

**Дрогобицький державний педагогічний університет
імені Івана Франка**

Ігор Білинський

ТЕОРІЯ ЯДРА ТА ПРОЦЕСИ В НЬОМУ

**Фізика атомного ядра
Навчальний посібник**

**Дрогобич
2021**

УДК 539.1(075.8)

П 37

Ігор Білинський Теорія ядра та процеси в ньому. Фізика атомного ядра: Навчальний посібник. – Дрогобич : Видавничий відділ ДДПУ ім. І. Франка, 2021. – 75 с.

Навчальний посібник “ **Теорія ядра та процеси в ньому. Фізика атомного ядра**” написаний відповідно до програми навчальної дисципліни “ Загальна фізика ” для підготовки фахівців першого рівня вищої освіти спеціальностей 014 Середня освіта (Фізика) та 104 Фізика та астрономія, затвердженої вченою радою Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка.

Посібник займає місце між загальним курсом ядерної фізики та курсом теоретичної фізики. Це надасть змогу зрозуміти та вивчити видання, які спеціалізуються на питаннях ядерних досліджень.

Для студентів, аспірантів та викладачів фізичних, фізико-математичних спеціальностей вищих навчальних закладів.

Рекомендовано до друку вченою радою Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка (протокол № _____ від “ _____ ” _____ 2021 р.).

Рецензенти:

- доцент кафедри технологічної та професійної освіти Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка, кандидат фізико-математичних наук **Павловський Юрій Вікторович;**
- доцент кафедри фізики Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка, кандидат фізико-математичних наук **Гольський Віталій Богданович.**

ПЕРЕДМОВА

Фізика ядра і елементарних частинок вивчається завершальним розділом загального курсу фізики. Дослідження об'єктів розмірами декілька порядків менших розмірів атомів є метою вивчення даної дисципліни. Розгляд таких процесів складає суть фізики ядра. Це потребує як потужної експериментальної бази так і сучасного теоретичного дослідження.

Важливу роль для виявлення будови Всесвіту, побудови його фізичної картини, еволюційних процесів, розробка безаварійних технологій використання ядерної енергетики базується на цьому розділу фізики.

По завершенню вивчення фізики ядра і елементарних частинок студенти повинні знати основні поняття, закономірності та закони субатомного світу, методологію його дослідження, розуміти напрямки застосування одержаних знань у практичній діяльності людини. Студенти повинні у повній мірі оволодіти навичками самостійного пошуку і відбору літературних джерел як на паперових, так і на електронних носіях.

Навчальний посібник складається з п'яти розділів. Кожен розділ поділяється на параграфи. Тут можна зустріти як теоретичні доведення фізичних явищ, так і основні експериментальні дослідження сучасної науки.

З М І С Т

ПЕРЕДМОВА.....	3
РОЗДІЛ 1. Основи фізики ядра	6
§1 Предмет і основні задачі ядерної фізики.	6
§2 Протонно – нейтронна модель ядра.	6
§3 Нуклон і поняття про формалізм ізоспіну.	8
§4 Основні характеристики ядер: маса, енергія зв'язку, спін, магнітний момент, дипольний момент.	10
§5 Магнітний момент.	13
§6 Квадрупольний момент ядра.	14
§7 Розміри і форма ядер.....	16
§8 Особливості ядерних сил.	18
§9 Поняття про мезонну теорію ядерних сил.	20
§10 Ядерні моделі. Класифікація моделей.....	23
§11 Краплинна модель і напівемпірична формула для енергії зв'язку.	25
§12 Модель ядерних оболонок.	27
Розділ 2. Радіоактивність і ядерні реакції.	31
§1 Закони радіоактивного розпаду.	31
§2 Елементарна теорія α -розпаду.	33
§3 β -розпад і закон збереження парності.	36
§4 γ -випромінювання.	40
Розділ3. Ядерні реакції.	41

§1 Ядерні реакції. Типи ядерних реакцій.....	41
§2 Статистичний розгляд ядерних реакцій.....	43
§3 Ефективні перерізи взаємодії.	45
§4 Складені ядра. Аналіз процесу утворення і розпаду.....	48
складного ядра на основі краплинної моделі ядра.	48
§5 Аналіз процесу поділу на основі краплинної моделі ядра.	50
Розділ4. Елементарні частинки.	52
§1 Стабільність елементарних частинок.....	52
§2 Характеристики частинок.	54
§2 Класифікація частинок.....	57
§3 Частинки і античастинки.	60
§5 Закони збереження.	62
Розділ5. Структура частинок.	63
§1 Унітарна симетрія. Ізотопічний спін.....	63
§2 Теорія унітарної симетрії.....	64
§3 Кваркова модель.....	64
§3 Глюони.....	66
§4 Три покоління кварків і лептонів.	68
§5 Структура кварків і лептонів.	68
§6 Чотири види взаємодії.....	70
РЕКОМЕНДОВАНІ ДЖЕРЕЛА.....	74

РОЗДІЛ 1. Основи фізики ядра

§1 Предмет і основні задачі ядерної фізики.

Ядерна фізика вивчає властивості і структуру атомних ядер. Основна її задача пов'язана з вивченням природи ядерних сил, що діють між нуклонами — складовими частинами ядер і особливостей руху нуклонів в ядрах. Ядерна фізика включає в себе *ядерну спектроскопію*, що вивчає квантові характеристики енергетичних станів (рівнів) ядер, і *нейтронну фізику* — наукову основу реакторобудови, що вивчає розсіяння та захоплення нейтронів ядрами, процеси поділу ядер нейтронами. В ядерній фізиці вивчаються: спонтанні перетворення ядер (α -, β -, γ - активність, спонтанний поділ, ізомерні переходи); ядерні реакції стабільних ядер, викликані елементарними частинками (протонами, нейтронами, мезонами, фотонами) та іншими ядрами (гелію, дейтерію, важких елементів); термоядерні процеси (ядерні реакції між легкими ядрами); біологічна дія випромінювання і захист від нього. Теоретичною основою ядерної фізики є квантова теорія. Експериментальною базою виступають прискорювачі частинок і ядер та сучасні методи спостереження (лічильник Гейзера, черенковський і пропорційний лічильник, камера Вільсона, іонізаційна і дифузна камери).

§2 Протонно – нейтронна модель ядра.

Загальновизнаною є нейтронно – протонна модель ядра (В. Гейзенберг, Д. Іваненко, 1932). Згідно цієї моделі ядра всіх атомів хімічних елементів складаються з протонів і нейтронів. *Протон* (p) зображає собою ядро найпростішого атома — атома водню. Він має позитивний заряд Q_p , який рівний по величині заряду електрона:

$$Q_p = +e = 1,6021892(46) \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad (1)$$

маса протона:

$$m_p = 1,6726485(86) \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,007825(11) \text{ а.о.м.} = 938,248 \frac{\text{МеВ}}{\text{а.о.м.}} = 1836,15 m_e \quad (2)$$

В ядерній фізиці маси частинок і ядер прийнято виражати в МеВ. Ця одиниця зв'язана з атомною одиницею маси (а.о.м.) співвідношенням

$$1 \text{ а.о.м.} = 931,48 \text{ МеВ.} \quad (3)$$

Протон має власний момент імпульсу — спин \vec{S} . Його величина $S = \frac{1}{2}$.

Власний магнітний момент μ_p протона:

$$\mu_p = 2,79 \frac{e\hbar}{2m_p c} = 2,79 \mu_N; \quad \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}} \quad (4)$$

μ_N — ядерний магнетон

$$\vec{\mu}_p = g_p \mu_N \vec{S} \quad g_p = 5,585$$

μ_N в 1836 раз менше магнетона Бора $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e c}$.

Відмінність магнітного моменту протона μ_p від ядерного магнетона μ_N пояснюється тим, що протони і нейтрони можуть перетворюватись один в одного. Орбітальний рух π^+ – мезона навколо нейтрона приводить до аномальної величини магнітного моменту протона (4).

Нейтрон (n) відкрив Чедвік (1932). Його електричний заряд $Q_n = 0$, а маса

$$m_n = 1,008665 \text{ а.о.м.} = 939,57 \text{ МеВ} = 1838,65 m_e \quad (5)$$

Різниця мас протона і нейтрона

$$m_n - m_p = 1,3 \text{ МеВ} = 2,5 m_e \quad (6)$$

Спин \vec{S} нейтрона має величину $S = \frac{1}{2}$.

Незважаючи на те що заряд нейтрона рівний нулю, він володіє власним магнітним моментом (Альварец, Блох, 1940).

$$\mu_n = -1,913 \frac{e\hbar}{2m_p c} = -1,913 \mu_N \quad (7)$$

$$\vec{\mu}_n = g_n \mu_n \vec{S} ; \quad g_n = -3,8263$$

Знак “мінус” означає, що напрям магнітного моменту $\vec{\mu}_n$ протилежний до напрямку спінового \vec{S} .

§3 Нуклон і поняття про формалізм ізоспіну.

Згідно із сучасними уявленнями протон і нейтрон є двома різними станами однієї частинки, що називають *нуклоном*. Нуклон, крім просторової і спінової координати, характеризується додатковою ступенню вільності — зарядовою координатою, яку називають *ізотонічним спіном* або просто *ізоспіном*. Так як зарядова координата приймає всього два значення, то з нею співставляють вектор \vec{t} в деякому умовному (фіктивному) просторі, схожому за своїми властивостями вектору спіна \vec{S} з абсолютною величиною $S = \frac{1}{2}$ (в один. \hbar):

$$\vec{t} = \frac{1}{2} \vec{\tau}, \quad (8)$$

де $\vec{\tau}$ — зарядові матриці:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

з властивостями

$$\tau_k^2 = I, \quad \tau_k \tau_\ell = -\tau_\ell \tau_k = i\tau_m, \quad \ell, k, m = 1, 2, 3$$

подібними до властивостей спінових матриць Паулі.

Проекція ізоспіна на вісь Z може приймати лише два значення: $t_z = \pm \frac{1}{2}$.

При чому значення $\frac{1}{2}$ приписують протону, а значення $-\frac{1}{2}$ — нейтрону. Так як

просторова \vec{r} , спінова $\vec{\sigma}$ (сігма) та ізоспінова $\vec{\tau}$ координати незалежні, то хвильова функція Ψ вільного нуклона має вигляд:

$$\Psi = \Psi(\vec{r}, \vec{\sigma}, \vec{\tau}) = \Psi(\vec{r})X(\vec{\sigma})\xi(\vec{\tau}) \quad (9)$$

де $\Psi(\vec{r}), X(\vec{\sigma}), \xi(\vec{\tau})$ — його просторова, спінова та ізоспінова функції. Функції $\xi = \xi_{t_z}$ для станів з визначеним значенням проєкції ізоспіна t_z в зображенні, в якому в якості зарядової координати вибрано значення проєкції ізоспіна на вісь Z , має для протонного і нейтронного станів наступний вигляд:

$$\xi_{\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \xi_{-\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Опис нейтрона і протона з єдиної точки зору має глибокий фізичний зміст. Він зв'язаний з властивістю ядерної взаємодії бути зарядово – незалежними.

Число нуклонів в ядрі позначаємо A і називається *масовим числом* ядра. За означенням:

$$A = Z + N \quad (11)$$

де Z — число протонів, N — число нейтронів в ядрі.

Число Z визначає загальний заряд ядра і рівне $+Ze$, і порядковий номер хімічного елемента в періодичній системі елементів. Тому Z називають *атомним номером* ядра. Для позначення значення ядер прийнята символіка

$${}^A_Z X, \quad (12)$$

де X — хімічний символ елемента (наприклад ${}^7_3\text{Li}, {}^{16}_8\text{O}, \dots$).

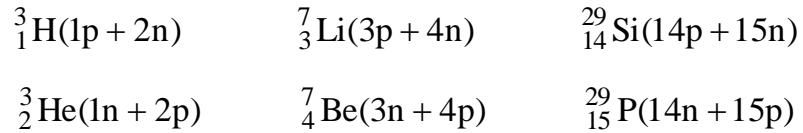
Ядра з однаковим числом Z , але різними A називаються *ізотопами* (${}^1_1\text{H}, {}^2_1\text{H}, {}^3_1\text{H}$).

Ядра з однаковими A , але різними Z — *ізобарами* (${}^{10}_4\text{Be}, {}^{10}_5\text{B}, {}^{10}_6\text{C}$). Ядра з однаковим числом нейтронів — *ізотони* (${}^{15}_7\text{N}, {}^{16}_8\text{O}, {}^{17}_9\text{F}$).

Існують ядра в яких Z і A однакові, але періоди піврозпаду τ різні (${}^{80}_{35}\text{Br}$ з $\tau = 4,4$ год і ${}^{80}_{35}\text{Br}$ з $\tau = 18$ хв). Такі ядра називаються *ізомерами*.

Серед легких ядер існують пари так званих *дзеркальних* ядер, у яких число нейтронів одного рівня дорівнює числу протонів іншого, а масове число однакове.

Приклад:



відомо біля 2300 ядер. Близько 300 ядер стабільні, решта радіоактивні. В природі зустрічаються елементи з атомним номером Z від 1 до 92 (крім технецію ${}_{48}\text{Tc}$ і прометію ${}_{61}\text{Pm}$). Елементи з Z від 93 до 109 називають *трансуранові* — отримані штучно.

§4 Основні характеристики ядер: маса, енергія зв'язку, спін, магнітний момент, дипольний момент.

Маса і енергія зв'язку ядра.

Ядро зображає собою зв'язану систему A нуклонів. Це означає, що сили притягання між ними більші сил кулонівського відштовхування між протонами. Завдяки дії сил притягання, маса стабільного ядра $M(A, Z)$, що знаходиться в основному стані, завжди менша суми мас протонів і нейтронів, які входять в склад ядра:

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - B(A, Z), \quad (1)$$

де $M(A, Z)c^2$ — повна енергія ядра із зарядом Z і масовим числом $A = Z + N$, m_p, m_n — маси протона і нейтрона. Величина $B(A, Z) > 0$ називається *енергією зв'язку ядра*. Енергія зв'язку є робота, яку необхідно затратити, щоб розчленити ядро на складові його нуклони і віддалити їх один від одного на такі відстані, при яких вони практично не взаємодіють.

Величина

$$\Delta M = B(A, Z)/c^2 = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z) \quad (2)$$

називається *дефектом мас ядра*.

Досліди показують, що енергія зв'язку ядра B тим більша, чим більше в ньому нуклонів. Тому важливою характеристикою є питома енергія зв'язку B/A , тобто енергія зв'язку на один нуклон. Наприклад:

Ядро	${}^1_1\text{H}$	${}^3_1\text{H}$	${}^4_2\text{He}$	${}^6_3\text{Li}$	${}^7_3\text{Li}$	${}^9_2\text{Be}$	Cr – Zn ($A \cong 50 - 60$)	Sb ($A \cong 120$)	U ($A \cong 240$)
B/A MeV нуклон	1,10	2,78	7,07	5,30	5,57	6,42	8,70	8,50	7,50

Графічно це виглядає наступним чином.

Найменшу величину B/A мають легкі ядра, найбільшу — елементи від Cr до Zn. Так як енергія зв'язку нуклонів в ядрі значно більша енергії зв'язку електронів в атомі, то при обчисленні енергії зв'язку $B(A,Z)$ ядра, можна користуватись формулою:

$$B(A,Z) = [Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_{\text{n}} - m_{\text{a}}]c^2, (3)$$

де $m_{\text{H}} = m_{\text{p}} + m_{\text{e}}$ — маса атома водню,

$m_{\text{a}} = M + Zm_{\text{e}}$ — маса атома з даними A і Z , m_{e} — маса електрона.

Спін ядра.

Повний механічний момент ядра \vec{J} прийнято називати *спіном ядра*. Він рівний векторній сумі механічних моментів імпульсу $\vec{\ell}_i$ нуклонів (орбітальних моментів кількості руху) і власних моментів кількості руху \vec{S}_i нуклонів (спінів):

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A (\vec{\ell}_i + \vec{S}_i). (4)$$

Оскільки спін окремого нуклона дорівнює $\frac{1}{2}$ (в одиницях \hbar), то всі подальші операції з величинами $\vec{\ell}_i$ і \vec{S}_i здійснюємо аналогічно з тим, як це робиться в атомній фізиці, де Z замінюємо на A .

У випадку *легких ядер* спін–орбітальна взаємодія несуттєва і при додаванні векторів $\vec{\ell}_i$ і \vec{S}_i реалізується LS–зв’язок (зв’язок Рассела–Саундерса), тобто вектори додаються окремо:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^A \vec{\ell}_i \quad |\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$$

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^A \vec{S}_i \quad |\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad (5)$$

\vec{L} — сумарний орбітальний момент ядра, \vec{S} — сумарний спіновий момент ядра.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad |\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)} \quad (6)$$

Квантове число J пробігає можливі значення спіну ядра і пробігає значення:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|. \quad (7)$$

Для парних значень A квантове число J приймає цілі значення, для непарних A — пів ціле. В схемі LS–зв’язку \vec{L} і \vec{S} є інтегралами руху, а тому характеризують стан ядра і можуть бути використані для класифікації рівнів.

У випадку, коли спін–орбітальна взаємодія в ядрі суттєва, то реалізується jj –зв’язок, при якому орбітальний момент окремого нуклона додається із спіном в повний момент:

$$\vec{j}_i = \vec{\ell}_i + \vec{S}_i, \quad (8)$$

що є інтегралом руху. Спін ядра при такій схемі визначається:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i, \quad |\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)} \quad (9)$$

§5 Магнітний момент.

