза потенційним бар'єром. У **квантовій механіці** можливе проходження альфа-частинки крізь бар'єр (тунелювання), проте ймовірність цього дуже мала.

Механізм α -розпаду. Вирішення проблеми

Квантова механіка допускає таку можливість - **α -частинка має певну ймовірність** пройти крізь потенційний бар'єр і покинути ядро. **α -частинки проявляють хвильові властивості**. При попаданні на стінку потенціального бар'єра вони відбиваються від неї як хвилі. Але не всі α -частинки відбиваються від стінки. Частина із них проникає крізь стінку і залишає ядро з енергією T_α .

Це квантовомеханічне явище називають **"тунельним ефектом" або "тунелюванням"**. Що більші висота і ширина бар'єра, то менша ймовірність тунелювання, а період напіврозпаду відповідно більший. Великий діапазон $T_{1/2}$ α -випромінювачів пояснюється різним **поєднанням кінетичних енергій α -частинок і висот потенційних бар'єрів**.

Ймовірність проникнення α -частинок крізь потенціальний бар'єр визначається його прозорістю D . При цьому стала радіоактивного розпаду λ , яка визначає ймовірність розпаду за одиницю часу, дорівнює добутку "прозорості" бар'єра на число зіткнень n α -частинок з внутрішніми стінками бар'єра, тобто

$$D = \exp \left\{ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} [V(r) - T_\alpha]^{1/2} dr \right\} \quad \text{де } \mu_\alpha - \text{приведена маса, } T_\alpha - \text{енергія } \alpha\text{-частинки}$$

Можна говорити, що α -розпад є підбар'єрне проходження частинки. Всередині бар'єра поділ повної енергії на кінетичну і потенціальну не має змісту. Але далеко за межами атомного ядра вся енергія α -частинки є кінетичною. Процес альфа-розпаду супроводжується випромінюванням як α -частинки так і γ -фотона. При цьому дослідження показують, що спектр тих фотонів які випромінюються при альфа-розпаді є лінійчатим. Даний факт безумовно вказує на квантовий характер тих процесів які відбуваються в атомному ядрі.

!!! Теорія α -розпаду не є завершеною !!!

Квантово-механічний відцентровий бар'єр

Наведена на попередньому слайді формула описує емісію α -частинок з нульовим орбітальним моментом l . Однак можливий розпад і з ненульовим орбітальним моментом, ба більше, у низці випадків розпад з $l = 0$ заборонений законами збереження. У цьому разі до кулонівського $V_k(r)$ додається відцентровий потенціал $V_{\text{ц}}(r)$. Як і у випадку потенційного бар'єра, α -частинка може пройти через відцентровий бар'єр за рахунок тунелювання.

$$V(r) = V_k(r) + V_{\text{ц}}(r)$$

$$V_{\text{ц}}(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_a r^2}.$$

Хоча висота відцентрового бар'єра для важких ядер при $l = 8$ становить лише близько 10% від висоти кулонівського бар'єра і відцентровий потенціал спадає швидше, ніж кулонівський, ефект цілком відчутний і для більших l може призводити до придушення α -розпаду більше, ніж на 2 порядки.

Таблиця. Відносна проникність відцентрового бар'єру для α -частинок, що вилітають з орбітальним моментом l ($Z = 90$, $E_\alpha = 4.5$ MeV). B_0 - проникність відцентрового бар'єру для α -частинок з $l=0$

Орбітальний момент l	0	1	2	3	4	5	6
B_l/B_0	1	0.84	0.60	0.36	0.18	0.078	0.028

зі збільшенням орбітального моменту l , який забирає α -частинка, проникність квантовомеханічного відцентрового бар'єра різко падає

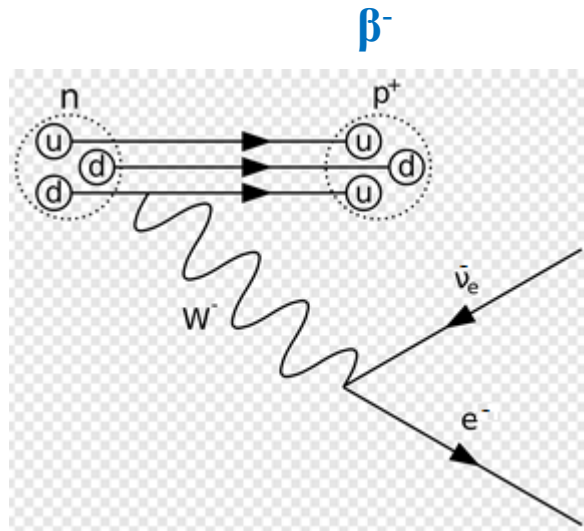
- ❖ Істотнішим чинником, здатним різко перерозподілити ймовірності різних гілок α -розпаду, може виявитися необхідність значної перебудови внутрішньої структури ядра під час випускання α -частинки.
- ❖ Якщо початкове ядро сферичне, а основний стан кінцевого ядра сильно деформований, то для того, щоб еволюціонувати в основний стан кінцевого ядра, вихідне ядро в процесі випускання α -частинки має перебудуватися, сильно змінивши свою форму.
- ❖ У подібній зміні форми ядра зазвичай бере участь велика кількість нуклонів, і така малонуклона система, як α -частинка, залишаючи ядро, може виявитися не в змозі його забезпечити.

Частина 2. β -розпад. Три типи бета-розпаду, схеми та енергетика β -розпаду

β -розпад, графічна інтерпретація

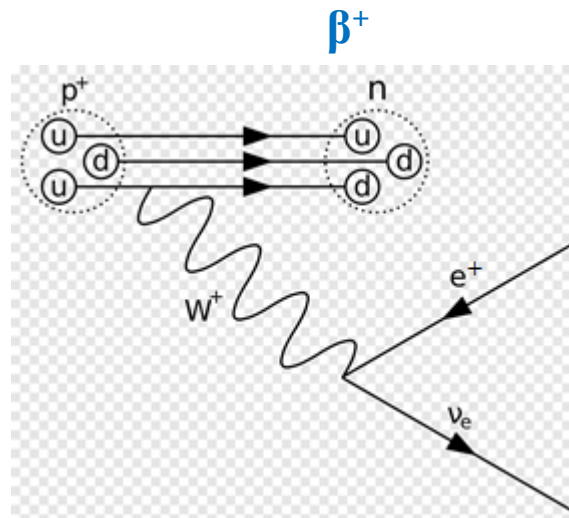
Явище β -розпаду полягає в тому, що ядро(A, Z) мимовільно випромінює лептони 1-го покоління - електрон (позитрон) і електронне антинейтрино (електронне нейтрино), переходячи в ядро з тим самим масовим числом A , але з атомним номером Z , на одиницю більшим або меншим (ізобара).

Діаграми Фейнмана. Сучасна інтерпретація



При β^- -розпаді нейтрон перетворюється на протон, електрон і антинейтрино.

β^- -розпад має місце при відносному надлишку нейтронів у ядрі

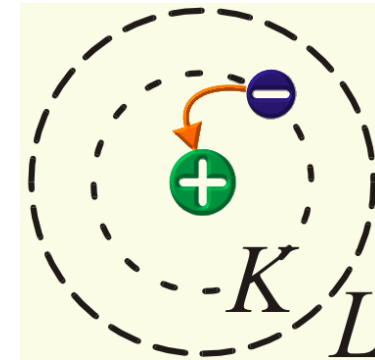


При β^+ -розпаді протон перетворюється на нейтрон, позитрон і нейтрино.