Крім спіна \vec{J} ядро володіє також магнітним моментом. Наявність у ядер магнітних моментів $\vec{\mu}$ проявляється у надтонкому розщепленні спектральних ліній атомних спектрів, яке є результатом взаємодії W_N електронів атома, що створюють магнітне поле \vec{H}_ℓ в центрі атома, з магнітним полем ядра:

$$W_N = -\vec{\mu}H_\ell. \quad (10)$$

Магнітний момент ядра $\vec{\mu}$ зумовлений власним магнітним моментом протонів $\vec{\mu}_p$ і нейтронів $\vec{\mu}_n$, а також рухом протонів всередині ядра, який створює орбітальну частин магнітного моменту. За означенням

$$\vec{\mu} = \mu_N \sum_{\alpha=1}^A (g_{\ell_\alpha} \vec{\ell}_\alpha + g_{s_\alpha} \vec{S}_\alpha), \quad (11)$$

де g_{ℓ_α} і g_{s_α} — орбітальне і спінове гіромагнітне відношення, яке рівне відповідно:

$$g_{\ell_\alpha} = \begin{cases} 1 & \text{для протона} \\ 0 & \text{для нейтрона} \end{cases}, \quad g_{s_\alpha} = \begin{cases} g_p = 5,5855 & \text{для протона} \\ g_n = -3,8263 & \text{для нейтрона} \end{cases}. \quad (12)$$

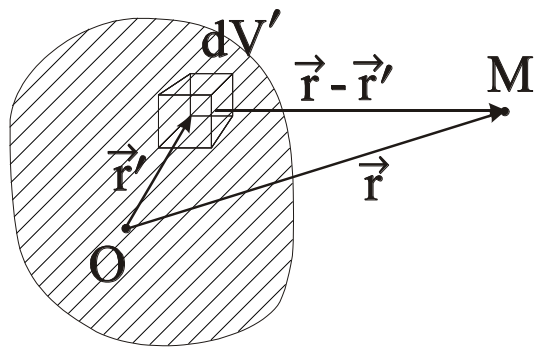
Під магнітним моментом ядра завжди розуміють значення магнітного моменту $\vec{\mu}$ (11), усереднене по руху всіх нуклонів ядра. В якості магнітного моменту $\vec{\mu}$ домовились вибирати середнє значення проекції вектора $\vec{\mu}$ на напрямок вектора певного моменту імпульсу ядра \vec{J} в стані з максимальним значенням його проекції на вісь Z $m_J = J$:

$$\vec{\mu} \equiv \left\langle \frac{\vec{\mu} \vec{J}}{J^2} m_J \right\rangle = \frac{1}{J+1} \left\langle \vec{\mu} \vec{J} \right\rangle_{m_J=J}, \quad (13)$$

де усереднення проводиться з хвильовими функціями A нуклонів $\langle \langle B \rangle \rangle = \int \psi^*(\vec{r}, t) \hat{B} \psi(\vec{r}, t) d\vec{r}$, що потребує попереднього розв'язку задачі A нуклонів (багатьох тіл).

В означенні (11) неявно припускається, що магнітні характеристики нуклона, що знаходиться всередині ядра, такі ж, як і у вільного нуклона. Але в ядрі між нуклонами проходить неперервний обмін мезонами, тобто в ядрі існують так звані мезонні струми, що вимагає врахування даного ефекту.

§6 Квадрупольний момент ядра.



Нейтрон і протон мають електромагнітні характеристики. Тому ядра, які складаються з них, крім магнітних моментів, володіють відмінними від нуля електричними моментами. Їх походження можна пояснити, розглянувши ядро як систему зарядів з густиною $\rho(\vec{r}', t')$ в даній точці \vec{r}' в момент часу t' , поміщеного в об'єм V' . Використовуючи знання з електродинаміки для скалярного потенціалу $\varphi(\vec{r}, t)$ квазістаціонарного поля ($t = t'$), запишемо:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'. \quad (14)$$

Розклад цього потенціалу в ряд по $\frac{r'}{r}$ має вигляд:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{r} + \frac{\vec{r}\vec{r}'}{r^3} \quad (15)$$

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{P}(t)\vec{r}}{r^3} + \dots \quad (16)$$

Для поля $V_N(\vec{r})$, створеного нуклонами ядра на відстані r від його центру в даний момент часу t , дає наступний вигляд:

$$V_N(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}, t) = \frac{Ze}{r} + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{P_{\alpha} X_{\alpha}}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} Q_{\alpha\beta} \frac{X_{\alpha} X_{\beta}}{r^5} + \dots, \quad (17)$$

де $X_\alpha(X_\beta)$ — декартові координати $x_1 \equiv x, x_2 \equiv y, x_3 \equiv z$ радіус-вектора \vec{r} , Ze — повний заряд ядра, P_α — компоненти вектора електричного дипольного моменту ядра \vec{P} , $Q_{\alpha\beta}$ — компоненти тензора електричного квадрупольного моменту:

$$Ze = \int \rho(\vec{r}) d\vec{r}, \quad P_\alpha = \int X_\alpha \rho(\vec{r}) d\vec{r},$$

$$Q_{\alpha\beta} = \int (3X_\alpha X_\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (18)$$

Так як у ядра центр мас співпадає з центром розподілу заряду, то у нього не може бути дипольного моменту \vec{P} . Досліди показують, що дійсно не існує ядер із $\vec{P} \neq 0$. Це в свою чергу свідчить про те, що центр мас протона в ядрі співпадає з центром мас нейтронів. Якщо розподіл заряду $\rho(\vec{r})$ володіє сферичною симетрією, то в системі координат з початком в центрі мас, для всіх α і β тензор $Q_{\alpha\beta} = 0$.

Зазвичай під *квадрупольним моментом ядра* Q розуміють компоненту $Q_{33} \equiv Q_{ZZ}$ тензора $Q_{\alpha\beta}$:

$$Q \equiv Q_{ZZ} = \int (3Z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (19)$$

Формули (17) – (19) дають опис квадрупольного моменту ядра в рамках класичної фізики. При переході до квантово-механічного опису, густина зарядів у ядрі $\rho(\vec{r})$ повинна бути обчислена за хвильовими функціями ядра згідно правил квантової механіки.

Оператором квадрупольного моменту ядра з A нуклонів рівний

$$\hat{Q} = \sum_{\alpha=1}^A \ell_\alpha (3Z_\alpha^2 - r_\alpha^2), \quad \ell_\alpha = \begin{cases} +\ell & \text{для протона} \\ 0 & \text{для нейтрона} \end{cases}. \quad (20)$$

Квадрупольний момент Q зображає собою середнє значення оператора \hat{Q} за станами ядра із спіном \vec{J} та проекцією $m_J = J$

$$Q = \langle \hat{Q} \rangle_{JJ} = \sum_{\alpha=1}^A \ell_\alpha \int \psi_{JJ}^* (3Z_\alpha^2 - r_\alpha^2) \psi_{JJ} d\vec{r}, \quad (21)$$

де $\psi_{JJ} = \psi_{JJ}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$ — хвильова функція ядра, а інтегрування проводиться по всьому конфігураційному простору з елементом об'єму $d\vec{r} = d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_A$.

§7 Розміри і форма ядер.

Атомне ядро зображає собою квантову систему нуклонів, зв'язаних між собою ядерними силами, і займає визначений об'єм всередині атома. Його просторова структура визначається розподілом нуклонів в цьому об'ємі. Дослідження показують, що ядерна густина майже стала всередині ядра, а на периферії різко спадає до нуля в межах області, лінійні розміри якої малі в порівнянні з розмірами області, що займається всім ядром. В ядерній фізиці вводиться поняття про *радіус ядра* як параметр, який характеризує його просторову протяжність, числове значення якого визначається по сукупності різних експериментальних даних.

Дані про радіус можна отримувати з даних про ядерні сили і розподіл нуклонів в ядрі, а також з даних про розподіл заряду в ньому. В першому випадку визначаються так звані *ядерні значення радіусів*, а в другому — *електромагнітні* або *зарядові радіуси ядер*. Дані про межі дії ядерних сил і розподіл нуклонів дають:

- 1) розсіювання нейтронів проміжних (14–25 MeV), великих (>90 MeV) і дуже великих (~GeV) енергій ядрами;
- 2) розсіювання заряджених частинок–протонів (20–400 MeV) і α -частинок (13–42 MeV) ядрами;
- 3) α – розпад;
- 4) енергії зв'язку важких і середніх ядер.

Відомості про розподіл заряду в ядрі дають:

- 1) розсіювання швидких електронів ядрами;
- 2) кулонівські ефекти в дзеркальних ядрах;
- 3) розсіяння μ – мезонів і спектр μ – атомів;

- 4) тонка структура рентгенівських спектрів;
- 5) надтонка структура спектру водню;
- 6) ізотонічний зсув в спектрах.

Розглянемо деякі дані з цих експериментів і способи здобуття з них відомостей про радіус ядра.

А. Найбільш просто радіус ядра R можна оцінити за енергіями зв'язку дзеркальних ядер, якщо ядро зображає собою сферу, всередині якої протони розподілені рівномірно. Тоді

$$R = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{\Delta mc^2}, \quad (1)$$

де Δm — виміряна дослідним шляхом різниця мас дзеркальних ядер, Z — менше з чисел протонів ядерної пари. Формула (1) отримана в припущенні, що різниця мас Δm пояснюється лише додатковим кулонівським відштовхуванням в полі решти Z протонів для ядра з більшим числом протонів, а значить,

$$\Delta E = \Delta mc^2 = \frac{6Ze^2}{5R}.$$

Б. Вивчення розсіювання α – частинок ядрами дозволяє також отримати дані про радіуси цих ядер. Так, в припущенні, що радіус ядра по порядку величини дорівнює відстані найбільшого зближення α – частинок з ядром, для залежності радіуси ядра R від масового числа A було встановлено наступний закон:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (2)$$

де $R_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Дані, наведені вище дозволяють зробити наступні висновки:

1. вся сукупність даних про ядра дозволяє розглядати їх як систему з A нуклонів, поміщених в об'ємі сфери з радіусом

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (3)$$

де в залежності від характеру явища, що вивчається R_0 приймає значення від $1,1 \cdot 10^{-13}$ до $1,4 \cdot 10^{-13}$ см. Для більшості ядер приблизно можна покласти

$$R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (4)$$

2. об'єм ядра V_N (в см) пропорційний масовому числу:

$$V_N = (7 - 14) \cdot 10^{-39} \text{ А.} \quad (5)$$

3. густина ядерної речовини практично однакова для всіх ядер і рівна

$$\begin{aligned} \rho_N &= (1,2 - 2,4) \cdot 10^{14} \frac{\text{Г}}{\text{см}^3} = (120 - 240) \cdot 10^6 \frac{\text{Т}}{\text{см}^3} \cong \\ &\cong 10^{38} \frac{\text{НУКЛОН}}{\text{см}^3}. \end{aligned} \quad (6)$$

Оскільки розміри ядер мають порядок 10^{-13} см в ядерній фізиці в якості *одиниці довжини* використовується величина, що називається *фермі* (Φ):

$$1\Phi = 10^{-13} \text{ см} = 1\text{фм}. \quad (7)$$

Площі геометричних перерізів, рівні πR^2 , для ядерних об'єктів виявляються пропорційними або близькими до величин 10^{-24} см². Тому в якості одиниці площі в ядерній фізиці використовувалась величина *барн* (б):

$$1\text{б} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2. \quad (8)$$

§8 Особливості ядерних сил.

Атомне ядро зображає собою зв'язану систему A нуклонів, Z протонів і N нейтронів, $A = Z + N$. Між нуклонами діють специфічні сили, що називаються *ядерними*. Вивчення спостережуваних характеристик ядер дозволило зробити ряд важливих висновків про властивості цих сил. Найбільш важливими і суттєвими є наступні особливості ядерних сил.

1. *Притягання*. Сили, що діють між нуклонами, в основному є силами притягання. Це випливає з існування самих ядер — складових систем нуклонів.

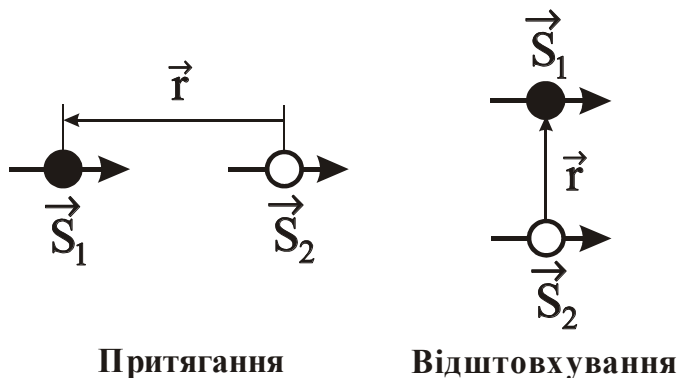
2. *Радіус дії*. Порівняння енергії зв'язку ядер ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ і ${}^4\text{He}$ показує, що радіус дії ядерних сил має порядок 1 фм.

3. *Інтенсивність*. В межах радіуса дії ядерні сили характеризуються дуже великою величиною. Якщо взаємодію нуклонів описувати з допомогою потенціалу з радіусом дії (шириною) ~ 1 фм., то глибина цього потенціалу

повинна бути ~ 50 МеВ. Для порівняння — енергія кулонівської взаємодії двох протонів на відстані 1 фм за порядком величини рівна $1,4$ МеВ. В зв'язку з цим взаємодію нуклонів називають сильною.

4. *Зарядова незалежність або ізотонічна інваріантність.* Ядерні сили являються зарядонезалежними, тобто вони не залежать від величини електричного заряду. Ядерні сили, що діють між двома протонами, протоном і нейтроном, двома нейтронами, мають однакову величину, якщо ці пари нуклонів знаходяться в одних і тих же станах $^{2S+1}L_J$, де S — спін пари, L — орбітальний, J — повний момент пари; $J = L + S, L + S - 1, \dots, |S - L|$.

5. *Насичення.* Кожний нуклон в ядрі взаємодіє з обмеженим числом нуклонів. Ця особливість ядерних сил проявляється в тому, що питома енергія зв'язку нуклонів B/A при збільшенні числа нуклонів A залишається майже сталою. Для більшості ядер об'єм і енергія зв'язку пропорційна масовому числу A . Властивість нуклона притягати до себе лише обмежене число інших нуклонів, подібне силам хімічних зв'язків і вандервальсовим силам. Явище насичення ядерних сил взаємодії нуклонів пояснюють тим, що ці сили обмінні (як в силах хімічного зв'язку і характеризуються сильним відштовхуванням на малих відстанях $\sim 0,4 \text{ фм}$ як в силах Ван дер Ваальса). обмінний характер ядерних сил є чисто квантовою особливістю, що не має класичного аналога. Обмінні нуклон-нуклонні сили перетворюють протони в нейтрони, а нейтрони в протони шляхом обміну зарядженими мезонами і описується взаємодією, при якій переставляються координати взаємодіючих частинок.



6. *Залежність від спину.* Сили взаємодії нуклонів залежать від взаємної орієнтації спінів цих нуклонів. Цим пояснюється, зокрема, причина існування ядра

важкого водню дейтрона, що складається з нейтрона і протона, і відсутність ядра, що складається з двох нейтронів. В першому випадку спіни пари $S = 1$, так як спіни нуклонів паралельні один одному, а у випадку двох нейтронів із-за дії принципу Паулі $S = 0$, тобто спіни нуклонів антипаралельні. Стан двох нуклонів з $S = 1$ називають *триплетний спіновий стан*, а із $S = 0$ — *синглетний*.

7. *Не центральність*. Ядерні сили є нецентральними. Їх не можна зобразити як сили, що діють вздовж прямої, що з'єднує центри взаємодіючих нуклонів. На нецентральність нуклон–нуклонної взаємодії вказує наявність у дейтрона відмінного від нуля квадрупольного моменту $Q_d = 0,282 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. Нецентральні сили, що приводять до існування електричного квадрупольного моменту дейтрона називають *тензорними силами*. Такі сили залежать від кута між вектором, що з'єднує два нуклона і вектором спіну дейтрона. В дейтроні тензорні сили є силами притягання, коли дейтрон має сигароподібну форму, і силами відштовхування — в дископодібній конфігурації.

§9 Поняття про мезонну теорію ядерних сил.

Ядерна (сильна) взаємодія зумовлена тим, що нуклони віртуально обмінюються частинками, що мають скінчену масу спокою. Частинки, які приймають участь в різних фізичних процесах, що пов'язані з їх взаємодією і перетворенням (але, в принципі, не можуть бути знайдені за час їх існування), називаються *віртуальними*, а стани, в яких вони існують, — *проміжні стани*. Енергія проміжних станів ΔE , зв'язана з обміном віртуальними частинками, і їх тривалістю існування Δt співвідношенням невизначеності Гейзенберга

$$\Delta E \cdot \Delta t \cong \hbar. \quad (1)$$

Так, енергія проміжного стану при випусканні однієї віртуальної частинки масою m зміниться на величину $\Delta E = mc^2$. Через час $\Delta t \approx \frac{\hbar}{mc^2}$ (згідно (1)) вона поглинеться, пройшовши шлях

$$R = c\Delta t \approx c \frac{\hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_c, \quad (2)$$

де λ_c — комптонівська довжина хвилі даної частинки.

Модель ядерних сил Юкави. Ідею про обмінний характер короткодійних ядерних сил використав Юкава (1935), що побудував першу послідовну *теорію сильної взаємодії*. Основу теорії склала гіпотеза про існування в природі частинок проміжної між електроном і нуклоном маси, що отримали назву мезонів. Маса цих частинок повинна була бути біля $200m_e$, де m_e — маса електрона.

Частинки, що володіють необхідними властивостями були знайдені в космічному випромінюванні (Окпіаліні, Пауел, 1947) і отримали назву π – мезонів або піонів.

Теорія сильної взаємодії в найпростішому варіанті може бути отримана, коли в рівнянні

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_\pi^2 c^2, \quad (3)$$

шляхом заміни класичних величин E і p квантово-механічними операторами.

($p \rightarrow -i\hbar\nabla$, $E \rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$), тоді

$$-\hbar^2\Delta\varphi + \frac{\hbar^2}{c^2}\frac{\partial}{\partial t^2}\varphi + m_\pi^2c^2\varphi = 0 \quad (4)$$

або

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - \frac{m_\pi^2c^2}{\hbar^2}\varphi = 0. \quad (5)$$

Рівняння (5) — рівняння Клайна–Гордона, переходить у звичайне хвильове рівняння при $m_\pi = 0$ у вільному від зарядів просторі.

Якщо в просторі існує електричний заряд з густиною ρ , то нуль в правій частині (5) замінюємо на $4\pi\rho$. В даному випадку для характеристики взаємодії нуклона з мезонним полем вводиться нуклонний заряд g . Для точкового

заряду g густина уклонного заряду рівна $g\delta(r)$. В цьому випадку (5) приймає вигляд

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{m_\pi^2 c^2}{\hbar^2} \varphi = 4\pi g \delta(r). \quad (6)$$

Для стаціонарного випадку $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$

$$\Delta\varphi - \left(\frac{m_\pi c}{\hbar}\right)^2 \varphi = 4\pi g \delta(r). \quad (7)$$

Рівняння (7) має розв'язок:

$$\varphi = -\frac{ge}{r} e^{-\frac{r}{R}}, \quad (8)$$

де $R = \frac{\hbar}{m_\pi c}$; φ — має назву потенціалу Юкави.

На самих більших ядерних відстанях взаємодія нуклонів описується обміном одиничними піонами — самими легкими із мезонів. Існують три види піонів: π^+ , π^0 , π^- . Мезони π^\pm мають електричні заряди $\pm e$ і рівні маси: $m_{\pi^\pm} = 139,57 \text{ MeV}$. Мезон π^0 має рівний нулю електричний заряд і масу $m_{\pi^0} = 134,96 \text{ MeV}$. Спіни π -мезонів рівні нулю: $J = 0$, тобто вони являються бозонами. Близькість властивостей трьох видів π -мезонів дозволяє вважати їх трьома зарядовими (ізоспіновими) станами однієї частинки — *піона*. Постулюється, що піон крім просторової змінної має додаткову ступінь вільності — зарядову координату, яку називають *ізоспіном*. Цій змінній співставляють вектор \vec{I} з модулем $I = 1$ в деякому фіктивному просторі, що називається *ізоспіновим простором*. Проекція I_Z ізоспіну \vec{I} на деяку вісь кантується (вісь Z) може приймати лише три значення: $0, \pm 1$. значення $I_Z = 0$ приписують π^0 -мезону, а значення $I_Z = \pm 1$ — π^\pm -мезонам.

§10 Ядерні моделі. Класифікація моделей.

На шляху побудови кількісних теорій ядра маємо дві серйозні причини, що утруднюють її. Перша з них пов'язана з тим, що знання про природу ядерних сил є недостатніми, а інша — в необхідності строгого розв'язку проблеми багатьох тіл (A нуклонів) в рамках тої чи іншої динамічної системи. Тому в теорії ядра широке поширення отримав підхід, в якому реальне ядро моделюється фізичною системою. Теорії ядра допускають просту класифікацію, зв'язану з типом степенів вільності, що враховуються. У відповідності з цим ядерні моделі поділяються на:

- 1) одночастинкові;
- 2) колективні;
- 3) узагальнені, які використовують як одночастинкові, так і колективні степені вільності;
- 4) проміжні.

До одночастинкових моделей відносять наступні.

1. *Модель оболонок без залишкової взаємодії.* В цій моделі вважається, що нуклони рухаються незалежно один від одного в самоузгодженому полі, яке створене самими нуклонами. При побудові моделі виходять з того, що реальну взаємодію нуклонів завжди можна зобразити у вигляді суми самоузгодженої взаємодії і деякого залишку, що доповнює її до реальної. Ідея запозичена з атомної фізики, яка пояснює можливість оболонкового зображення будови атома. Модель оболонок пояснює спіни, парність і магнітні моменти основних і деяких збуджених станів ядер, що відрізняються від магічних на один нуклон.

2. *Модель оболонок з врахуванням спарювання.* В цій моделі залишкова взаємодія враховується у вигляді збурення на рух нуклонів в самоузгодженому полі ядра, що призводить до спарювання однакових нуклонів в ядрі. Під спарюванням розуміють таке об'єднання двох нуклонів одного сорту, при якому проекція повного моменту імпульсу пари на вісь квантування

виявляється рівною нулю, а парність — позитивною. При непарному числі нуклонів вважається, що останній неспарений нуклон визначає такі властивості ядер як спін, парність і магнітний момент. Модель пояснює спіни і парності основних станів всіх парно–парних ядер і майже всіх ядер з непарним A і їх магнітні моменти.

До колективних відносять наступні.

1. *Краплинна модель.* В цій моделі ядро розглядається як заряджена крапля рідини. В якості незалежних степенів вільності вибирають об'ємний стиск і першу основну частоту коливань поверхні. Модель пояснює залежність енергії зв'язку ядра від A і Z , дає якісне пояснення процесу поділу.

2. *Модель несферичного ядра.* Модель зображає ядро у вигляді нуклонів, поміщених в несферичний об'єм. За незалежні змінні приймаються його обертові і коливальні степені вільності. Модель описує нижні збуджені рівні ядер, що мають форму еліпсоїда.

До узагальнених моделей ядра відносять наступні.

1. *Узагальнена модель зі слабкою взаємодією.* Ядро вважається сферичним остовом, навколо якого рухається один або декілька зовнішніх нуклонів. Остов описується однією з колективних моделей а зовнішні нуклони — одночастинковими моделями. Взаємодія степенем вільності зовнішніх нуклонів і остова вважається слабким. Модель пояснює розміщення і характеристики нижніх збуджених рівнів деяких ядер з непарних A .

2. *Узагальнена модель із сильною взаємодією.* Ядро зображається несферичним остовом, навколо якого в самоузгодженому полі рухаються нуклони. Остов може обертатись як ціле, захоплюючи в цей рух нуклони. Така модель є достатньо складною, однак вона успішно описує розміщення і характеристики (квантові числа) великого числа нижніх рівнів багатьох ядер.

Крім перекислених використовуються і інші моделі ядра (модель фермі–газу, нуклонних асоціацій).

§11 Краплинна модель і напівемпірична формула для енергії зв'язку.

В моделі рідкої каплі ядро розглядається як капля рідини, яка не стискається з дуже великою густиною ρ_N . На аналогію між ядром і рідиною вказують наступні особливості ядерної речовини.

1. Об'єм ядра V_N пропорційний масовому числу A :

$$V_N = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0 A.$$

Якщо вважати, що об'єм, який займає один нуклон, дорівнює $\frac{4}{3} \pi R_0^3$, то ядро зображає собою систему густо упакованих A нуклонів.

2. Питома енергія B/A для ядер з $A \geq 16$ є майже сталою і рівна $\cong 8 \text{ MeV}$.

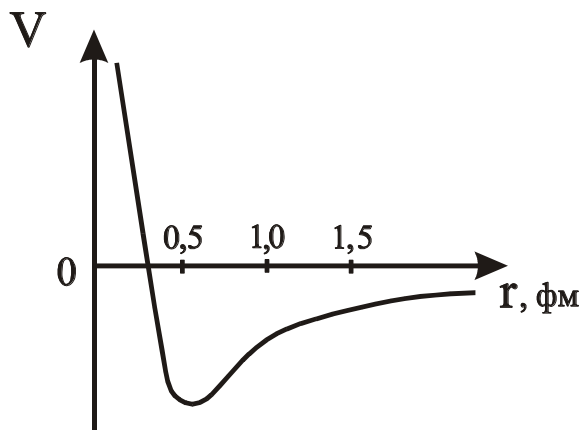
Це означає, що для знищення з ядра n нуклонів необхідно затратити енергію, рівну $k \cdot n$ (k – константа).

3. Нуклон–нуклонний потенціал подібний потенціалу Леонард–Джонса, що діє між двома молекулами. Він на великих відстанях спадає дуже швидко (як r^{-6}), має мінімум при $r = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ для молекул середньої величини, а при малих відстанях притягання змінюється нескінченно великим відштовхуванням.

Краплинна модель дозволяє записати наступну напівемпіричну формулу для енергії зв'язку любого ядра, що складається з A нуклонів (N нейтронів і Z протонів):

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} - a_e \frac{\delta}{A^{3/4}},$$

де найкращу узгодженість з експериментом дають наступні значення коефіцієнтів.



$$a_v = 15,75 \text{ MeV}, \quad a_s = 17,80 \text{ MeV},$$

$$a_c = 0,71 \text{ MeV},$$

$$a_a = 23,70 \text{ MeV}, \quad a_e = 34,00 \text{ MeV},$$

$$\delta = \begin{cases} -1 & \text{для парно - парних ядер} \\ 0 & \text{для непарних ядер} \\ +1 & \text{для непарно - непарних ядер} \end{cases}.$$

Вираз (2) називається формулою

Вайузеккера. Перший член формули

зв'язаний з об'ємною енергією ядра, зумовленої ядерними силами насичення, що приводить до формули (1) для об'єму ядра. Цей доданок не містить ефектів кулонівського відштовхування протонів і впливу поверхні, а тому описує енергію зв'язку ядерної матерії:

$$E_v = a_v A.$$

В дійсності в ядрі частина нуклонів знаходиться на поверхні. Вони менше взаємодіють з іншими нуклонами, ніж нуклони всередині ядра. Другий член в (2) називається *поверхневою енергією* E_s і враховує зменшення енергії зв'язку ядра за рахунок її поверхні. Енергія E_s пропорційна поверхні ядра

$$S_N = 4\pi R^2 = 4\pi R_0^2 A^{2/3}$$

для сферичного ядра і рівна

$$E_s = a_s A^{2/3},$$

де a_s — константа, яка, в принципі, пропорційна a_v і товщині поверхневого шару. Енергія E_s домінує для легких ядер, у яких всі нуклони розміщені на поверхні.

Третій доданок враховує кулонівську енергію E_c взаємодії протонів. Ця взаємодія відштовхуюча. Якщо заряд ядра вважати рівномірно розподіленим по об'єму сфери, то в цьому випадку

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} = \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}}, \quad a_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_{0c}},$$

де в якості радіуса еквівалентної сфери взято вираз $R = R_{0C} A^{1/3}$ з величиною $R_{0C} \geq R_0$, $R_{0C} = 1,46 \text{ фм}$, враховує розмиття границь ядра із-за кулонівських сил.

Четвертий доданок в (2) називається *енергією симетрії* E_a , що виникає в силу принципу Паулі. Енергія E_a відображає прямування ядра зберігати приблизно однакове число протонів й нейтронів по мірі збільшення A , як у стабільних легких ядер.

Останній доданок в (2)

$$E_e = a_e \delta A^{-3/4}$$

зв'язаний з енергією спарювання. Він вводиться в формулу для енергії зв'язку ядра для того, щоб врахувати помічену в просторі особливу стійкість парно-парних ядер в порівнянні з непарно-непарних. Його фізична природа полягає в ефекті спарювання, який полягає в тому, що однакові нуклони утворюють пару в стані з нульовим відносним моментом.

§12 Модель ядерних оболонок.

Досліди показують, що найбільшою стабільністю і поширеністю в природі володіють ядра з числом протонів Z або нейтронів N , рівними

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.$$

Найбільш поширені ядра ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{60}_{28}\text{Ni}$, ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, ${}^{90}_{40}\text{Zr}$, ${}^{120}_{50}\text{Sn}$, ${}^{138}_{56}\text{Ba}$.

Числа (1) отримали назву магічних. Ядро, у якого N або Z дорівнює магічному числу, називається *магічним*. Якщо обидва числа N і Z магічні, то ядро називається *двічі магічним* (їх всього п'ять: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

В сонові моделі ядерних оболонок лежить припущення про те, що реальні сили, які діють між нуклонами, при початковому розгляді (тобто в першому наближенні) можна замінити загальним для всіх нуклонів полем ядерних сил.

Це поле описується потенціалом $U(r)$, усередненим по всьому розподілу ядерної речовини, тому називається середнім або самоузгодженим.

Хвильову функцію $\psi_a(\vec{r})$ можна зобразити у вигляді добутку

$$\psi_\alpha \equiv \psi_{n\ell j m_j} = R_{n\ell j}(r) y_{\ell \frac{1}{2} j m_j}(\theta, \varphi),$$

де спін-кутова функція

$$y_{\ell S j m_j} = \sum_{m+m_S=m_j} (\ell m S m_S / j m_j) Y_{\ell m}(\theta, \varphi) \chi_{S m_S}$$

є власною функцією стану, в якому повний момент кількості руху j та його проекція m_j мають визначені значення $Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$ — сферичні функції, $\chi_{S m_S}$ — спінова функція нуклона зі спіном $S = \frac{1}{2}$ і проекцією m_S , $(\ell m S m_S / j m_j)$ — коефіцієнти Клебна-Гордона, що визначають вагу станів з різними m і m_S в хвильовій функції нуклона ψ_α .

Радіальна хвильова функція $R_{n\ell j}(r)$ при наявності спін-орбітальної взаємодії задовольняє рівнянню

$$\frac{d^2}{dr^2} R_{n\ell j} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} R_{n\ell j} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E_{n\ell j} - V(r) - V_C(r) + \frac{a_{\ell j}}{r} \frac{dV(r)}{dr} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] R_{n\ell j} = 0,$$

де

$$a_{\ell j} = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \begin{cases} \ell & \text{при } j = \ell + \frac{1}{2} \\ -(\ell + 1) & \text{при } j = \ell - \frac{1}{2} \end{cases}.$$

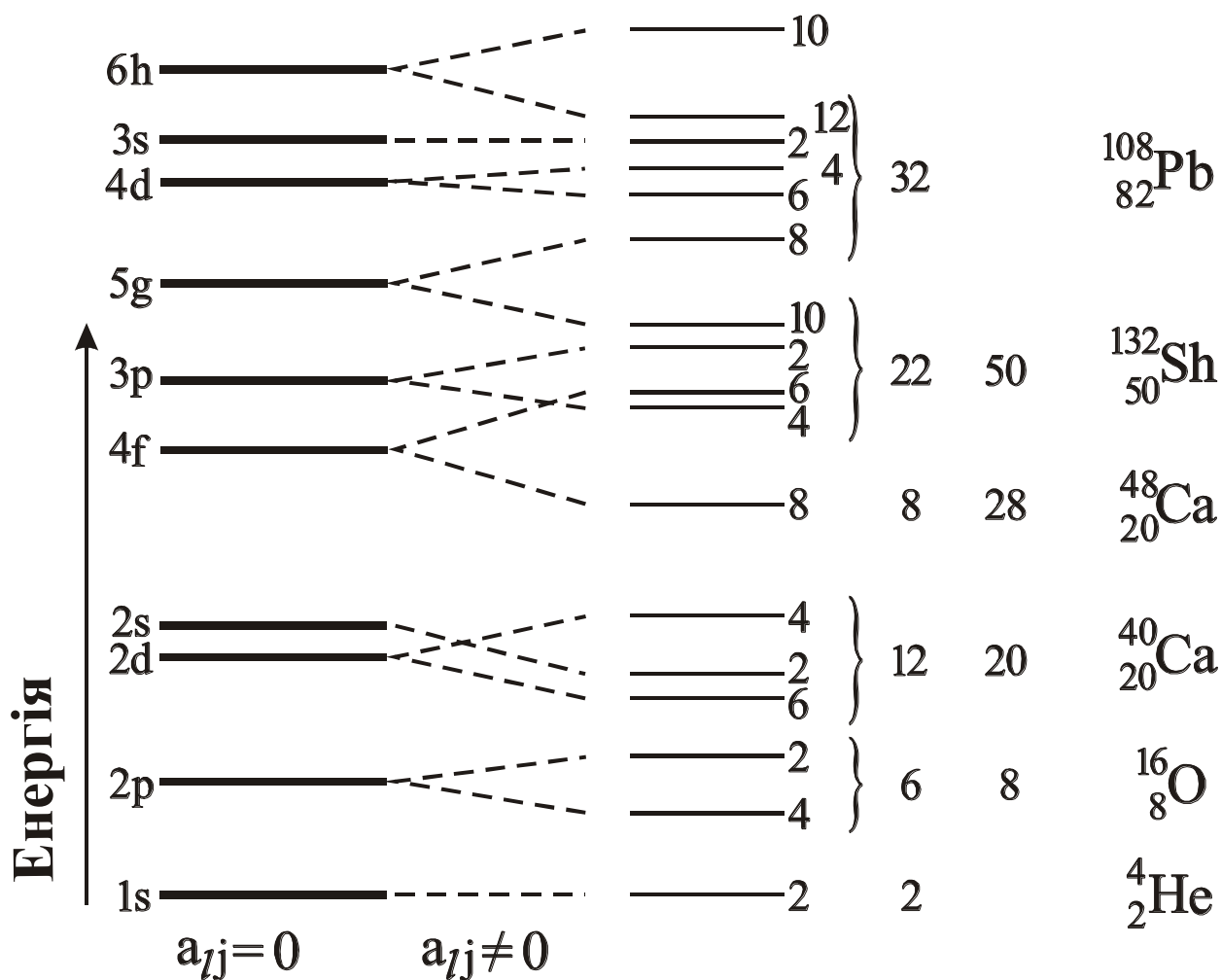
Рівні енергії нуклона $E_{n\ell j}$ залежать від трьох квантових чисел n , ℓ , j . Квантове число n рівне числу нулів радіальної хвильової функції $R_{n\ell j}(r)$ (без врахування нуля при $r=0$). Воно нумерує розміщення рівнів при одному і тому ж ℓ . $n = 1, 2, 3, \dots$. Чим більше n , тим вище лежить рівень.

Різні стани зазвичай позначаються з допомогою символу $n\ell j$, як в спектроскопії. Наприклад: запис $1S_{\frac{1}{2}}$, означає, що три нуклона знаходяться в

стані з $n = 1$, $\ell = 0$, $j = \frac{1}{2}$;

$2d_{\frac{5}{2}}$ — один нуклон знаходиться в стані $n = 2$, $\ell = 2$, $j = \frac{5}{2}$.