Електронне захоплення так само, як і β^+ -розпад, спостерігається за надлишкового числа протонів у ядрі

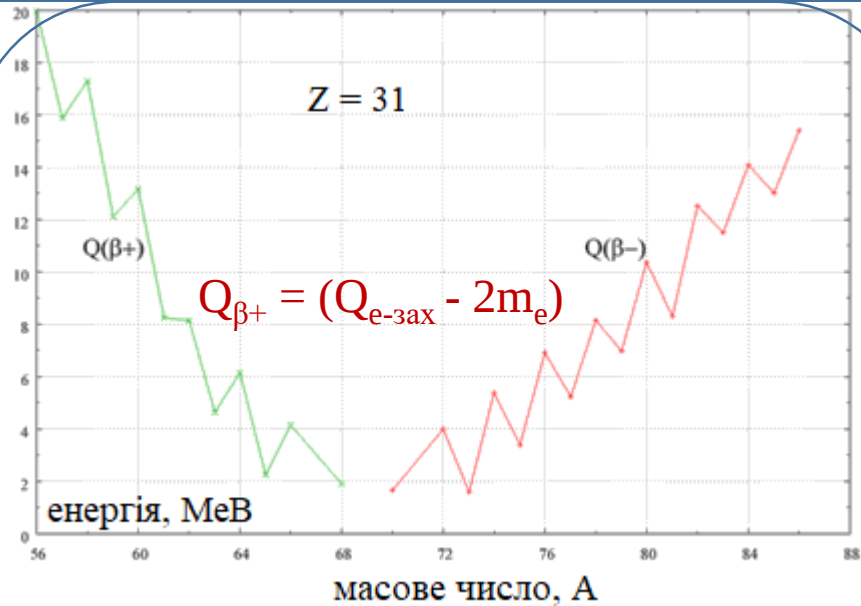
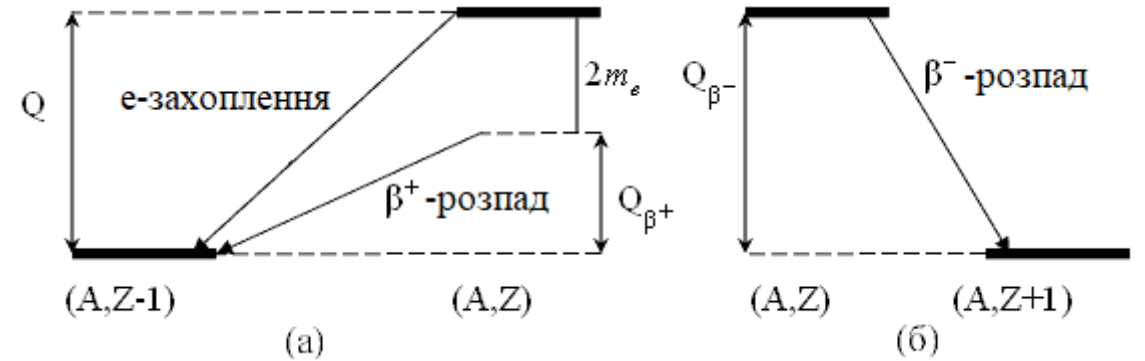
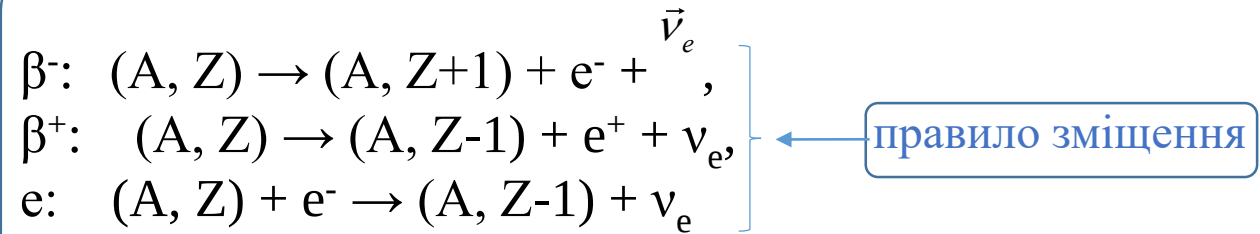
Е-захоплення

захоплення ядром електрона з однієї з атомних оболонок, найчастіше з найближчої до ядра K -оболонки (K -захоплення), рідше - з наступних, L - і M -оболонок



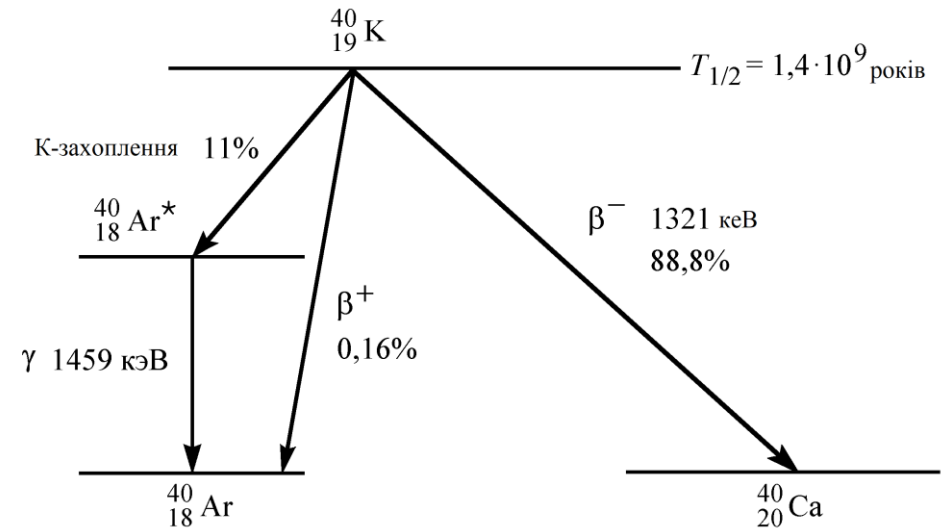
Протон, захопивши електрон, перетворюється на нейтрон з випусканням нейтрино.

β-розпад, схема і енергетика β-розпаду



В енергіях β^+ - і β^- -розпадів чітко проявляються ефекти спарювання тотожних нуклонів.

Одночасно можуть бути всі типи β-розпаду з різною ймовірністю



Енергетика β -розпаду

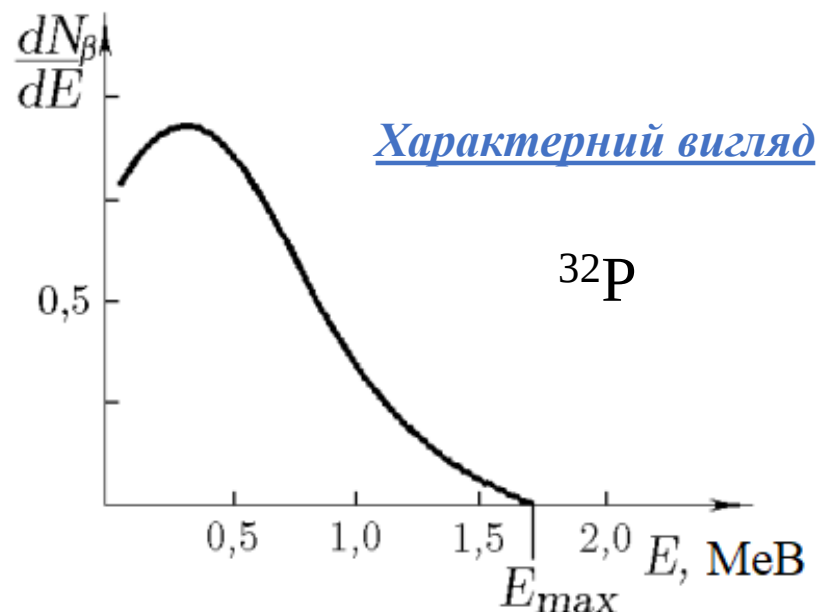
Енергія β -розпаду, виражена через маси атомів