Сукупність близьких по енергії рівнів, розділених енергетичними інтервалами, що значно перевищують відстань між ними, в ядерній фізиці



прийнято називати оболонкою магічними, з точки зору моделі оболонок є ядра, в яких повністю заповнені або протонні, або нейтронні оболонки. Покажемо електричну схему одночастинкових рівнів нуклона.

Перша оболонка має 2 стани $1S_{\frac{1}{2}}$. На ній можуть розміститися два нуклони кожного сорту (нейтрон або протон) у відповідності з двома

можливими проекціями спіну $\pm \frac{1}{2}$. Всі протонні і нейтронні стани $1S_{\frac{1}{2}}$ заповнені в ядрі гелію ${}^4_2\text{He}$.

Друга оболонка має 4 стани $2p_{\frac{3}{2}}$ і 2 стани $2p_{\frac{1}{2}}$. На ній може розміститися 6 нуклонів одного сорту. Ця оболонка заповнюється повністю, якщо загальне число таких нуклонів (з врахуванням двох в $1S_{\frac{1}{2}}$ стані) дорівнює

8. нейтронна і протонна $2p$ -оболонка заповнена у ядрі кисню ${}^{16}_8\text{O}$.

Третя оболонка має 6 станів $3d_{\frac{5}{2}}$, 2 стани $2S_{\frac{1}{2}}$ і 4 стани $3d_{\frac{3}{2}}$. На ній може розміститися 12 нуклонів одного сорту. Ця оболонка заповнюється, коли загальне число таких нуклонів (з врахуванням 8 на другій оболонці) дорівнює 20. третя оболонка замкнута по протонах і нейтронах у ядра кальцію ${}^{40}_{20}\text{Ca}$.

Розділ 2. Радіоактивність і ядерні реакції.

§1 Закони радіоактивного розпаду.

Радіоактивністю називається явище самовільного перетворення шляхом розпаду одних атомних ядер в інші з випусканням однієї або декількох частинок. Ядра, що піддаються такому розпаду називаються *радіоактивними*, в протилежному випадку — *стабільними*. З відомих 1300 різновидів ядер, більш як 1000 з них радіоактивні.

Процес радіоактивного розпаду є екзотермічним

$$m_i c^2 = m_f c^2 + \sum m_s c^2 + Q, \quad (1)$$

де m_i, m_f, m_s — маси спокою вихідного ядра, кінцевого ядра і частинок, що вилетіли (сума береться по всім таким частинкам), Q — енергія, що виділяється при розпаді у формі кінетичної енергії продуктів розпаду ($Q > 0$).

Природною радіоактивністю називається самовільний розпад ядер, що існують в природних умовах (ізотопи урану ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$, торій ${}_{90}^{232}\text{Th}$, калій ${}_{19}^{40}\text{K}$ та інші).

Більшість радіоактивних ядер в природі не зустрічаються. Їх отримують штучно шляхом бомбардування стабільних ядер частинками. Радіоактивні ядра, отримані в результаті ядерних реакцій, називаються *штучними*.

До радіоактивних процесів відносять:

- 1) α -розпад;
- 2) β -розпад;
- 3) γ -випромінювання ядер;
- 4) спонтанний поділ ядер;
- 5) протонну радіоактивність.

Теорія радіоактивного розпаду (Резерфорд, Содді, 1902–1903) виходить з дослідного факту, що радіоактивність зображає собою статистичний процес.

Нехай N — число атомів, які в даний момент часу має зразок, dN — число атомів, що розпалися за інтервал часу від t до $t+dt$. Тоді ймовірність розпаду в одиницю часу рівна:

$$\lambda = -\frac{dN}{N} = \text{const.} \quad (2)$$

Стала λ називається *сталю розпаду*. Активністю зразка називають величину A

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (3)$$

Вона характеризує число розпадів, що відбуваються з ядрами зразка в 1с. Активність вимірюють в спеціальних одиницях — *кюри (Ки)* або *мілікюри (мКи)*:

$$\begin{aligned} 1\text{Ки} &= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ розн/с} \\ 1\text{мКи} &= 3,7 \cdot 10^7 \text{ розн/с} \end{aligned}$$

Формулу (2) можна переписати по-іншому. Якщо в нульовий момент часу $t = 0$ маємо N_0 атомів, то

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt,$$

тобто

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

Потенціюємо, остаточно отримаємо формулу

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4)$$

Формула (4) описує *основний закон радіоактивного розпаду*: число ядер, що не розпались спадає експоненціально з часом.

Періодом піврозпаду $T_{1/2}$ називається час, за який розпадається половина початкової кількості ядер:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad \text{або} \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}.$$

Звідси для періоду піврозпаду маємо наступну формулу

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (5)$$

Періоди піврозпаду відомих ядер знаходяться в межах $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ років.

Визначаючи середній час життя \bar{T} радіоактивного ядра як величину

$$\bar{T} = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN(t) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt, \quad (6)$$

використовуючи розпад згідно закону (4), легко знайти (інтегруючи за частинами)

$$\bar{T} = \frac{1}{\lambda}. \quad (7)$$

Середній час життя і період піврозпаду зв'язані співвідношеннями

$$\bar{T} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad \text{або} \quad T_{1/2} = 0,693 \bar{T}.$$

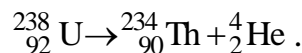
(8)

§2 Елементарна теорія α -розпаду.

Явище α -розпаду полягає в тому, що важке ядро самовільно розпадається з випусканням α -частинки — ядра гелію ${}^4_2\text{He}$. Схема розпаду має вигляд:



де X — материнське (вихідне) ядро, Y — дочірнє (утворене) ядро. Наприклад



α -розпад має наступні характерні особливості, знайдені емпірично.

1. α -розпад спостерігається у важких ядер. Загальне число таких ядер — більше 200. Для них $Z > 83$. Існує невелика група α -активних ядер в області $A = 140 - 160$.
2. Періоди піврозпадів α -активних ядер змінюється в широких межах:

$$T_{1/2}({}^{215}_{86}\text{Rn}) = 10^{-6} \text{ с}, \quad T_{1/2}({}^{204}_{82}\text{Pb}) = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ р.}$$

3. Енергії α -частинок, що вилітають, знаходяться у вузьких межах допустимих величин: 4–9МеВ для важких елементів і 2–4,5МеВ для рідко земельних.
4. Період піврозпаду залежить від енергії частинки, що вилетіла і виражається законом Гейгера–Неттола (1912)

$$\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (2)$$

де C, D — константи, які не залежать від A і слабо залежать від Z , E — енергія α -частинки, що вилетіла. Наприклад $Z = 84, C = -50,15, D = 128,8$.

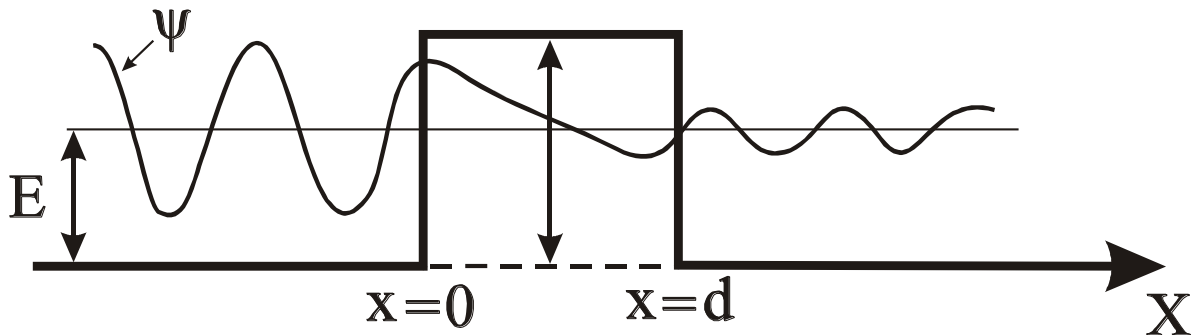
Якщо в результаті α -розпаду дочірнє ядро виявляється в збудженому стані, то за час τ , який рівний часу його життя ($\tau \sim 10^{-8} - 10^{-15}$ с), воно переходить в основний стан або в більш низький збуджений стан, випускаючи γ -фотон, енергія якого визначається відстанню між рівнями дочірнього ядра. Цим пояснюється чому α -розпад зазвичай супроводжується випромінюванням фотонів.

Енергія збудження дочірнього ядра може бути виділена шляхом випускання якої-небудь частинки (протона, нейтрона, електрона або α -частинки) або ж віддана безпосередньо одному з електронів K -, L - або M -оболонки атома. В цьому випадку спостерігається явище *внутрішньої конверсії* (вильоту електрона з атому), що супроводжується випусканням характеристичних рентгенівських променів.

Теорія α -розпаду базується на тунельному ефекті (Гамов, Кондон, 1928) — квантовий процес, в результаті якого α -частинка з повною енергією в середньому $E_\alpha \sim 6$ МеВ має відмінну від нуля ймовірність пройти через потенціальний бар'єр значно більшої висоти $V(R)$ (${}^{238}_{92}\text{U} : V(R) = 25$ МеВ для α -частинки з орбітальним моментом $\ell = 0$). В загальному випадку висота потенціального бар'єру $V(R)$ може бути оцінена за формулою

$$V(r) = \frac{2(z-2)\ell^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{m_\alpha r^2}. \quad (3)$$

Розглянемо задачу про проходження квантової частинки через потенціальний бар'єр прямокутної форми...



Нехай частинка здійснює одномірний рух вздовж осі x . Він описується рівнянням Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + [V(x) - E]\psi = 0, \quad (4)$$

$\psi(x)$ — хвильова функція частинки, E і m — її енергія та маса, $V(x)$ — потенціал.

Нехай

$$V(x) = \begin{cases} V, & 0 < x < d \\ 0, & x > d, x < 0 \end{cases} \quad (5)$$

Для подальшої вигоди виберемо початок відліку x у початку потенціального бар'єру. Частинка з енергією $E < V$ налітає на бар'єр зліва. Частина хвилі відображається від бар'єру, а частина проходить через нього і вільно рухається.

Тому розв'язок (4) з потенціалом (5) запишеться формулами

$$\psi(x) = \begin{cases} Ae^{ikx} + Be^{-ikx}, & k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E}, \quad x < 0 \\ Fe^{Hx} + Ge^{-Hx}, & H = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V - E)}, \quad 0 < x < d, \\ Ce^{ikx}, & x > d \end{cases} \quad (6)$$

де A, B, C — амплітуди падаючої, відбитої хвилі і хвилі, що пройшла через бар'єр, F і G — амплітуди хвилі в підбар'єрній області. Амплітуда A вважається відомою, B, C, F, G можна знайти з умови неперервності $\psi(x)$ і її похідної $\frac{d\psi}{dx}$ на границях бар'єру при $x = 0$ і $x = d$.

Проходження частинки через бар'єр характеризується коефіцієнтами проходження D і відображення R , які за означенням рівні відповідно

$$D = \left| \frac{C}{A} \right|^2, \quad R = \left| \frac{B}{A} \right|^2, \quad D + R = 1. \quad (7)$$

У випадку потенціального бар'єру (5)

$$D = \left[1 + \frac{V^2}{4E(V-E)} \operatorname{sh}^2 Hd \right]^{-1}$$

$$R = \frac{V^2}{4E(V-E)} \operatorname{sh}^2 Hd \left[1 + \frac{V^2}{4E(V-E)} \operatorname{sh}^2 Hd \right]^{-1}, \quad (8)$$

$$\text{де } \operatorname{sh} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}.$$

При α -розпаді ширина бар'єру значно перевищує хвильовий вектор H підбар'єрної області, $Hd \gg 1$. Тому

$$D = \frac{16}{V^2} (V-E) e^{-2Hd} \approx \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^d \sqrt{2m(V-E)} dx \right\}. \quad (9)$$

Зв'язок сталої розпаду λ з коефіцієнтом D (9) наближено задається формулою

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{R} D \approx \frac{0,693}{T_{1/2}}, \quad (10)$$

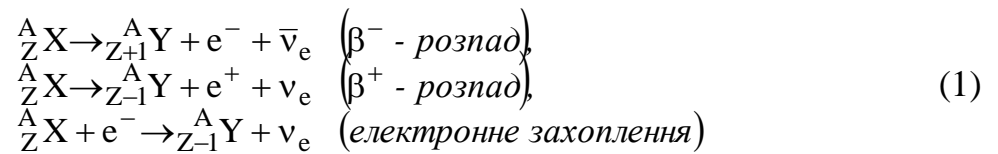
$$\lambda \approx \frac{v}{R} \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^d \sqrt{2m(V-E)} dx \right\},$$

де v — швидкість частинки в ядрі з радіусом R . З (10) випливає $(V \gg E)$ (2).

§3 β -розпад і закон збереження парності.

Явище β -розпаду полягає в тому, що ядро самовільно випускає електрон e^- і антинейтрино $\bar{\nu}_e$ або позитрон e^+ і нейтрино, при цьому перетворюється в

ядро з тим же масовим числом A , або поглинає один з електронів атомної оболонки, випускаючи нейтрино ν_e :



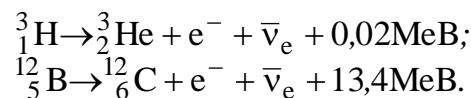
Максимальна енергія β -частинок рівна

$$\begin{aligned} E_{\beta^- \text{ max}} &= (M_i - M_f) c^2, \\ E_{\beta^+ \text{ max}} &= (M_i - M_f - 2m_e) c^2, \end{aligned} \quad (2)$$

де M_i і M_f — маси вихідного X і кінцевого Y ядер, m_e — маса електрона.

Розпад β^+ не може проходити, якщо $(M_i - M_f) < 2m_e$.

Енергія, яка виділяється при одному акті β -розпаду, змінюється досить в широких межах: від 0,02 МеВ для розпаду тритію ${}^3_1\text{H}$ до 13,4 МеВ для розпаду ізотопу бора ${}^{12}_5\text{B}$.



На відміну від α -частинок, які володіють визначеною енергією в процесах α -розпаду, спектр енергій β -частинок є неперервним і приймає значення від 0 до E_{max} , визначеного співвідношеннями (2).

Такий характер спектру пояснюється тим, що в процесах β -розпаду вилітають з ядра дві частинки ($e^-, \bar{\nu}_e$ або e^+, ν_e), між якими і перерозподіляється енергія, що виділяється. При дуже великій кількості розпадів однакових ядер проходить статистичне усереднення, яке має вигляд як на рисунку. Його називають *спектром електронів (позитронів) β -розпаду* або просто *β -спектр*. Якщо E — енергія β -частинки, то на долю нейтрино припадає енергія рівна $(E_{\text{max}} - E)$.

Із закону збереження енергії випливає, що форма β -спектру $N(E) \equiv \frac{dN}{dE}$

описується виразом

$$N(E) = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E + mc^2) (E_{\text{max}} - E)^2 F(Z, E), \quad (3)$$

де N_0 — повне число розпадів, dN — число розпадів з вильотом β -частинки з енергією від E до $E+dE$, m — маса β -частинки, V — коефіцієнт, що залежить від структури ядра, $F(Z,E)$ — функція, що враховує кулонівські ефекти. Функції $F(Z,E)$ відомі і подаються у вигляді таблиць. Якщо нехтувати кулонівськими ефектами, $F(Z,E)=1$. Спектр (3) називають *дозволеним*. Він спостерігається у ядер, в яких в результаті β -розпаду не змінюється конфігурація нуклонів в ядрі. Якщо спектр не описується формулою (3), то його називають *забороненим*. В цьому випадку він містить інформацію про вплив структури ядра на β -розпад. Єдиною величиною в (3), яка залежить від таких ефектів, є коефіцієнт V . Його можна обчислити за відомою величиною періоду піврозпаду $T_{1/2}$:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{N_0} \int dN = \frac{1}{N_0} \int_0^{E_{max}} N(e) dE = Vf(E_{max}, Z), \quad (4)$$

де $f(E_{max}, Z)$ — складна, але цілком визначена функція.

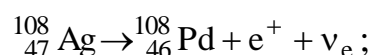
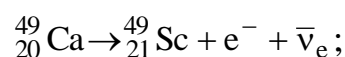
З (4) випливає, що V визначається співвідношенням:

$$V = \frac{\ln 2}{f \cdot T_{1/2}}, \quad (5)$$

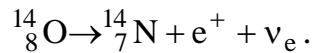
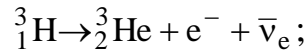
де $f \cdot T_{1/2}$ — характерна для даного β -активного ядра величина, що називається *зведеним періодом піврозпаду*.

Переходи, для яких $\lg\left(f \cdot T_{1/2}\right) \approx 5$ називають *нормально дозволеними*. При таких β -переходах проходить слабка перебудова шляхом зміни ізоспіна всього ядра при незмінних інших квантових чисел нуклона або шляхом переорієнтації спіна нуклона відносно орбітального моменту при β -розпаді. Переходи, у яких $\lg\left(f \cdot T_{1/2}\right) = 2,5 - 3,0$ називаються *наддозволеними*. При таких переходах, як правило, структура ядра не змінюється. Наприклад:

1) нормально дозволені β -переходи спостерігаються в розпадах

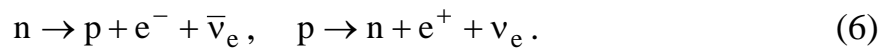


2) наддозволені β -переходи — в розпадах



Переходи, у яких $\lg(f \cdot T_{1/2}) \approx 9$ називають *забороненими першого порядку*, у яких $\lg(f \cdot T_{1/2}) \approx 15$ — *забороненими другого порядку* і у яких $\lg(f \cdot T_{1/2}) \approx 18$ — *забороненими третього порядку*.

β -розпад є внутрішньонуклонним процесом, тобто він відбувається в результаті β -переходів окремих нуклонів:



Згідно сучасних даних електрони (позитрони) і антинейтрино (нейтрино) не існують в ядрах. Вони утворюються безпосередньо перед процесом β -розпаду.

Стан квантової системи називається *парним*, якщо хвильова функція, що відповідає йому, не змінює свого знаку при зміні знаків всіх координат частинок системи (при інверсії) і *непарним* в протилежному випадку.

В квантовій механіці вводять оператор просторової інверсії і позначають \hat{P} :

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-r) = p\psi(r).$$

Збереження знаку хвильової функції при просторовій інверсії може також характеризуватись позитивною парністю $p(p=+1)$. Якщо при зміні знаків координат хвильової функції вона змінює свій знак на протилежний, то парність вважаємо негативною ($p=-1$). Поняття парності стану і хвильової функції зв'язані із симетрією простору, тобто рівноправністю в ньому правого і лівого напрямку, верху і низу і т.д.

З властивостей рівняння Шредінгера випливає, що якщо зберігається сталою енергія частинки (або системи частинок), то зберігається і її парність (закон збереження парності). Системі частинок до β -розпаду і після β -розпаду

повинні відповідати хвильові функції однакової парності (ядро — до розпаду; ядро, β -частинка і (анти) нейтрино — після розпаду).

§4 γ -випромінювання.

γ -випромінюванням називається жорстке електромагнітне випромінювання, енергія якого звільнюється при переходах ядер із збудженого в основний або менш збуджений стан, а також при ядерних реакціях. Збуджені ядра позначаються зірочкою праворуч ($^{87}_{38}\text{Sr}^*$).

В першому випадку енергія γ -квантів дорівнює різниці енергій кінцевого і початкового рівнів ядра. При кожному переході ядро випромінює один γ -квант. У зв'язку з дискретністю енергетичних рівнів ядра γ -випромінювання має лінійчатий спектр.

Поряд із радіаційним переходом ядра, при якому випромінюється γ -квант, існує безвипромінювальний процес, що називається *внутрішньою конверсією γ -випромінювання* і спостерігається при енергіях переходу, менших ніж 0,2–0,5 МеВ. В цьому процесі енергія, що звільняється при ядерному переході, передається без посередництва γ -кванта одному з атомних електронів, викликаючи іонізацію атома. Внутрішню конверсію формально (для полегшення розрахунків) розділяють на дві стадії: на першій стадії ядро уявно випромінює γ -квант, який на другій стадії поглинається електроном і передає йому свою енергію (конвертує).

Більшість ядер має дуже короткі періоди піврозпаду відносно γ -розпаду, але деякі з них можуть знаходитись в збудженому стані декілька годин. Довго живучі збуджені стани ядер називаються *ізомерами* тих же ядер, які знаходяться в основному стані. Так, збуджене ядро $^{87}_{38}\text{Sr}^*$ з $T_{1/2} = 2,8$ год є ізомером $^{87}_{38}\text{Sr}$.

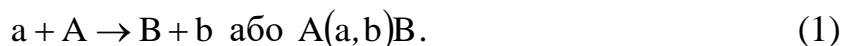
Розділ 3. Ядерні реакції.

Ядерні реакції, як і хімічні реакції, не лише являються джерелом інформації, але й дають можливість практично використовувати одержану інформацію. Наші основні відомості про ядра були отримані при вивченні їх взаємодії з іншими ядрами, при бомбардуванні їх електронами і нейтронами, а реакції поділу і синтезу відкрили доступ до величезного резервуару ядерної енергії.

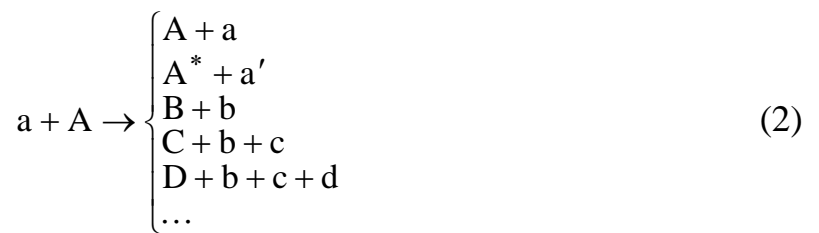
§1 Ядерні реакції. Типи ядерних реакцій.

Ядерними реакціями називають різні процеси, в результаті яких змінюється внутрішній стан ядерних частинок або ж проходять їх взаємні перетворення. Під ядерними частинками розуміють атомні ядра і окремі частинки (нуклони, мезони та ін.). ядерні реакції проходять також при зіткненні електронів і фононів з ядрами. Експериментально ядерні реакції здійснюються в результаті опромінення мішеней з різних речовин пучками частинок або ж шляхом зіткнення частинок, що рухаються назустріч одна одній.

Найбільш поширеними являються реакції, при яких зіштовхуються дві ядерні частинки. Для ядерних реакцій *бінарного типу*, коли і в кінцевому стані утворюються дві частинки, прийнято позначення

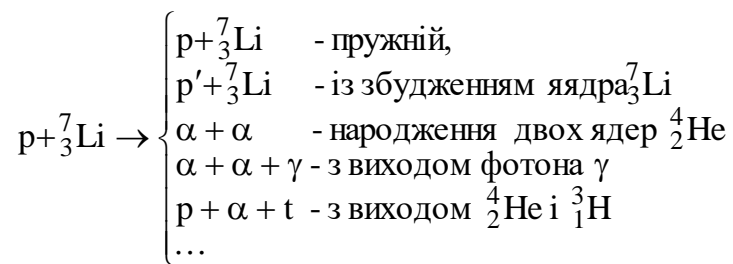


Такий запис означає, що ядерна частинка a стикається із ядерною частинкою A , в результаті чого утворюються нові частинки B і b . В загальному випадку зіткнення частинок a і A може супроводжуватись цілою сукупністю реакцій



Процес $A(a,a)A$, при якому внутрішнє розсіяння частинок A і a не змінюється, називають *пружним розсіянням*. Всі решта процеси в (2) є *непружні розсіяння*. При цьому реакція $A(a,a')A^*$ проходить із збудженням частинки A і зміною за рахунок цього кінетичної енергії частинки a . В інших непружних процесах (2) спостерігається перерозподіл частинок і появи нових.

Початкові і кінцеві стани в реакціях характеризують заданням сорту частинок і набору квантових чисел, що визначають їх внутрішній стан і енергію відносного руху. Сукупність всіх таких характеристик називають *каналами реакції* і позначають α , β , γ і т.д. канали реакції характеризуються різними початковими і кінцевими станами. Про частинки a і A до зіткнення говорять як про *вхідний* канал. Тоді результат зіткнення відповідає *вихідному* каналу. Наприклад, при зіткненні протона з ядром ${}^7_3\text{Li}$ можливі наступні вихідні канали:



При зіткненні частинок з ядрами ядерні процеси можна класифікувати по типу реакції:

- а) Реакції під дією нейтронів;
- б) Реакції під дією заряджених частинок (протонів, дейтронів, α -частинок, космічні промені);
- с) Реакції під дією γ -квантів.

§2 Статистичний розгляд ядерних реакцій.

Більша частина наших знань про атомні ядра і їх взаємодіях отримана з експериментів, в яких бомбардуючи частинки великої енергії стикаються з ядрами. Аналіз цих зіткнень суттєво спрощується, якщо використовувати систему координат, в якій рухається центр мас частинок, що стикаються, а не звичайну нерухому лабораторну систему координат.

Обмежимося випадком, коли частинка з масою m_1 рухається в

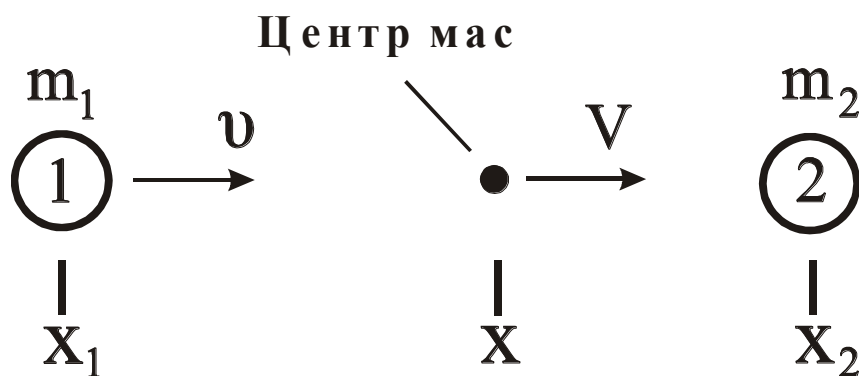


Рис. 1 Рух в лабораторній системі координат до зіткнення.

напрямку $+x$ зі швидкістю v ($v \ll c$) і налітає на частинку з масою m_2 , що знаходиться в стані спокою (див. рис.1).

Якщо x_1 і x_2 — координати частинок 1

і 2 відповідно, то положення x центра мас двох частинок визначається рівнянням

$$(m_1 + m_2)x = m_1x_1 + m_2x_2. \quad (1)$$

Продиференціюємо це рівняння по часу

$$(m_1 + m_2)\frac{dx}{dt} = m_1\frac{dx_1}{dt} + m_2\frac{dx_2}{dt}. \quad (2)$$

Похідні мас відсутні, так як розглядаємо лише нерелятивістські швидкості. В нашому випадку

$$\frac{dx_1}{dt} = v \quad \frac{dx_2}{dt} = 0 \quad \frac{dx}{dt} = V \quad (3)$$

Тепер рівняння (2) приймає вигляд

$$(m_1 + m_2)V = m_1v$$

і швидкість центра мас

$$V = \frac{m_1}{m_2 + m_1} v. \quad (4)$$

Центр мас рухається в напрямку v , але зі швидкістю в $\frac{m_1}{m_2 + m_1}$ раз меншою.

Розглянемо дві частинки з точки зору спостерігача, який знаходиться в центрі мас і рухається з ним (рис.2).

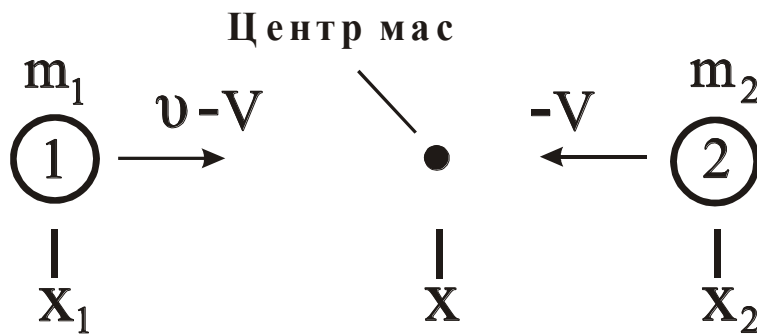


Рис. 2 Рух в системі центра мас до зіткнення.

Цьому спостерігачу здається, що частинка 1 наближається до нього зліва із швидкістю $v-V$ відносно нього, а частинка 2 наближається до нього справа зі швидкістю $-V$. В

системі центра мас сумарний імпульс частинок рівний

$$m_1(v - V) + m_2 V = m_1 v - m_1 \frac{m_1}{m_1 + m_2} v - m_2 \frac{m_1}{m_1 + m_2} v = 0.$$

Якщо сумарний імпульс до зіткнення дорівнює 0, то він повинен бути рівний 0 і після зіткнення. Загальна кінетична енергія T' в системі центра мас також буде не такою, як в лабораторній системі. В системі центра мас

$$T' = m_1 \frac{(v - V)^2}{2} + m_2 \frac{V^2}{2} = \frac{m_1 v^2}{2} - \frac{m_1 + m_2}{2} V^2,$$

в лабораторній системі повна кінетична енергія T рівна

$$T = \frac{m_1 v^2}{2}$$

звідси

$$T' = T - \frac{m_1 + m_2}{2} V^2. \quad (5)$$

T' можна розглядати як кінетичну енергію відносного руху частинок. Причому

$$\frac{T'}{T} = \frac{m_2}{m_1 + m_2}. \quad (6)$$

При пружному зіткненні частинок не відбувається втрата кінетичної енергії, між ними може відбутись перерозподіл кінетичної енергії.

Частинки після зіткнення повинні і системі центра мас розлетітись точно в протилежних напрямках так, щоб виконувалось співвідношення

$$m_1 v'_1 = m_2 v'_2, \quad (7)$$

де v'_1 , v'_2 — швидкості частинок після співудару.

Згідно закону збереження кінетичної енергії повинно виконуватись співвідношення

$$m_1 \frac{(v - V)^2}{2} + m_2 \frac{V^2}{2} = m_1 \frac{v'^2_1}{2} + m_2 \frac{v'^2_2}{2}. \quad (8)$$

Єдиний розв'язок, який задовольняє обидва рівняння (7) і (8) є

$$\begin{aligned} v'_1 &= v - V \\ v'_2 &= V \end{aligned} \quad (9)$$

Частинки після зіткнення розлітаються від центра мас з тими ж швидкостями, з якими вони наближались до нього до зіткнення.

Максимальне зменшення кінетичної енергії при зіткненні дорівнює T' — повній кінетичній енергії в системі центра мас, яка зв'язана з повною кінетичною енергією в лабораторній системі

$$T' = \frac{m_2}{m_1 + m_2} T. \quad (10)$$

§3 Ефективні перерізи взаємодії.

Взаємодію бомбардуючої частинки з частинкою-мішенню вигідно розглядати, використовуючи поняття *перерізу взаємодії*. Вводячи це поняття, розглядаємо кожну частинку-ціль у вигляді деякої площадки, яку назвемо перерізом, по відношенню до падаючої частинки (див. рис1).

Чим більший переріз, тим більша ймовірність взаємодії. Переріз взаємодії частинки-цілі залежить від характеру процесу, що розглядаємо і від енергії частинки, що налітає.

Припустимо, що маємо пластину з деякої речовини, площа якої A , а товщина — dx (рис.2).

Нехай речовина містить n атомів на одиницю об'єму, то повне число ядер в пластині рівне nA . Переріз кожного ядра конкретної взаємодії дорівнює σ , тому загальний переріз всіх ядер пластини рівний $nAdx\sigma$. Якщо маємо

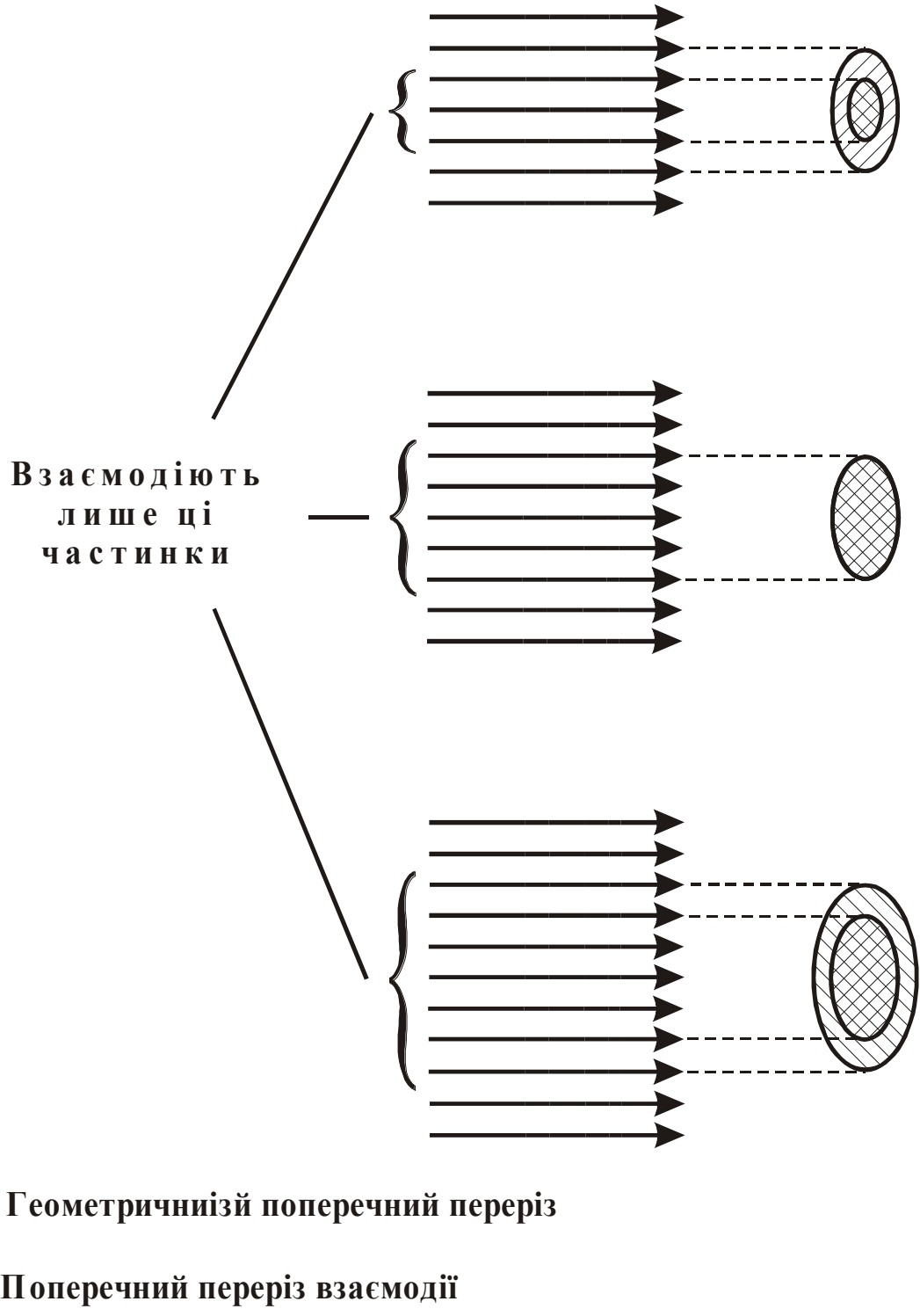


Рис. 1 Поняття поперечного перерізу. Поперечний переріз взаємодії може бути більший, рівний або менший геометричного поперечного перерізу.