$$\beta^-: Q_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z+1)]c^2,$$

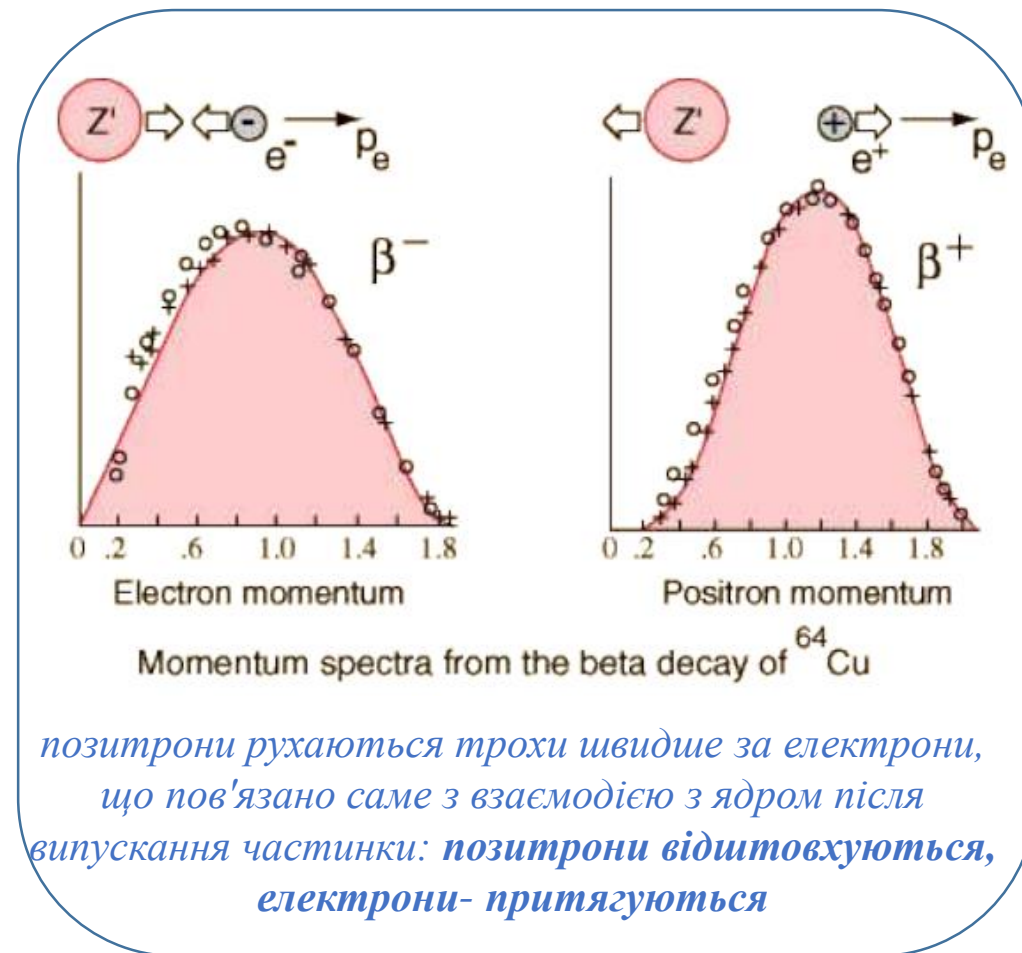
$$\beta^+: Q_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e]c^2,$$

$$e: Q_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z-1)]c^2.$$

Енергія β -розпаду укладена в інтервалі від **18.61 keV** при розпаді тритію (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$) до **13.4 MeV** при розпаді важкого ізотопу бору (${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^-$)



Характерний вигляд



!!! Інтерпретація неперервного характеру енергетичного спектра електронів β -розпаду свого часу викликала великі труднощі !!!
Атомні ядра одного й того самого радіоактивного ізотопу під час β -розпаду завжди втрачають однакову кількість енергії (як доведено експериментально), а **електрони, випромінювані при цьому, мають різні енергії**. Таким чином, складність полягає у тому, щоб з'ясувати, що відбувається із залишком енергії у випадку більшості β -частинок, енергія яких менша за максимальну.

β-розпад. Проблема інтерпретації

Питання.

1. Звідки в ядрі електрон?
2. Вважали навіть, що в β-розпаді не виконується закон збереження енергії.
3. Неперервний характер енергетичного спектра електронів?

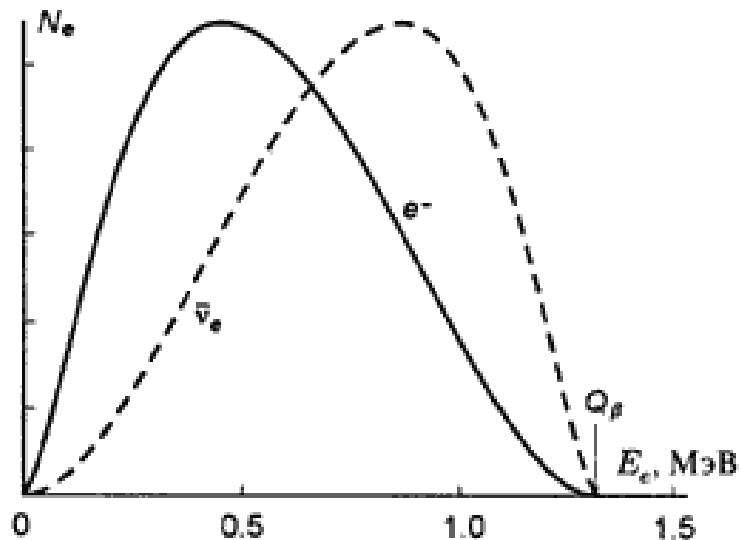
Відповіді

- Головною особливістю бета-розпаду є те, що він зумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а **слабкими взаємодіями**. Бета-розпад - процес не внутрішньоядерний, а **внутрішньонуклонний**.
- У 1931 р. **Паулі** припустив, що в процесі β-розпаду **поряд з електроном випускається ще одна частинка - нейтрино (ν)**. Щоб пояснити неперервний розподіл енергії β-частинок, Паулі припустив, що вся можлива енергія $E^{\max}$ ділиться між електроном і нейтрино. Під час кожного акту β-розпаду випускається електрон, що має деяку енергію, і нейтрино з енергією, що дорівнює різниці між граничною енергією $E^{\max}$ і енергією електрона.
- Гіпотеза про існування нейтрино узгоджується не тільки із законами збереження маси, заряду, енергії, а й із законами збереження кількості руху і моменту імпульсу. **Пізніше існування нейтрино було доведено експериментально (хоча спочатку зафіксували антинейтрино !!!) ???**.
- **Позитрон і антинейтрино** передбачив **Поль Дірак**, коли вивів рівняння руху електрона і показав, що воно має чотири рівноправні розв'язки, два з яких відповідали електрону, що має спин $+\frac{1}{2}$ і $-\frac{1}{2}$, а два інших — аналогічним станам, але з від'ємною енергією.