N частинок, що налітають, то число dN частинок, що провзаємодіяли, визначаємо наступним чином:

$$\frac{\text{число частинок, що провзаємодіють}}{\text{число частинок, що налітають}} = \frac{\text{загальний поперечний переріз}}{\text{площа цілі}};$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{nA\sigma dx}{A} = n\sigma dx. \quad (1)$$

Рівняння (1) справедливе лише для нескінченно тонкої пластини. В рівнянні (1) необхідно ввести знак “мінус”, так як число частинок, що провзаємодіяли, зменшується

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dx. \quad (2)$$

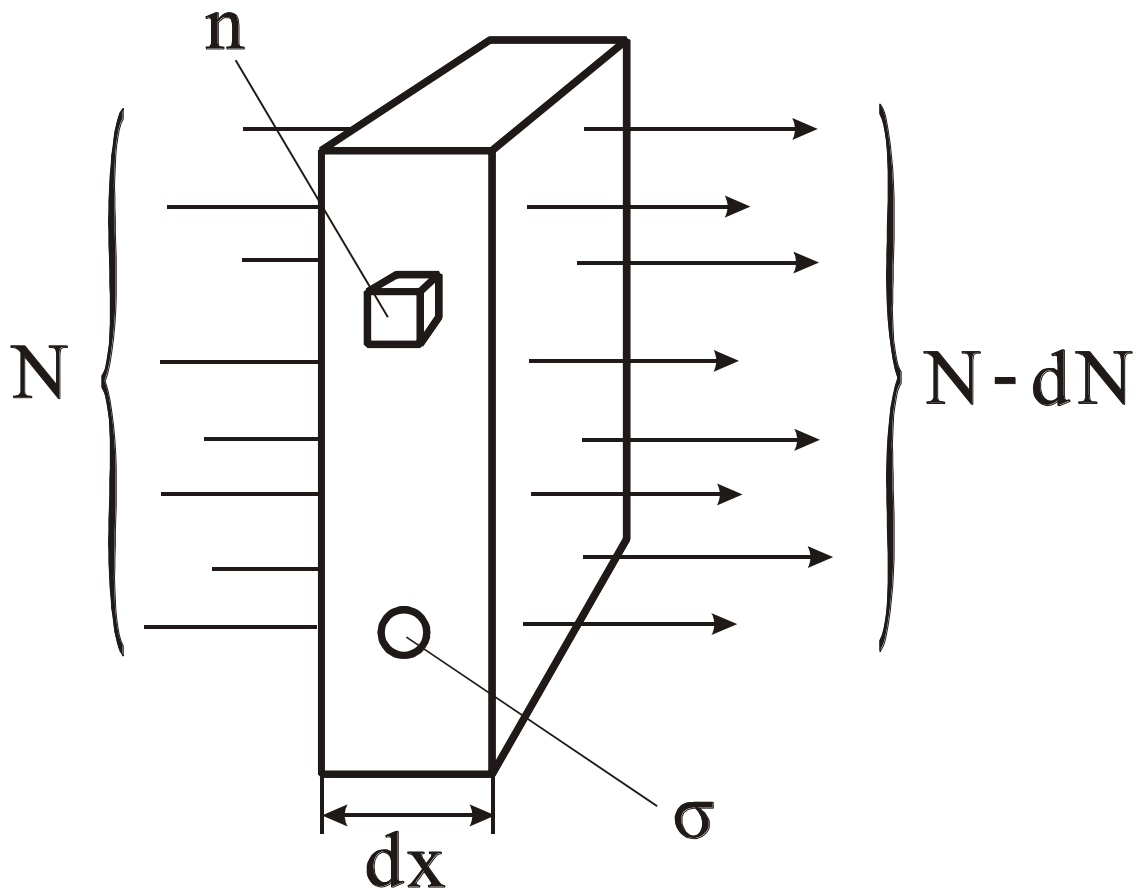


Рис. 2

Вважаємо, що початкове число частинок, які налітають, рівне N_0 . щоб знайти долю частинок, що налітають, провзаємодіяли з ядрами платини скінченної товщини, про інтегруємо $\frac{dN}{N}$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_0^x dx. \quad (3)$$

Звідси легко отримаємо

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (4)$$

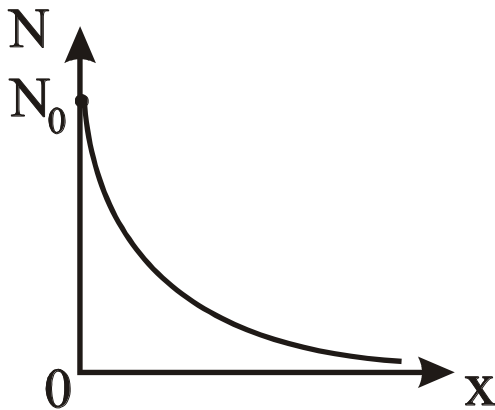


Рис. 3

$$\alpha = n\sigma.$$

Графічно залежність (4) має вигляд (див. рис.3).

Число частинок, які відчули взаємодію в пластині, рівне, очевидно

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-n\sigma x}). \quad (5)$$

Величина $n\sigma$ називається *коефіцієнтом поглинання*

$$(6)$$

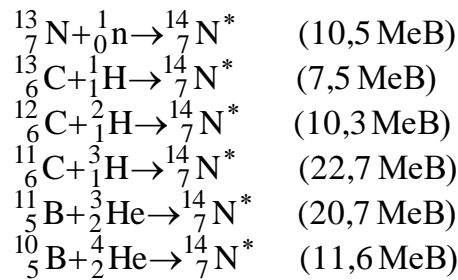
Чим більший коефіцієнт поглинання α , тим більш ефективно матеріал цілі послаблює пучок падаючих частинок. Переріз взаємодії виражають в м^2 , але практично вигідніше користуватись позасистемною одиницею:

$$1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2.$$

§4 Складені ядра. Аналіз процесу утворення і розпаду складного ядра на основі краплинної моделі ядра.

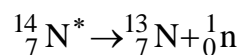
Багато ядерних реакцій протікають фактично в дві окремі стадії. Спочатку частинка попадає в ядро-ціль і, об'єднуючись з ним, утворює нове ядро, яке називають *складеним* або *проміжним*. Атомний номер і масове число цього ядра рівні відповідно сумі атомних номерів і масових чисел початкової частинки і ядра цілі. Складене ядро “не пам’ятає”, як воно утворилось, так як нуклони перемішуються в ядрі незалежно від їх походження, а енергія, яку принесла частинка, розподіляється між всіма нуклонами. Отже, складене ядро

може утворюватись різними шляхами. Наприклад, наведемо ядерні реакції, які приводять до утворення складеного ядра $^{14}_7\text{N}^*$:

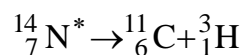


Наведені в дужках енергії збудження обчислені, виходячи з мас частинок, які приймають участь в реакціях. Ядра $^{13}_7\text{N}$ і $^{11}_6\text{C}$ є β -радіоактивними і їх періоди піврозпаду настільки малі, що не дозволяють вивчити реакції з їх участю. Хоча немає сумніву, що такі реакції можуть проходити. Періоди піврозпаду складених ядер настільки малі ($\sim 10^{-16}$ с), що виключається можливість прямого експериментального спостереження цих ядер, в цей же час вони достатньо великі в порівнянні з часом 10^{-21} с, який необхідний для того, щоб заряджена частинка з енергією в декілька MeV встигла пройти через ядро.

Дане складене ядро може розпадатись одним або декількома різними способами, в залежності від енергії збудження ядра. Наприклад, ядро $^{14}_7\text{N}^*$ з енергією збудження 12 MeV розпадається



та інші, але не може розпастись



так як у нього бракує енергії.

З допомогою краплинної моделі ядра можна дати цікаву інтерпретацію утворення і розпаду складеного ядра.

З точки зору цієї моделі, збуджене ядро аналогічне каплі гарячої рідини, в якій енергія зв'язку випущених частинок відповідає теплоті випаровування молекул рідини. Охолодження такої рідкої каплі буде проходити шляхом випаровування однієї або більшого числа молекул. Причому процес випаровування проходить тоді, коли в результаті статистичних флуктуацій

розподілу енергії всередині рідкої краплі одна з молекул отримає кількість енергії, достатню для того, щоб могла вилетіти з краплі. Точно так само і складене ядро знаходиться в збудженому стані до тих пір, поки в який-небудь момент один нуклон або група нуклонів не отримає достатньої долі енергії, щоб покинути ядро.

§5 Аналіз процесу поділу на основі краплинної моделі ядра.

Другим типом ядерних реакцій, які можна вивчати за допомогою краплинної моделі, є процес *поділу*. При поділі важке ядро ($A > \sim 230$) розщеплюється на два більш легких. Якщо рідку краплину збудити відповідним

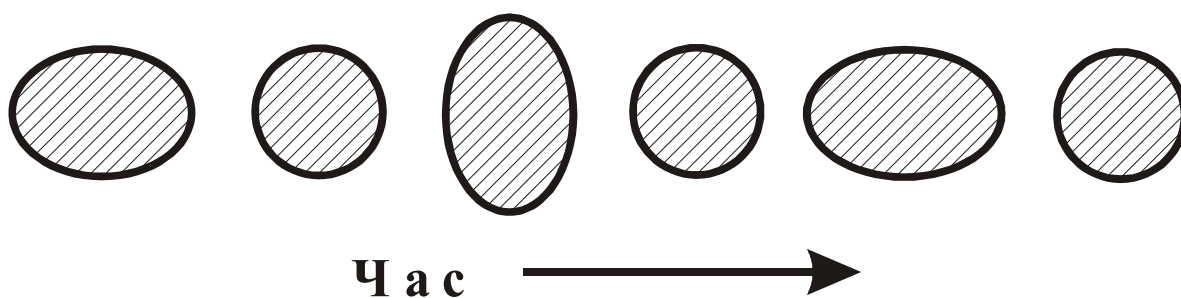


Рис. 1 Коливання рідкої краплини.

чином, вона почне коливатись. Приклад одного з можливих видів таких коливань показано на рис.1.

Сила поверхневого натягу намагається надати краплині сферичну форму, але через інерцію рухомих молекул краплина “проскакує” сферичну форму і починає приймати іншу крайню форму деформації.

Якщо вважати, що в ядрах існують сили поверхневого натягу, то в збудженому стані ядра, подібно краплині рідини, будуть також деформуватися під дією сил, зумовлених електростатичним відштовхуванням протонів. При деформації сферичного ядра короткодійчі сили поверхневого натягу повинні бути більшими далеко діючих сил відштовхування та інерції, пов’язаних з рухом ядерної речовини. Якщо степінь деформації невелика, то дана умова

виконується і ядро буде коливатися до тих пір, поки не загубить енергію збудження в результаті γ -розпаду. Якщо ж степiнь деформації достатньо велика, то сил поверхневого натягу виявляється недостатньо, щоб знову



Рис. 2 Поділ ядра з точки зору краплинної моделі.

наблизити групи протонів, які далеко розійшлися, і ядро розвалиться на дві частини. Схематично такий процес показано на рис.2.

Нові ядра, які утворюються в результаті поділу, називають *уламками поділу*. Зазвичай уламки поділу мають різні маси (рис.3), а оскільки у важких ядрах відношення числа нейтронів до числа протонів більше, ніж у легких, то в них маємо надлишок нейтронів.

Для зменшення цього надлишку відразу ж після утворення уламків проходить випускання двох або трьох нейтронів, а наступні β -розпади доводять співвідношення числа нейтронів до числа протонів в уламках до стабільних значень.

Важкі ядра поділяються, коли отримують ззовні енергію збудження (близько 5 MeV), достатню для того, щоб викликати сильні коливання. Наприклад для ${}_{92}^{235}\text{U}$ достатньо поглинути додатковий нейтрон, щоб він розвалився на два уламки. Поділ інших ядер (наприклад ${}_{92}^{238}\text{U}$, який складає 99,3% природного урану) вимагає енергії збудження, яка перевищує енергію зв'язку, що виділяється при поглинанні додаткового нейтрона. Такі ядра поділяються лише під дією швидких нейтронів, кінетична енергія яких >1 MeV.

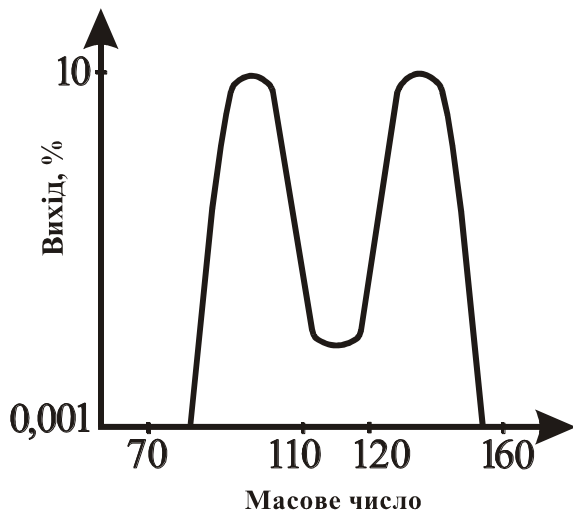


Рис. 3 Розподіл масових чисел уламків при поділі.

Найбільш цікавою властивістю ядерного поділу є величина енергії, яка виділяється при цьому. Цю енергію легко обчислити. У важких ядер з масовим числом біля 240 енергія зв'язку складає близько 7,6 МеВ/нуклон, а у уламків поділу з масовими числами біля 120 ця величина рівна 8,5 МеВ/нуклон. Таким чином при поділі виділяється 0,9 МеВ/нуклон — більше 200 МеВ при 240 нуклонах, що приймають участь в

поділі.

У звичайних хімічних реакціях, які проходять, наприклад, при згоранні вугілля і нафти, виділяється декілька електронвольт на одну реакцію. Навіть в ядерних реакціях (відмінних від поділу) виділяється не більше декількох МеВ. При поділі більша частина енергії виділяється у вигляді кінетичної енергії уламків. На долю нейтронів, β - і γ -променів, а також нейтрино, що випускається при поділі, пропадає біля 20% всієї енергії, що виділяється.

Розділ 4. Елементарні частинки.

§1 Стабільність елементарних частинок.

В сучасній фізиці під *елементарними частинками* розуміють велику групу дрібних матеріальних частинок, в яку не входять складні утворення як атоми і атомні ядра.

Згідно наявних даних *абсолютно стабільними* є лише дев'ять частинок: фотон (γ), протон (p), антипротон (\bar{p}), електрон (e^-), позитрон (e^+), електронне (ν_e) і мюонне (ν_μ) нейтрино, а також їх античастинки ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$). Всі решта частинок самовільно розпадаються з різними періодами

піврозпаду $T_{1/2} \sim 10^3 - 10^{23}$ с. Найбільш довго живучим з нестабільних частинок є нейтрон з $T_{1/2} \sim 15$ хв. Час життя резонансів має порядок характерного ядерного часу, $T_{1/2} \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с.

Резонанси зображають собою стани частинок, які розпадаються. Їхні енергії E не мають точного значення і містять малу уявну добавку, $E = E_0 - \frac{i}{2}\Gamma$,

яку вводять для опису розпаду стану. Густина ймовірності

$$R(E) = \frac{\left(\frac{1}{2}\Gamma\right)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma\right)^2}$$

знайти енергію $E = \hbar\omega$ в резонансі описується

резонансною кривою Брегга–Вігнера, де $E_0 = \hbar\omega_0$, згідно якої спектральна лінія характеризується її шириною $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$, де τ — час життя резонансу.

Резонанси спостерігаються лише у адронів — частинок, які підкоряються сильній взаємодії. Згідно наявних даних адрони мають структуру. Резонанси є їх збудженими станами і подібно атомних і ядерних систем утворюють квазідискретний спектр.

Можливість народження і знищення частинок в процесах їх зіткнення і самовільного розпаду є однією з головних властивостей елементарних частинок. Теорія елементарних частинок є релятивістською, оскільки всі основні явища можуть бути описані лише в рамках спеціальної теорії відносності.

В науковій літературі замість терміну “елементарні частинки” частіше використовують термін “суб’ядерні частинки” або просто “частинки”.

Головною задачею фізики частинок є вивчення закономірностей взаємних перетворень суб’ядерних частинок, особливостей їх взаємодії і побудова на цій основі послідовної картини мікросвіту в області простору з лінійними розмірами, меншими ядерних.

§2 Характеристики частинок.

Основні характеристики частинок:

- 1) маса m ;
- 2) спіні J ;
- 3) електричний заряд Q ;
- 4) баріонний заряд B ;
- 5) лептонні заряди L_e, L_β, L_τ ;
- 6) дивність S ;
- 7) чарівність (шарм) C ;
- 8) краса B' ;
- 9) ізотопічний спіні I ;
- 10) час життя τ (ширина $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$);
- 11) магнітний момент μ ;
- 12) парності — просторова P , зарядова C , комбінована CP , G — парність, часове відображення.

Маса і спіні частинки характеризують її інертні і гравітаційні властивості. Маса визначає запас енергії в частинці і за означенням є позитивно визначеною величиною, $m \geq 0$. Спіні визначає статистичні властивості частинки і приймає цілі (у бозонів) і півцілі (у ферміонів) значення.

Баріонний B , лептонні L_e, L_β, L_τ заряди, а також такі квантові числа, як *дивність S , чарівність C , краса B'* приймають цілі, відмінні від нуля значення лише для визначеної групи частинок. Вони вводяться в теорію напівфеноменологічним шляхом для пояснення закономірностей, які спостерігаються на дослідах. Емпірично встановлено що для них справедливі закони збереження. Так, наприклад, *баріонний заряд* — квантове число B , яке у

баріонів дорівнює $+1$, у антибаріонів -1 , а у інших частинок 0 . Всі процеси з участю баріонів відбуваються так, що результуючий баріонний заряд системи зберігається. Закон збереження баріонного заряду пояснюється стабільністю ядерної матерії.