Слабка взаємодія і неперервні спектри

Теорію β -розпаду було створено в 1933 р. Е. Фермі, який використав гіпотезу В. Паулі про народження в β -розпаді нейтральної частинки, яка має близьку до нуля масу спокою і названа нейтрино ν . Е. Фермі показав, що β -розпад зумовлений новим типом взаємодії частинок у природі - "слабкою"

за рахунок того, що інтенсивність слабких взаємодій на 24 порядки менша за ядерні, періоди напіврозпаду бета-активних ядер у середньому мають порядок хвилин і годин



Спектри електронів і антинейтрино, що утворюються під час β -розпаду ізоотопу ^{40}K

- ❖ У результаті бета-розпаду утворюються три частинки: кінцеве ядро і пара лептонів. Енергія, що повідомляється ядру через його велику масу, мала, і нею можна знехтувати.
- ❖ Тому кінетична енергія, що виділяється під час бета-розпаду, практично цілком несеться парою лептонів, причому розподіл енергій між ними може бути будь-яким.
- ❖ Таким чином, енергетичний спектр позитронів (електронів) і нейтрино (антинейтрино) має бути безперервним

До 1958 р. ця теорія була узагальнена в універсальну чотириферміонну теорію слабких взаємодій, згідно з якою елементарний процес слабкої взаємодії є локальною взаємодією чотирьох ферміонів, тобто частинок з напівцілими спінами. Нині процеси як слабкої, так і електромагнітної взаємодії знаходять пояснення в новій теорії - об'єднаній теорії електрослабких взаємодій.

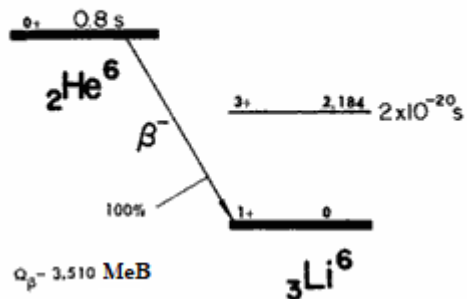
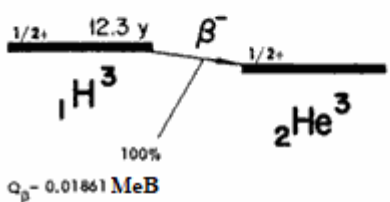
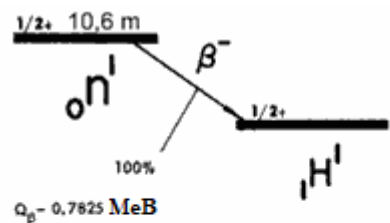
Згідно з цією теорією, слабка взаємодія здійснюється шляхом обміну віртуальними проміжними бозонами.

Закони збереження при β -розпаді

Поряд із законами збереження енергії, імпульсу, моменту кількості руху в процесі β -розпаду виконуються закони збереження баріонного B і електронного лептонного L_e квантових чисел.

- ✓ Електрони, нейтрино мають $B = 0$, $L_e = +1$.
- ✓ Позитрони, антинейтрино мають $B = 0$, $L_e = -1$.
- ✓ Кожен нуклон, що входить до складу ядра, має $B = +1$, $L_e = 0$.

Тому поява електрона під час β -розпаду завжди супроводжується утворенням антинейтрино. При β^+ -розпаді утворюються позитрон і нейтрино. При e -захопленні з ядра вилітають нейтрино.



- Для того щоб виконувалися закони збереження енергії та кутового моменту під час розпаду нуклона всередині ядра, воно має перебудовуватися.
- Тому період, а також інші характеристики β -розпаду великою мірою залежать від того, наскільки складна ця перебудова. У результаті періоди β -розпаду варіюються майже в настільки ж широких межах, як і періоди α -розпаду.
- Вони лежать в інтервалі $T_{1/2}(\beta) = 10^{-6} \text{ с} - 10^{17} \text{ років}$.

Ізотоп	Енергія β -розпаду	Період напіврозпаду
^3H	0.02 MeV	10.3 роки
n	0.78 MeV	10.2 хв.
^6He	3.5 MeV	0.8 сек.

Частинка-привид: нейтрино. Стандартна модель.

- Існування електронного антинейтрино було доведено в експерименті 1956 р. – потрібне γ -співпадіння.
- Гіпотезу про існування ще одного виду нейтрино (мюонне) запропоновано у 1940х роках і виявили в 1962 році.
- Існування третього виду нейтрино - 1975 р., тау-лептон. Виявлено в 2000 р.
- Електронне нейтрино зафіксували в 1995 р.

- ✓ Наразі, відомі три різновиди нейтрино: електронне (ν_e), мюонне (ν_μ) і тау-нейтрино (ν_τ), а також відповідні їм антинейтрино. Усі вони мають спіні $1/2\hbar$ і беруть участь тільки в **слабкій і гравітаційній** взаємодії. І це різні частинки!!!
- ✓ У кожного типу нейтрино є своє лептонне квантове число: електронне лептонне число $L_e = +1$ для електронного нейтрино, мюонне лептонне число $L_\mu = +1$ для мюонного нейтрино і тау-лептонне число $L_\tau = +1$ для тау-нейтрино.
- ✓ Для відповідних антинейтрино знаки цих лептонних чисел негативні. Нейтрино або **безмасові**, або мають дуже маленькі маси.

Три покоління матерії (ферміони)			
	I	II	III
маса спокою→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV
електричний заряд→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
спін→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
назва→	верхній	зачарований	істинний
Кварки	u	c	t
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	нижній	дивний	чарівний
	d	s	b
	0	<0.17 MeV	<15.5 MeV
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	електронне нейтрино	мюонне нейтрино	тау-нейтрино
	ν_e	ν_μ	ν_τ
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV
	-1	-1	-1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	електрон	мюон	тау
Лептони	e	μ	τ
	80.4 GeV	± 1	1
	$W^\pm$	$W^\pm$	$W^\pm$
	W-бозон	W-бозон	W-бозон
	91.2 GeV	0	1
	Z^0	Z^0	Z^0
	Z-бозон	Z-бозон	Z-бозон
	0	0	0
	0	0	0
	0	0	0
	γ	γ	γ
	фотон	фотон	фотон
	Калібрувальні бозони (переносники взаємодії)	Калібрувальні бозони (переносники взаємодії)	Калібрувальні бозони (переносники взаємодії)

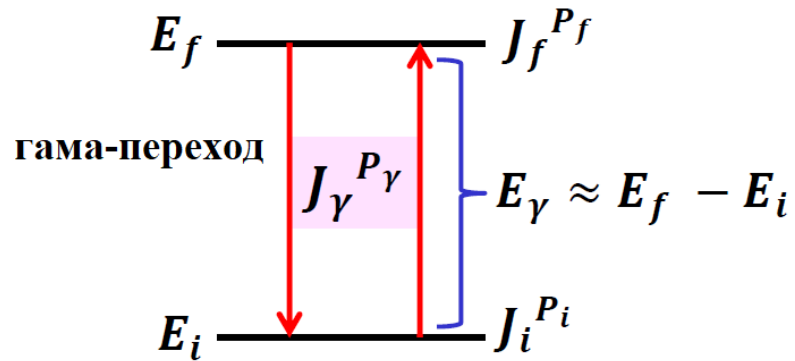
Якщо нейтрино має нульову масу, питання про те, відрізняється воно від своєї античастинки чи збігається з нею, не має сенсу. А ось наявність маси означає, що можливі обидва варіанти.