Закон збереження баріонного заряду виражає глибокі властивості мікросвіту. Він визначає можливий хід реакцій із сильними взаємодіями. Так, за цим законом, протон не може перетворитися в позитрон і фотон, хоча таке перетворення і не суперечило б закону збереження електричного заряду і т.д. Із закону випливає висновок, що антибаріон може народжуватись лише в парі з баріоном.

Ізотопічний спі́н I відображає властивість зарядової незалежності сильних взаємодій і дозволяє об'єднувати адрони, які мають приблизно рівні маси та інші однакові характеристики, але різні електричні заряди, в групи частинок — мультиплети, які ведуть себе однаково в адронних процесах. *Ізотопічний спі́н* — квантове число, яке визначає кількість адронів в одному зарядовому мультиплеті. Поняття ізотопічного спіну ввів у квантову механіку В.Гейзенберг. Існують групи адронів, в яких частинки при значній подібності своїх характеристик (спін, маса, парність і ін.) відрізняються електричним зарядом. Одну групу становлять протон p і нейтрон, другу піони (π^+ , π^0 , π^-), ще одну утворюють сигма-гіперони (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-) і т.д. У наведених мультиплетах ізотопічний спі́н має такі значення: нуклони $\frac{1}{2}$, піони 1 , сигма-гіперони -1 .

Ізотопічний спі́н античастинки протилежний за знаком ізотопічному спі́ну частинки. Число зарядових станів в одному мультиплеті дорівнює $2J+1$. зарядова незалежність у сильних взаємодіях навела на думку, що частинки зарядового мультиплету — це одна частинка в різних її станах. Ці стани й описує проекція ізотопічного спі́ну на певний напрям Z в уявному просторі ізоспінів. Наприклад, протон і нейтрон — це два різні стани єдиної частинки “нуклон” з різними “проекціями” $J_Z = \pm \frac{1}{2}$ ізотопічного спі́ну. Поняття

ізотопічного спіну відіграло важливу роль у систематиці елементарних частинок і привело до поняття дивності.

Дивні частинки — група елементарних частинок, до якої входять гіперони та каони. Тому назву вони дістали через невідповідність між малою ймовірністю їх розпаду (тривалий час існування) і великою ймовірністю народження. Дивні частинки народжуються при сильних взаємодіях, а розпадаються — при слабких. Дивні частинки народжуються парами. Згадані властивості зобов'язують введення додаткове квантове число — дивність S , яке приписується елементарним частинкам.

частинка	k^+	k^-	p	n	\tilde{k}^0	Λ^0	Σ	Ξ	k^0	π
дивність	+1	-1	0	0	-1	-1	-1	-2	+1	0

Значення дивності S задовольняє умову Гелл–Манна–Німіджа

$$S = 2(Q - J) - B$$

де Q — електричний заряд; J — ізотопічний спін; B — баріонний заряд.

Квантові числа парності P , C , G , T зв'язані із симетрією протікання фізичних процесів, а отже і рівнянь руху квантової теорії, по відношенню до різних операцій відображення. Цим операціям відповідають дискретні перетворення хвильових функцій частинок.

Операції \hat{P} відповідає фізична величина, яку називають *P -парністю*, *просторовою парністю* або просто *парністю*. Ця операція полягає в заміні знаків імпульсів частинок. По відношенню до неї симетричні сильні і електромагнітні взаємодії, але несиметричні слабкі.

Операція \hat{C} називається зарядовим спряженням. Вона полягає в зміні знаків всіх без винятку зарядів

$$\hat{C}|B, Q, S, L\rangle = |-B, -Q, -S, -L\rangle,$$

$$\hat{C}^2 = 1,$$

де через $|\dots\rangle$ позначений вектор стану частинки з відповідними зарядами.

Операції \hat{G} відповідає фізична величина, яка називається G -парністю. Вона складається із зарядового спряження C і повороту на 180° навколо осі Y в ізотопічному просторі. Операція \hat{G} не змінює електричний заряд і дозволяє приписувати визначену G -парність адронам, які мають деякий електричний заряд. G -парність зберігається лише в сильних взаємодіях.

Операція \hat{T} називається часовим відображенням. Вона полягає в зміні знаків всіх імпульсів і моментів кількості руху на протилежні, заміні вектора стану на комплексно спряжений. Симетрія операції \hat{T} не веде до закону збереження якої-небудь парності, але проявляється в принципі детальної рівноваги.

Операція \hat{CPT} полягає в зміні знаків моментів кількості руху і зарядів. Імпульси при цій операції не змінюються. Згідно *CPT-теорема Модерса-Паулі*, симетрія відносно операції \hat{CPT} існує в будь-яких взаємодіях. Ця теорема строго доведена в квантовій теорії поля.

На практиці замість дивності S використовують гіперзаряд Y , який визначається співвідношенням

$$Y = B + S.$$

§2 Класифікація частинок.

Частинки поділяються на наступні класи.

1. *Калібровочні (векторні) бозони.* В цей клас частинок входять частинки, які переносять взаємодію: фотон γ і проміжні векторні бозони W^\pm, Z^0 . Фотони зображають собою кванти електромагнітного поля. Вони приймають участь в електромагнітних взаємодіях, але не володіють сильною та слабкою взаємодією. Проміжні векторні бозони зображають собою кванти — носії слабкої взаємодії. Квантові числа калібровочних бозонів: $J = 1, Q = 0$ для $\gamma; Z^0$; $Q = +1$ для W^+ ; $Q = -1$ для W^- . Фотон має від'ємну парність P . Парності

W^\pm, Z^0 експериментально не виміряні. Всі решта квантові числа мають нульові значення: $B=L=S=C=T=0$.

2. *Лептони.* В цей клас частинок включають частинки, які не приймають участь в сильній взаємодії. Це частинки $e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$ і відповідні їм античастинки $e^+, \bar{\nu}_e, \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \tau^+, \bar{\nu}_\tau$. Спін лептонів $J = \frac{1}{2}$ — вони ферміони.

Лептони e^-, μ^-, τ^- мають електричний заряд $Q = -1$, а e^+, μ^+, τ^+ — заряд $Q = +1$.

Кожному зарядженому лептону відповідає нейтральна частинка — нейтрино (електронне, мюонне, тау). Маса нейтрино дуже мала і в деяких теоріях приймається рівною нулю. Питання про кількість типів нейтрино N_ν в природі поки що не виявлене. Згідно оцінок $N_\nu < 6$, тобто це число не може бути як завгодно велике. Лептонам приписують так званий лептонний заряд L , який рівний $+1$ для $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ і -1 для їх античастинок. Введення цього заряду ґрунтується на закономірності, згідно якої у всіх процесах, які проходять в замкнутій системі, різниця між повним числом лептонів і числом антилептонів зберігається, тобто

$$\sum_i L_i = \text{const}, \quad (1)$$

де L_i — лептонний заряд i -го лептона, а сумування проводиться по всім лептонам системи. Для лептонів $B=S=C=0$.

3. *Мезони.* До мезонів відносяться нестабільні частинки, які приймають участь в сильних і слабких взаємодіях. Це — піони π^\pm, π^0 , мезон η , каони k^\pm, k^0, \bar{k}^0 , чарівні мезони $D^\pm, D^0, \bar{D}^0, D_S^\pm$ і прекрасні мезони B^\pm, B^0, \bar{B}^0 . Спін цих частинок $J = 0$ — вони бозони. Для мезонів $B=L=0$. Мезони $\pi^+, k^+, D^+, D_S^+, B^+$ мають електричний заряд $Q = +1$, а $\pi^-, k^-, D^-, D_S^-, B^-$ — заряд $Q = -1$. У решти мезонів $Q = 0$. Дивність S і чарівність C у мезонів різні:

$$S = 0, \quad C = 0 \quad \text{для } \pi^\pm, \pi^0, \eta$$

$$S = +1, \quad C = 0 \quad \text{для } k^+, k^0$$

$$S = -1, C = 0 \text{ для } k^-, \bar{k}^0$$

$$S = 0, C = +1 \text{ для } D^+, D^0, D_S^+$$

$$S = 0, C = -1 \text{ для } D^-, \bar{D}^0, D_S^-$$

4. *Баріони.* До баріонів відносять: протон p , нейтрон n , групу частинок, які називають гіперони $\Lambda, \Sigma^\pm, \Sigma^0, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-, \Lambda_C$. Всі баріони мають півцілий спін і є ферміонами. Вони приймають участь в сильних взаємодіях. Всі баріони (крім протона) нестабільні.

Баріонам приписують баріонний заряд $B = \pm 1$, де знак “плюс” відноситься до частинок, а “мінус” — до античастинок. Введення баріонного заряду (числа) пов’язано з емпірично встановленим фактом, згідно якого *величина, рівна повному числу баріонів мінус число антибаріонів, в замкнутій системі у всіх процесах зберігається:*

$$\sum_i B_i = \text{const}, \quad (2)$$

де B_i — баріонний заряд i -го баріона або антибаріона; сумування проводиться по всіх частинках. Границя, до якої закон збереження баріонного заряду (2) виконується, визначається часом життя протона, який більший $10^{31} - 3 \cdot 10^{32}$ років.

Гіперони називають також дивними частинками, які мають відмінні від нуля значення дивності S . При цьому вважають, що

$$S = -1 \text{ для частинок } \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$$

$$S = +1 \text{ для античастинок } \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}^+, \bar{\Sigma}^0, \bar{\Sigma}^-$$

$$S = -2 \text{ для каскадних частинок } \Xi^0, \Xi^-$$

$$S = +2 \text{ для античастинок } \bar{\Xi}^0, \bar{\Xi}^-$$

$$S = -3 \text{ для частинки } \Omega^-$$

$$S = +3 \text{ для античастинки } \bar{\Omega}^-$$

Чарівний баріон Λ_C^+ має $C = +1$, а його античастинка $\bar{\Lambda}_C^+$ має чарівність $C = -1$.

Так як баріони і мезони володіють сильною взаємодією, то їх об'єднують в одну групу за цією ознакою і називають *адронами*. Адрони з нульовою дивністю, $S = 0$, називають звичайними, а із $S \neq 0$ — дивними, з нульовою чарівністю $S = 0$, $C = \pm 1$, чарівними (або шармованими).

Приписування дивності різним адронам базується на реакціях, які проходять через сильну взаємодію. З цих реакцій випливає, що *повна дивність замкнутої системи адронів є величиною, яка зберігається в електромагнітних і сильних взаємодіях*:

$$\sum_i S_i = \text{const}, \quad (3)$$

де S_i — дивність i -го адрона; сумування проводиться по всіх адронах (частинках і античастинках) системи.

§3 Частинки і античастинки.

Поняття античастинки було введено Діраком (1928) у зв'язку з проблемою інтерпретації розв'язків зі від'ємною енергією для частинки зі спіном нуль, яка рухається в об'ємі V :

$$J = \frac{1}{2}.$$

В запропонованій ним теорії дірок античастинка ототожнюється з відсутністю частинки на рівні з від'ємною енергією (діркою). Існує інша більш проста інтерпретація стану з від'ємною енергією (Фейман, 1948).

Нехай частинка масою m рухається вздовж позитивного напрямку x із позитивним імпульсом p і позитивною енергією E^+ . Її траєкторія показана на рис. 1. хвильова функція частинки має вигляд:

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= e^{\frac{i}{\hbar}(px - E^+t)}, \\ px - E^+t &= \text{const}, \\ x &= \frac{E^+}{p} t. \end{aligned}$$

для станів з від'ємною енергією E^- маємо хвильову функцію

$$\psi(x, t) = e^{\frac{i}{\hbar}(px - E^-t)}, \quad x = \frac{E^-}{p}t = -\frac{|E^-|}{p}t = \frac{|E^-|}{p}(-t).$$

Останню формулу можна інтерпретувати як рух частинки назад за часом з позитивною енергією $|E^-|$. Зміст руху частинки за часом можна пояснити, розглянувши простий випадок руху частинки з зарядом $-q$ в зовнішньому магнітному полі \vec{B} . Воно описується рівнянням:

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -\frac{q}{c} \left(\frac{d\vec{x}}{d(-t)} \times \vec{B} \right),$$

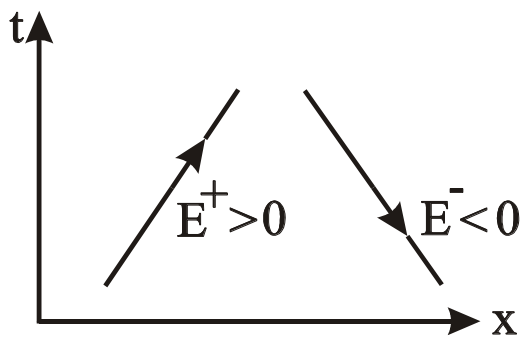


Рис. 4

з якого видно, що частинка із зарядом q , яка рухається назад за часом, описується тим же рівнянням, що і частинка із зарядом $-q$, яка рухається вперед за часом. З аналізу формул (3) і (4) випливає, що частинка з зарядом q і від'ємною енергією веде себе як частинка із зарядом $-q$ і позитивною енергією. Частинка з зарядом $-q$ є *античастинкою* частинки з зарядом q .

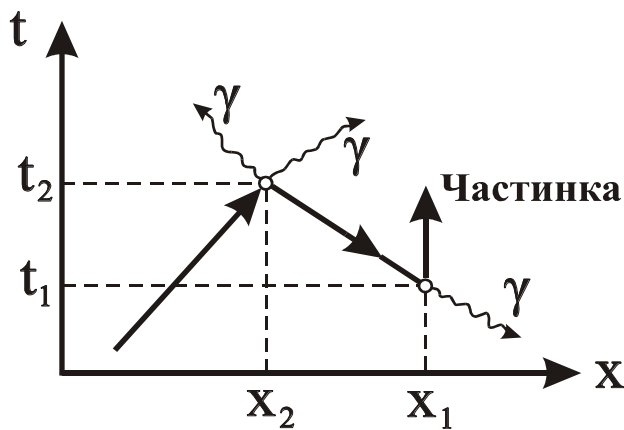


Рис. 5

Розглянемо випадок, коли в момент часу $t = t_1$ в точці $x = x_1$ в полі якого-небудь атомного ядра народилась пара частинка-античастинка; в точці $x = x_2$ при $t = t_2$ античастинка знищилась,

зустрівшись з іншою частинкою. В результаті анігіляції народились два γ -кванти, які стали поширюватись вперед за часом (рис.2).

Даний процес можна розглядати як рух однієї частинки, яка в точці (x_2, t_2) , випустивши два фотони, повернула назад за часом до

точки (x_1, t_1) . Там вона розсіялась на фотоні і стала знову рухатись вперед за часом. Перевага такого опису в порівнянні з теорією дірок полягає в тому, що стани з від'ємною енергією в ньому фігурують. Замість них розглядаються античастинки з позитивною енергією. Такий опис однаково застосовний як для ферміонів, так і для бозонів. З нього випливає, що частинка і античастинка повинні мати однакову масу m і однаковий спін \vec{J} , але протилежні за знаком адитивні квантові числа Q, B, L, S, C . Це випливає із законів збереження.

§5 Закони збереження.

В фізиці частинок мають місце закони збереження. Причому кожний закон збереження пов'язаний з цілком визначеною *симетрією законів природи*. Умовно ці закони можна поділити на три групи у відповідності з їх фізичною природою.

- 1) Закони збереження, пов'язані з геометрією чотиримірного простору — часу (однорідність часу, простору, ізотропність простору і ін.).
- 2) Точні закони збереження зарядів. Фізичний зміст емпірично встановлених симетрій, пов'язаних з кожним з п'яти зарядів Q, B, L_e, L_μ, L_τ не встановлено.
- 3) Наближені закони збереження, що виконуються лише для деяких фундаментальних взаємодій.

Закони збереження в фізиці частинок мають першочергове значення. Дослідження різних симетрій, законів збереження і їх наслідків дозволяє систематизувати наявні експериментальні дані. Сучасна теорія фізики високих енергій не має фундаментальних рівнянь руху, аналогічних рівнянь Максвелла в класичній електродинаміці. Вказані фундаментальні рівняння суб'ядерного світу повинні пояснити природу величин, які зберігаються, фізичне походження яких поки не відоме.

Розділ 5. Структура частинок.

§1 Унітарна симетрія. Ізотопічний спі́н.

Введення поняття про ізотопічний спі́н (I або T або t) в ядерній фізиці базується на властивості ядерних сил бути зарядово–незалежними. Згідно цієї властивості нейтрон і протон в сильній взаємодії ведуть себе однаково. Рівні спі́ни $J = \frac{1}{2}$, однакові парності $P = +1$, а також близькі маси дозволяють вважати ці частинки двома різними зарядовими станами однієї і тієї ж частинки — нуклона. У відповідності з цими уявленнями нуклону приписують додаткове квантове число — *ізотопічний спі́н*, який зберігається в сильних взаємодіях.

Подальші дослідження показали, що уявлення про ізотопічний спі́н є досить корисним і у фізиці частинок. Так спектри мас восьми баріонів з $J^P = \frac{1}{2}^+$

і десяти баріонів з $J^P = \frac{3}{2}^+$ (Рис.1) дають властивості цих частинок групуватись в так звані *ізоспінові мультиплети*. Частинки одного мультиплету розрізняються лише електричним зарядовим станом, їх маси дуже близькі і з точністю до електромагнітних поправок можуть вважатись практично однакові.

Кожному зарядовому мультиплету приписують динамічне квантове число (I), визначають його так, щоб мультиплетність зарядових станів дорівнювала $(2J + 1)$. Окремим адронам приписують різні значення проекції I_Z ізотопічного спі́ну на вісь Z в деякому фіктивному ізоспіновому просторі, в якому визначені лише повороти.