**Частина 3. Гама-випромінювання ядер. Імовірність
гама-переходів, її залежність від характеристик ядер в
початковому і кінцевому стані.**

Імовірності γ -переходів у ядрах

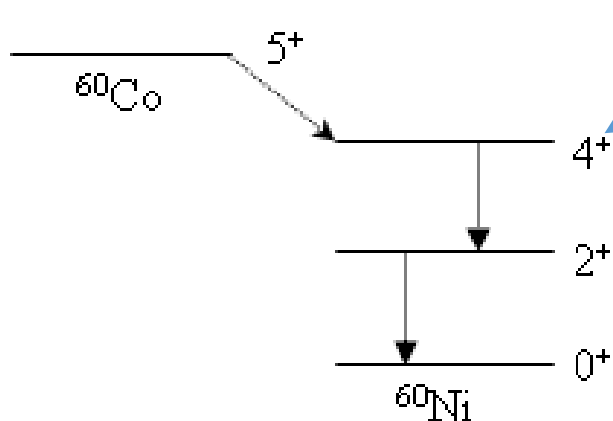
Явище γ -розпаду ядер полягає в тому, що ядро випускає γ -квант **без зміни масового числа A і заряду ядра Z** . Гамма-випромінювання виникає під час **розпаду збудженого стану ядра**. Спектр γ -випромінювання **завжди дискретний** через дискретність ядерних рівнів.

!!! γ -випромінювання не є самостійним видом радіоактивності, а тільки супроводжує α - і β -розпади !!!



γ -переходи відбуваються між ядерними станами, що характеризуються певними значеннями спіна J_i , J_f і парності P_i , P_f . Тому γ -кванти також мають певні значення спіна J_γ і парності P_γ .

Найнижчий енергетичний стан ядра називається **основним станом**, усі інші - **збудженими**. Енергія збудження відраховується від основного стану.



- ✓ На схемі розпаду ^{60}Co показано, що в результаті β -розпаду ядро ^{60}Ni утворюється у 2-му збудженому стані, спін і парність якого 4^+ .
- ✓ З цього збудженого стану ядро переходить в основний стан шляхом послідовного випускання 2х γ -квантів: $4^+ \rightarrow 2^+$ і $2^+ \rightarrow 0^+$. **! γ -переходу $4^+ \rightarrow 0^+$ не спостерігається!**
- ✓ У процесах електромагнітних взаємодій зберігається як **момент кількості руху J** , так і **просторова P -парність**. Тому кожен γ -квант, що народжується в цих переходах, має певні значення цих квантових чисел. **Момент кількості руху J** , який відноситься γ -квантом, називається **мультипольністю**.

Правило відбору для дозволених переходів

збереження моменту кількості руху

збереження парності

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \quad \text{або} \quad |J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f$$

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma \quad \text{або} \quad P_\gamma = P_i \cdot P_f$$

крайні варіанти
орієнтації спинів

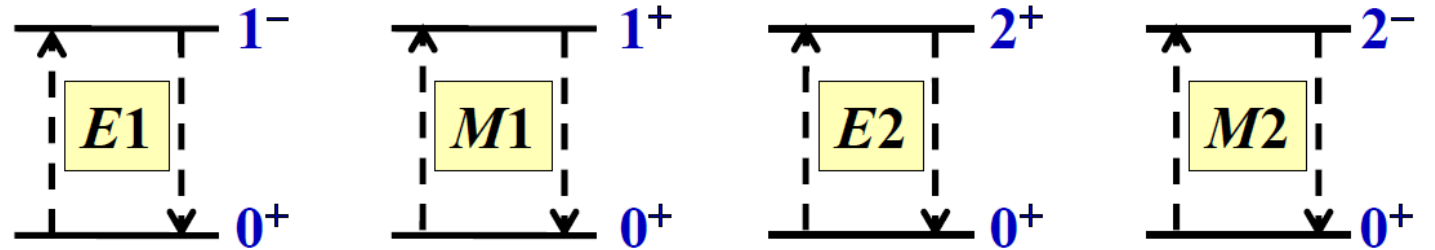


!!! Тип і мультипольність фотона дає уявлення про збудження системи !!!

Залежно від парності при певному J
фотони розрізняють за типом на
магнітні (MJ) та електричні (EJ):

$P = (-1)^J$ - електричні фотони (EJ)

$P = (-1)^{J+1}$ - магнітні фотони (MJ)



Наприклад

$$J_i^{P_i} \xrightarrow{\gamma} J_f^{P_f}$$

$$|J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f$$

$$J_\gamma = \cancel{0}, 1, 2, 3, 4$$

$$\frac{2-2}{0} \quad \frac{2+2}{4} \quad \boxed{M1, E2, M3, E4}$$

Імовірність як EJ, так і MJ переходів залежить від:
мультипольності та типу переходу, відношення довжини
хвилі випромінювання λ до радіуса ядра R і від внутрішньої
структури ядра (хвильових функцій ядерних станів).

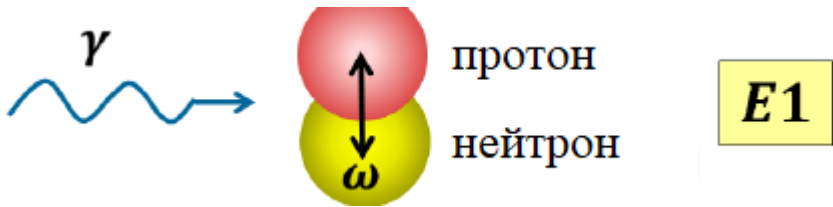
$$W(EJ) \sim \frac{1}{\hbar} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J}; \quad W(MJ) \sim \frac{1}{\hbar} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2}$$

Ймовірність переходів

Потенціал монохроматичної електромагнітної хвилі

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{-i\omega t} \left[1 + i\vec{k}\vec{r} + \frac{1}{2}(\vec{k}\vec{r})^2 + \frac{1}{6}(\vec{k}\vec{r})^3 + \dots \right]$$

де параметр перед скобками відповідає однорідному полю, викликаючи електричні дипольні коливання

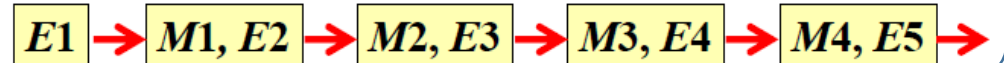


R – радіус ядра
 r – визначена точку простору
 w – ймовірність взаємодії

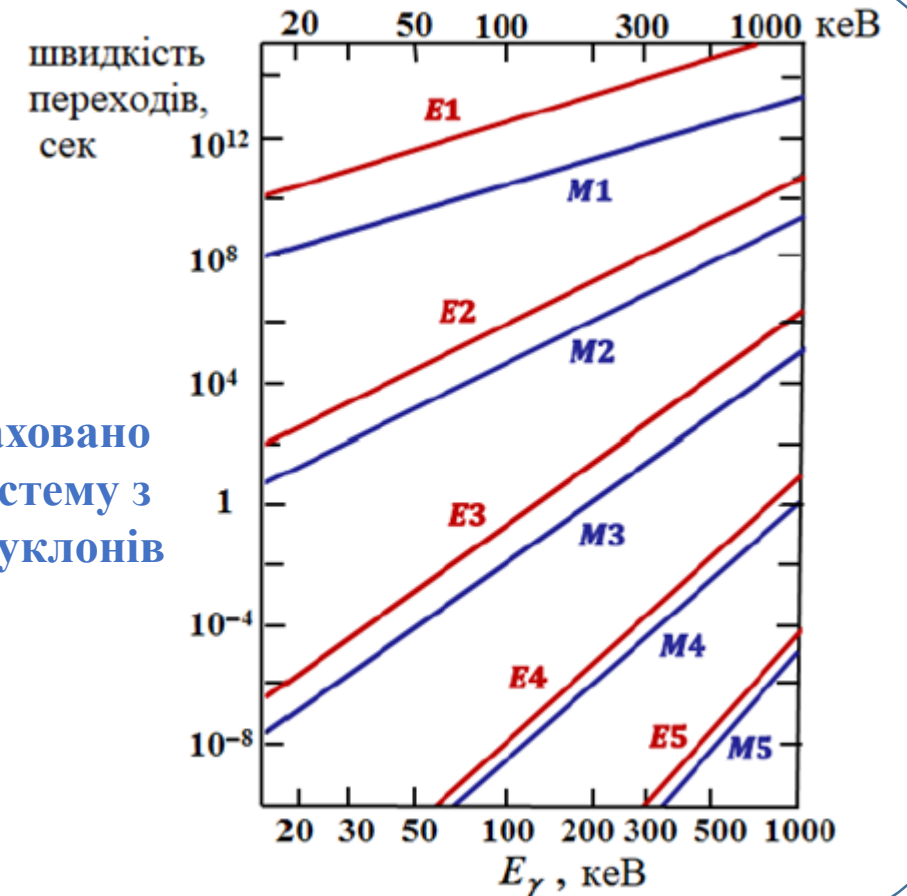
$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1$$

$$\frac{w(MJ+1)}{w(MJ)} \approx \frac{w(EJ+1)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1$$

ймовірність випускання фотонів падатиме:

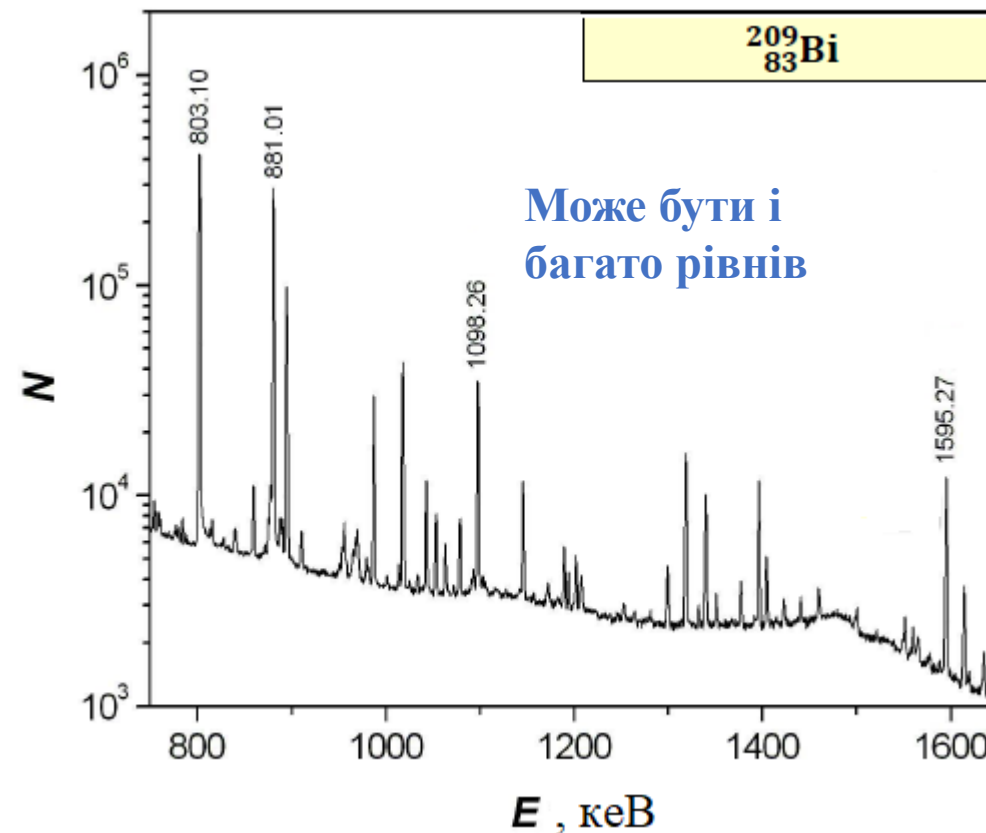
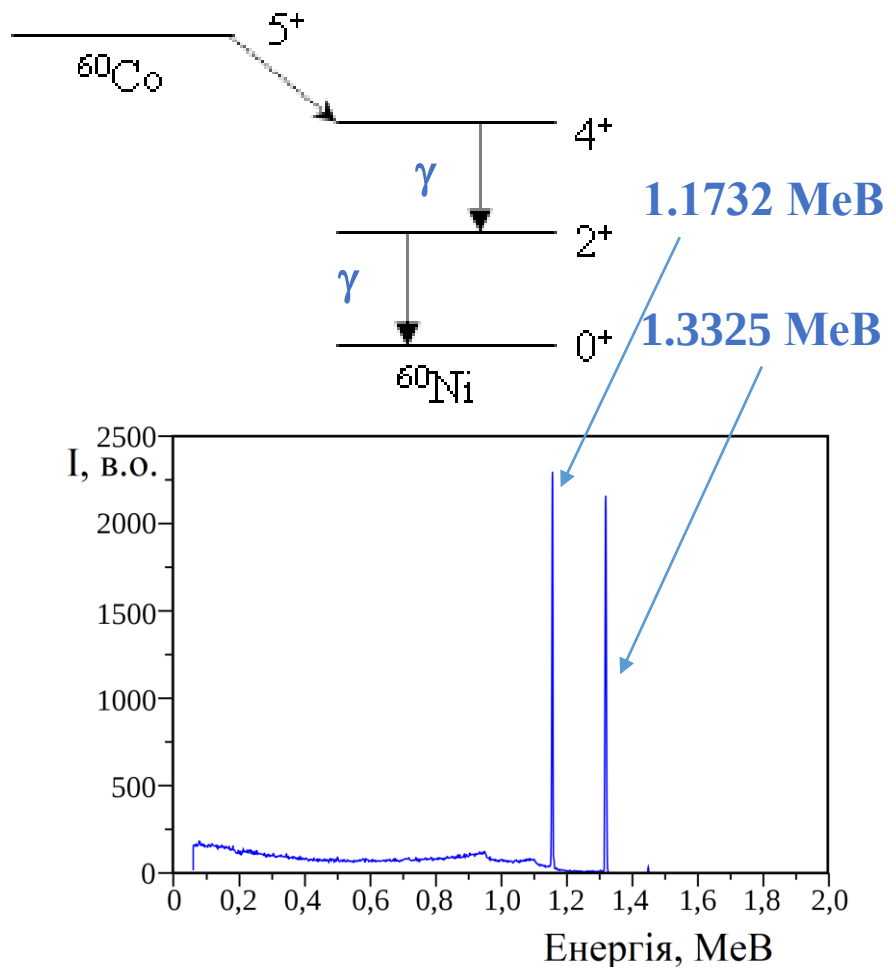


розраховано
на систему з
100 нуклонів



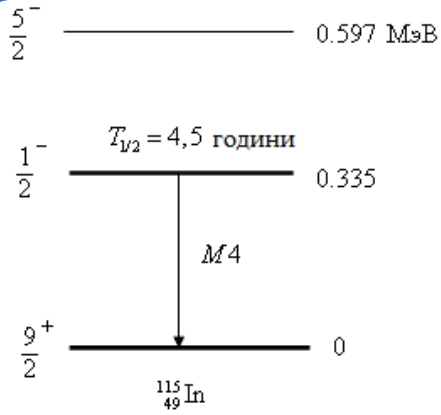
Спектр випромінювання γ -квантів

γ -спектр - це розподіл числа γ -квантів за енергіями. Дискретність γ -спектра має принципове значення, оскільки є доказом *дискретності енергетичних станів* атомних ядер.



На сьогодні твердо встановлено, що γ -випромінювання випускається *дочірнім (а не материнським !!!)* ядром. дочірнє ядро в момент свого утворення, опиняючись збудженим, за час приблизно 10^{-13} - 10^{-14} с, значно менший за час життя збудженого атома (приблизно 10^{-8} с), переходить в основний стан з випусканням γ -випромінювання.

Заборонені переходи



часи життя γ -радіоактивних ядер зазвичай мають порядок 10^{-12} - 10^{-17} с.

$T_{1/2} = 4.5$ години (майже вічність!!!) - цей перехід сильно заборонений.

$$J_i^{P_i} \xrightarrow{\gamma} J_f^{P_f}$$

$$0^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$$

$$\frac{0-0}{0} \quad \frac{0+0}{0}$$

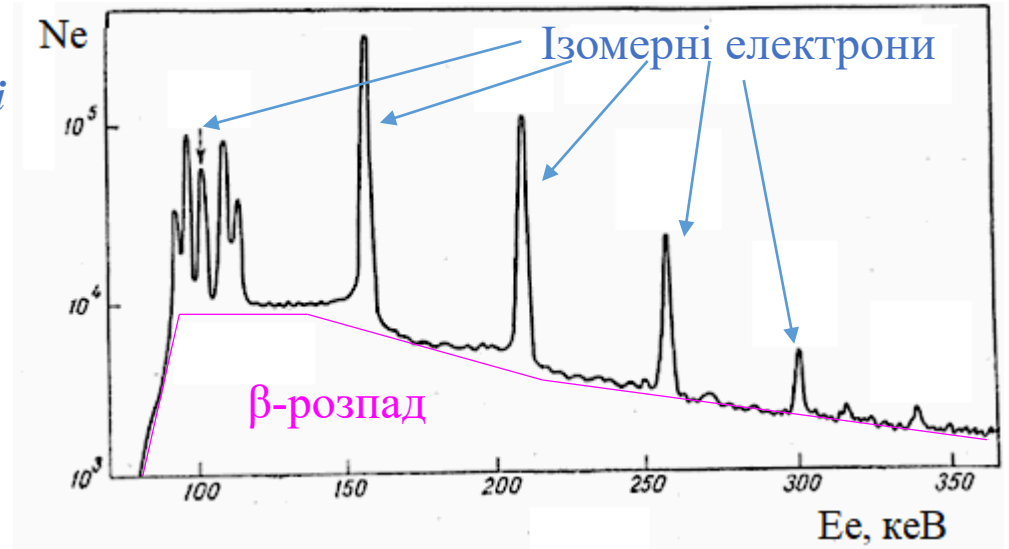
заборонено !!!

$$J_\gamma = 0$$

Такі ядра, що мають однакове число нейтронів і протонів, але різні фізичні властивості, зокрема різні періоди напіврозпаду називаються ізомерами. Ізомерні ядра знаходяться на різних енергетичних рівнях.

Ядро, що перебуває у збудженому стані, може перейти в основний стан не тільки під час випускання γ -кванта, а й під час **безпосередньої передачі енергії від γ -кванта одному з електронів** того ж атома збудження (без попереднього випускання γ -кванта). При цьому випускається так званий **електрон конверсії**. Саме явище називається **внутрішньою конверсією**.

Внутрішня конверсія - процес, що конкурує з γ -випромінюванням. З найбільшою ймовірністю внутрішня конверсія відбувається на електронах найближчих до ядра К- і L-оболонки. Електрон вилітає з атома з $E_e = E^* - I_{\text{в'язку}}$. Спектр електронів внутрішньої конверсії **дискретний** на відміну від спектра електронів β -розпаду.

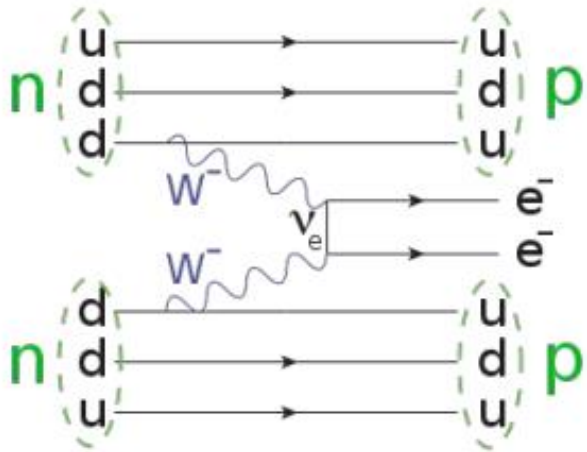


Вимірювання енергії конверсійних електронів дає інформацію про збуджені стани ядер - їхню енергію, спін і парність

Частина 4. Інше.

Двійний β -розпад. Майоран або Дірак.

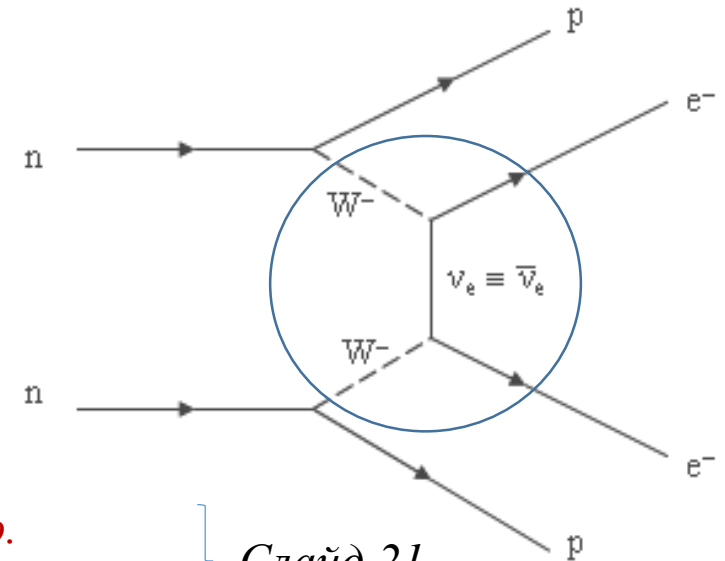
У природі існує велика кількість пар стабільних ізобарних ядер з однаковими масовими числами і з зарядовими числами, що відрізняються на дві одиниці (*У випадку ^{238}U продуктом двійного бета-розпада є ^{238}Pu*). Сили спарювання між двома протонами або двома нейтронами в ядрі призводять до збільшення енергії зв'язку парно-парного ядра порівняно з парно-непарним ядром $(A, Z \pm 1)$. Проміжне ядро-ізобар $(A, Z \pm 1)$ має більшу масу, ніж ядра (A, Z) і $(A, Z \pm 2)$, тому перетворення ядра (A, Z) на більш легке ядро $(A, Z \pm 2)$ не може відбуватися шляхом двох послідовних β -розпадів.



$$A(Z, N) \rightarrow A(Z+2, N-2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z-2, N+2) + 2e^+ + 2\nu_e$$

$$\begin{aligned} (A, Z) &\rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu_e \rightarrow (A, Z-2) + 2e^+ + 2\nu_e \end{aligned}$$



Слайд 21

Діраківське нейтрино існує у двох формах: нейтрино та антинейтрино.
Майоранівське нейтрино - симетрична частинка: нейтрино тотожне антинейтрино.

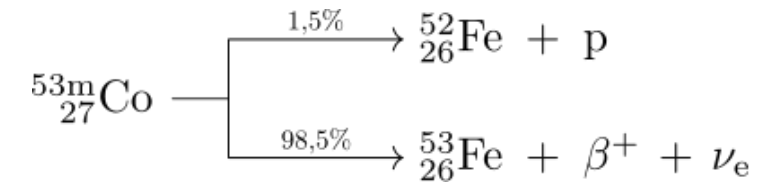
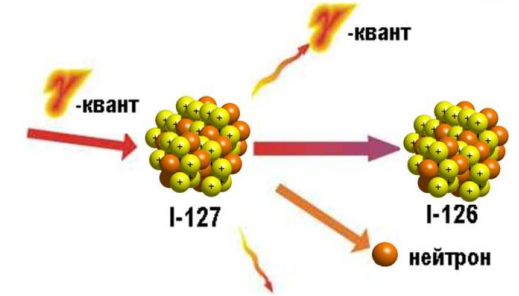
Теоретично можливий як "нормальний" подвійний бета-розпад, під час якого утворюється два нейтрино, так і безнейтринний подвійний бета-розпад, у якому нейтрино виступає як віртуальна частка, народжуючись і одразу ж знищуючись. Такий процес можливий, якщо нейтрино й антинейтрино є однією і тією самою частинкою (так звані майоранівські частинки) і мають деяку масу.

Розуміння безнейтринного бета-розпаду, підтвердження його існування, дасть нам додаткову інформацію про фізику нейтрино, яка не вписується в стандартну модель.

Неуклонний розпад

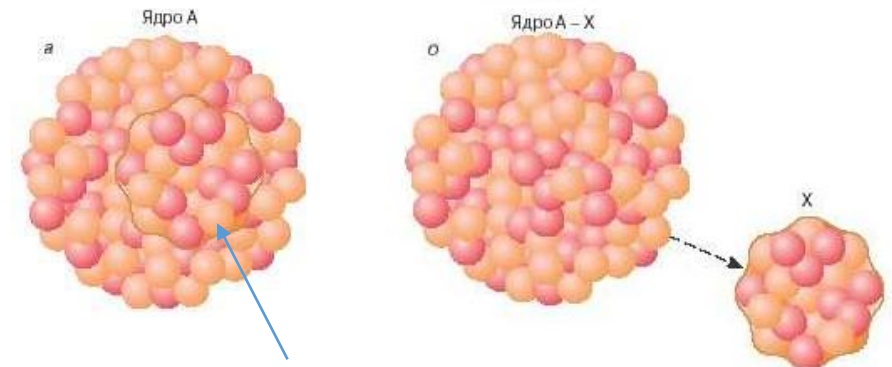
Якщо в ядрі є надлишкова енергія, що перевищує енергію зв'язку нуклона, вона може бути з переважною ймовірністю передана протону або нейтрону з вильотом його з ядра. Ці процеси можливі тільки в дуже нестабільних ізотопах, оскільки пов'язані з "найсильнішою" сильною взаємодією. Тому такі процеси спостерігаються тільки в штучно отриманих ядрах.

- ✓ Відомо два ізотопи, що демонструють **нейтронний розпад в чистому вигляді**: ${}^5\text{He}$ ($T_{1/2} \sim 7 \cdot 10^{-22}$ сек) і ${}^{13}\text{Be}$ ($T_{1/2} \sim 0.5$ нсек). У важких елементів випускання нейтронів енергетично невигідне порівняно з альфа-розпадом, але може відбуватися у збуджених ядрах. Швидкість процесу нейтронного розпаду пов'язана також і з тим, що **для нейтрона відсутній кулонівський бар'єр** (у нього немає електричного заряду). Тому за наявності енергії, що перевищує енергію зв'язку, ніщо не перешкоджає нейтрону покинути ядро.
- ✓ **Протонний розпад** є більш поширеним, його було виявлено 1969 року на одному з ізомерних станів ${}^{53}\text{Co}$. Під час цього процесу заряд ядра зменшується на 1, як і під час позитронного розпаду, але також зменшується і масове число на 1. Виявлено понад 25 ізотопів, що демонструють протонний розпад. Для протона, як і для α -частинки, **процес розпаду є тунелюванням під кулонівським бар'єром**.



Кластерна радіоактивність

Кластерна радіоактивність, **кластерний розпад** - явище мимовільного випускання ядрами ядерних фрагментів (кластерів), важчих за α -частинку. Нині експериментально виявлено 25 ядер від ${}^{114}\text{Ba}$ до ${}^{241}\text{Am}$ (майже всі вони - важкі), що випускають з основних станів кластери типу ${}^{14}\text{C}$, ${}^{20}\text{O}$, ${}^{24}\text{Ne}$, ${}^{26}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Mg}$, ${}^{30}\text{Mg}$, ${}^{32}\text{Si}$ і ${}^{34}\text{Si}$. Кластерний розпад, як і α -розпад, **зумовлений тунельним ефектом** - забороненим у класичній фізиці проходженням частинки крізь потенційний бар'єр.



- а) - кластер X перебуває всередині ядра А;
б) - кластер X вилетів із ядра

Закони збереження

Характеристика	Взаємодія		
	Сильна	Електромагнітна	Слаба
Адитивні закони збереження			
Електричний заряд, Q	+	+	+
Енергія, E	+	+	+
Імпульс, p	+	+	+
Момент кількості руху, J	+	+	+
Баріонний заряд, B	+	+	+
Лептонні заряди L_e, L_μ, L_τ	+	+	+
Дивність, s	+	+	—
Charm, c	+	+	—
Bottom, b	+	+	—
Top, t	+	+	—
Ізоспін, I	+	—	—
Проекція ізоспіна, I_3	+	+	—
Мультиплікативні закони збереження			
Просторова парність, P	+	+	—
Зарядова парність, C	+	+	—
Часова парність, T	+	+	—
Комбінована парність, CP	+	+	—
CPT-парність	+	+	+
G-парність	+	—	—

В адитивних законах зберігається сума величин,
у мультиплікативних законах - добуток величин, які можуть дорівнювати +1 або -1.

Висновки

Види взаємодій перераховані в порядку спадання інтенсивності.

Сильна взаємодія.

Цей вид взаємодії називають також ядерним, так як він забезпечує зв'язок нуклонів в ядрі. Для пояснення запропоновано «тунельний ефект».

Електромагнітна взаємодія.

Радіус дії електромагнітної взаємодії не обмежений. Є і електричне і магнітне γ -випромінювання. Складна система правил переходів. Введена внутрішня конверсія енергії від γ -кванта електрону.

Слабка взаємодія.

Слабка взаємодія відповідає за всі види розпадів ядер і елементарних частинок. Слабка взаємодія (так, як і сильна) являється короткодіючою. Передбачено існування нейтрино.

Вид Взаємодії	Стала взаємодії, G^2	Час взаємодії τ , сек.
Сильна (ядерна)	1	10^{-23}
Електромагнітна	$1/137 \approx 10^{-2}$	10^{-21}
Слабка (розпадна)	10^{-14}	10^{-9}

Дякую за увагу