§2 Теорія унітарної симетрії.

Згідно теорії унітарної симетрії (Гелл–Манн, Непман, 1961) сильна взаємодія інваріантна відносно спеціальних перетворень в деякому тримірному комплексному векторному просторі унітарного спіна, який зберігає незмінними ізотопічний спін I та гіперзаряд Y . В цій теорії частинки групуються в унітарні мультиплети або супермультиплети. Частинки — адрони, які входять в супермультиплет, мають однаковий спін J і парність P . частинки найбільш відомих супермультиплетів показані на рис.2.

Дані закономірності побудови мультиплетів дали можливість передбачити частинку Ω^- і описати її квантові числа до експериментального отримання (1964): $M_{\Omega} = 1672\text{MeV}$ (експеримент), 1679MeV (теор.)

$J^P = \frac{3}{2}^+$, $B = +1, Q = -1, I = 0, Y = -2$. Відкриття Ω^- –гіперона стало головним досягненням теорії унітарної симетрії. Існування супермультиплетів елементарних частинок не викликає жодного сумніву. Складові триплетів отримали назву кварків.

§3 Кваркова модель.

Практично вся сукупність дослідних фактів про структуру адронів і механізми їх взаємодії може бути пояснена в рамках *кваркової моделі*. Заявленими даними адрони побудовані з більш фундаментальних частинок — *кварків* (q). Вказівку на існування кварків дають так звані лептон–адронні експерименти, які полягають в зондуванні адронів пучком лептонів. Ці гіпотетичні частинки, спочатку названі партонами (Фей ман, 1972), в сучасних моделях ототожнюються з внутрішньоадронними частинками — кварками, які

вводяться в кваркову модель, і глюонами, які зображають собою кванти кварк–кваркової взаємодії.

Кварки являються ферміонами, спин яких $J = \frac{1}{2}$ і маса відмінна від нуля. Їх класифікують за квантовими числами, які отримали (історично) назву аромату і кольору. Існує шість ароматів, кожний аромат існує в трьох кольорових станах.

Кварки *u* (від англ. up — вверху) і *d* (від англ. down — вниз) називаються *звичайними*, *s*-кварк (від англ. strange — дивний або sideways — бічний) називають *дивними*, *c*-кварк (від англ. charm — шарм, зачарованість) *шармовані* або *зачаровані*, *b*-кварк (від англ. beauty — краса або bottom — нижній) — *красивими* або *прекрасними*, *t*-кварк (від англ. truth — істинний) — *топ-кварком* (top). Кожному кварку відповідає *антикварк*.

Кварки *u* і *d* мають квантові числа ізотопічного спіню, кварки *c*, *s*, *b*, *t* являються важкими. Вони володіють своїми квазізберігаючими квантовими числами — шармом *C*, дивністю *S*, красою *B'* і квантовим числом *T'* топ-кварка. В кварковій моделі баріони являються комбінацією трьох кварків (*q q q*), а мезони — кварки і антикварка (*q q̄*).

Наприклад кваркова структура баріонів:

Частинка	Склад	Q	Маса, MeV	Конфігурація спінів кварків	S
n	udd	0	940	↑↓↓	0
Σ ⁺	uus	1	1189	↑↑↑	-1
Ω ⁻	sss	-1	1672	↑↑↑	-3

Кваркова структура деяких мезонів та основні характеристики:

Частинка	Склад	J ^P	I ^G	I _Z	S	Маса, MeV
π ⁺	u \bar{d}	0 ⁻	1 ⁻	+1	0	140

k^0	$d\bar{s}$	0^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	+1	498
B^-	$\bar{u}b$	0^-	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	5271

Частинки, в склад яких входить s-кварк, називають *дивними*, c-кварк — *зачарованими*, b-кварк — *красивими*. Теоретично, замінюючи один, два або три кварки в нуклоні (p, n), можна пояснити існування всіх відкритих дивних баріонів-гіперонів. При заміні u- або d-кварка в піоні на s-кварк, можна отримати всі існуючі в природі k-мезони.

Кожний кварк має додаткове квантове число, яке називають *кольором* або *кольоровим зарядом*. Необхідність введення даного квантового числа обумовлена дією принципу Паулі. Згідно цього принципу комбінація трьох однакових кварків, наприклад uuu (Δ^{++}) або ddd (Δ^-) заборонена. Розв'язання цієї суперечності полягає у введенні поняття про колір кванта. Кажуть, що кожний кварк (кварк кожного аромату) може існувати в трьох різних кольорових станах. Так як колір являється відмінною характеристикою кварків, але не складового з них адрону, то вважається, що в кожний адрон можуть входити кварки різних кольорів, суміш яких дає білий колір. постулюється, що адрони — безколірні об'єкти. В якості кольору домовились брати жовтий у (від англ. yellow — жовтий), синій v (від англ. violet — синій) і червоний r (від англ. red — червоний). Наприклад, в склад протона входять кварки u (жовтий), u (синій) і d (червоний). Антикварк має колір додатковий (до білого) до кольору, що відповідає кварку, котрий називаємо *антикольором* ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{r}$). Суміш $q\bar{q}$, таким чином, також зображає собою безколірну систему — мезон.

§3 Глюони

Колір є аналогом електричного заряду, який може бути позитивним або негативним. Наявність кольору у кварків пояснює їх сильну взаємодію.

Аналогічно тому, як електричні заряди взаємодіють через фотони, а нуклони — через піони, так взаємодію кольорових зарядів здійснюють перенесення сильної взаємодії — кванти поля, які називають *глюонами* (від англ. glue — клей). Ці кванти переносять колір від одного кварка до іншого, в результаті чого кварки утримуються разом. Глюони є бозонами, мають нульову масу і спіні $J = 1$, тобто глюони — векторні бозони. У глюонів квантові числа рівні нулю ($B = 0, I = 0, S = 0, C = 0, Q = 0$). Кожний глюон володіє одним кольором і одним анти кольором. Тому при поглинанні або випусканні глюона кварк може змінювати колір, але не аромат. Всього маємо дев'ять комбінацій (незалежних) різних кольорів і анти кольорів ($r, y, v, \bar{r}, \bar{y}, \bar{v}$). Одна суперпозиція, яка зображає собою суму трьох комбінацій з кольору і його анти кольору $y\bar{u} + v\bar{v} + r\bar{r}$, виключається з розгляду, так як такий глюон не змінює кольорового стану кварка. Тому існує вісім глюонів:

$$r\bar{y}, r\bar{v}, y\bar{v}, \bar{r}y, \bar{r}v, \bar{y}v, \frac{r\bar{r} - y\bar{y}}{\sqrt{2}}, \frac{r\bar{r} + y\bar{y} - 2v\bar{v}}{\sqrt{6}}.$$

На відміну від фотона, який не має електричного заряду і тому не взаємодіє сам із собою, глюони володіють кольоровим зарядом і взаємодіють між собою. Цим пояснюється явище *конфайнмента* — невилітання кварків з адронів. Кварки у вільному стані не спостерігаються. Це дозволяє висунути гіпотезу, згідно якої кварки в природі існують лише у вигляді систем ($q\bar{q}$), (qqq) або більш складних утворень, але обов'язково таких, щоб електричний заряд цих об'єктів був цілочисельним, а кольоровий стан білим. При спробі отримати кварк у вільному стані, тобто віддалити його на достатньо велику відстань від адрона, в склад якого він входить, кварку необхідно надати дуже велику енергію. При цьому напруженість поля некомпенсованого кольорового заряду кварка виявляється настільки сильною, що за рахунок наданої йому енергії з вакууму народжується пара $q\bar{q}$. Антикварк, що народився \bar{q} , рухається разом із кварком, який відривають від адрона, а подібний йому кварк, що народився, залишається в адроні. Аналогічно пояснюють причину, з якої ми не

можемо спостерігати вільний глюон. Явище конфайнмента обумовлено малим радіусом сильної взаємодії.

Область фізики частинок, яка вивчає взаємодію кварків і глюонів називається кварковою хромодинамікою.

§4 Три покоління кварків і лептонів.

Сучасний рівень розуміння елементарності фундаментальних складових визначає наступні складові матеріальних об'єктів: 6 лептонів, 6 антилептонів, 18 кварків ($6 \times 3 = 18$), 18 антикварків, 8 глюонів — квантів сильної взаємодії, фотон — квант електромагнітної взаємодії, W^\pm , Z^0 -бозони — кванти слабкої взаємодії. Існування цих частинок вважається підтвердженим (прямим і непрямим шляхом) в експериментах. Аналогічно лептонам кварки групуються в пари. Говорять, що має місце *кварк-лептонна симетрія*: кожній парі лептонів відповідає пара кварків. Чотири частинки u, d, ν_e, e^- утворюють так зване *перше кварк-лептонне покоління*, частинки C, S, ν_μ, μ^- — *друге покоління*, а t, b, ν_τ, τ^- — *третє покоління*. Перше покоління містить легкі кварки з масами 5–10 MeV, а третє — більш масивні частинки.

Трьох поколінь частинок достатньо для теоретичного пояснення відмінності у властивостях частинок і античастинок. Наявні дані космології вказують на те, що інших кварк-лептонних поколінь в природі немає.

§5 Структура кварків і лептонів.

Велика кількість (60) фундаментальних складових елементарних частинок дозволяє припустити, що кварки і лептони володіють внутрішньою

структурою і можуть бути побудовані з меншого числа більш фундаментальних складових.

Згідно моделі *преонів* (від англ. preons) (Паті, Салам, 1974) кожний кварк і кожний лептон можуть бути описані трьома величинами: електричний заряд, колір і номер покоління. Ці три параметри можна задати трьома групами складових частинок — *преонів*. Одна з них відповідає за електричний заряд, друга — за колір (кварка або лептона) і третя має властивості, які дозволяють класифікувати той чи інший кварк або лептон до одного з трьох поколінь.

Преони, які визначають номер покоління, називаються *сомонами* (від англ. somons). Трьом поколінням відповідають три сомона, які позначаються S_1, S_2, S_3 . Клір складової системи визначають преони, які називають *хромонами* (від англ. chromons). Існує чотири хромони: червоний C_r , жовтий C_y , синій C_b і безколірний C_0 . Група преонів, яка задає електричний заряд, має лише два перони, які визначають кварк або лептон. Ці преони називають *флавонами* (від англ. flavons) f_1 і f_2 . З їх допомогою можна відрізнити u-кварк від d-кварка, c-кварк від s-кварка, нейтрино ν_e від електрона e^- і т.д.

В моделі преонів класифікація складових частинок безпосередньо впливає із комплектуючих їх преонів. Існує декілька моделей преонів, побудованих на основі тієї ж ідеї, що й модель Паті та Салама, але оперують іншими групами преонів.

Більш простою моделлю, що описує структуру кварків і лептонів є модель *рішонів* (Харарі, 1979). Модель постулює існування двох фундаментальних цеглинок матерії, які називають рішонами. Один рішон T має електричний заряд $Q_T = +\frac{1}{3}$, а другий V електрично нейтральний, $Q_V = 0$. Цим рішонам відповідають два антирішони \bar{T}, \bar{V} з електричними зарядами $Q_{\bar{T}} = -\frac{1}{3}, Q_{\bar{V}} = 0$. Кварки і лептони будуються у вигляді комбінації довільних трьох рішонів або довільних трьох антирішонів. Модель забороняє

Різону і антирізону входять одночасно в склад частинки. Керуючись цими правилами, можна легко побудувати 16 кварків, антикварків, лептонів, антилептонів першого покоління. Так, комбінація TTT має повний заряд $Q = +1$ і відповідає позитрону e^+ , $\bar{T}\bar{T}\bar{T}$ електричний заряд $Q = -1$ і описує електрон e^- . Комбінації VVV і $\bar{V}\bar{V}\bar{V}$ електрично нейтральні і дають нейтрино ν_e та антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Інші комбінації формують заряджені кварки $TTV = u$ ($Q = 2/3$), $TVV = \bar{d}$ ($Q = 1/3$), $\bar{V}\bar{V}\bar{T} = d$ ($Q = -1/3$), $\bar{V}\bar{T}\bar{T} = \bar{u}$ ($Q = -2/3$).

Для опису кольору складових об'єктів постулюють, що T -рішон може мати будь-який з трьох кольорів: червоний (r), жовтий (y), синій (v), тоді як V -рішон має анти кольори $\bar{r}, \bar{v}, \bar{y}$. Тому комбінація $\bar{T}\bar{T}\bar{T}$ і VVV , яка відповідає лептонам, може бути зроблена безколірною за рахунок рішонів і антирішонів різних кольорів і анти кольорів. Інші комбінації, які приводять до кварків, можуть мати різні кольори. Наприклад, TTV -стан може мати колір r, v і \bar{v} . Так як v і \bar{v} взаємознищують один одного, то вказана комбінація рішонів є червоною. Аналогічно отримуємо інші кольори кварків.

Модель рішонів, що дуже просто описує перше кварк-лептонне покоління, має труднощі при опису другого і третього покоління, які розглядаються як збуджені стани відповідних частинок першого покоління.

§6 Чотири види взаємодії.

Відомі чотири взаємодії елементарних частинок: сильна, електромагнітна, слабка, гравітаційна. Інтенсивність цих взаємодій прийнято характеризувати *константами зв'язку*, які зображають собою безрозмірні параметри, що визначають ймовірність процесів, обумовлених даним видом взаємодії.

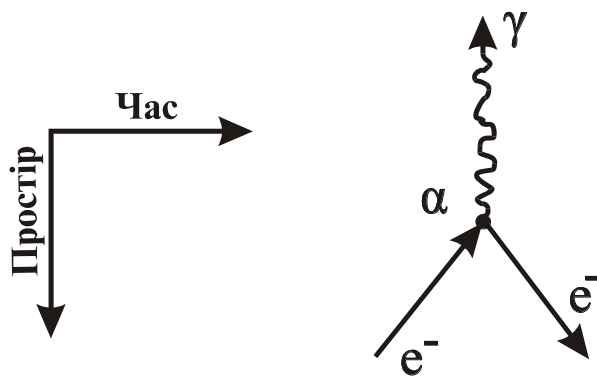


Рис. 6

В класичній фізиці взаємодія на відстані описується в термінах потенціалу або поля, через яке одна частинка діє на іншу. В квантовій теорії взаємодія зображається як процес обміну віртуальним квантом (бозоном), характерним для даного виду взаємодії. Цей процес можна

зобразити наглядно у вигляді замкнених ліній на рисунках, які називаємо *діаграмами Феймана*. Діаграми Феймана, які беруться в координатно-часовому зображенні, умовно зображають рух частинок між актами їх взаємодії. Акти взаємодії позначаються точками, які називаються *вершинами* (вертексами), а процеси поширення частинок — лініями. Наприклад:

а) *електромагнітна взаємодія.*

Електромагнітна взаємодія здійснюється між частинками або системами, які мають електричний заряд. Так як електричні заряди можуть бути як позитивними, так і негативними, то зумовлена ними взаємодія може бути як притягаючою, так і відштовхуючою. Носієм електромагнітної взаємодії є кванти електромагнітного поля — фотони. Радіус дії електромагнітних сил нескінченний, а, отже, маса фотонів рівна нулю. Найпростішим джерелом фотонів є електричний диполь — зв'язана система з позитивного і негативного зарядів. Тому фотон має спіні $J = 1$.

Інтенсивність взаємодії зарядженої частинки і фотона характеризується константою зв'язку, рівній безрозмірній сталій тонкої структури

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137,0360}, \quad (1)$$

яка визначає величину спіні-орбітального розщеплення атомних спектрів (їх тонку структуру). На рис.1 показана проста фейманівська діаграма

фотоелектричного ефекту — процесу поглинання або випускання реального фотона електроном.

Кулонівське розсіяння електронів (рис.2) здійснюється обміном віртуальних фотонів з імпульсом q .

Випромінювання фотона електроном, який прискорений електричним полем ядра Ze (рис.3).

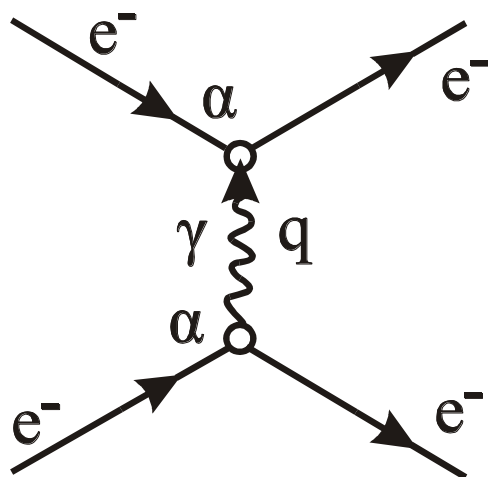


Рис. 7

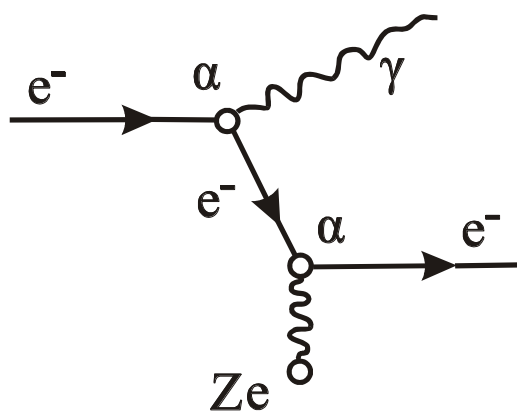


Рис. 8

випускання реального фотона електроном без зміни його маси, як цього потребують закони збереження енергії та імпульсу.

Народження пари e^+e^- фотоном, який рухається в полі ядра Ze (рис.4).

б) гравітаційна взаємодія.

У фізиці частинок гравітаційні взаємодії не відіграють помітної ролі на відстанях $\sim 10^{18}$ м. Вони описуються законом всесвітнього тяжіння Ньютона. Інтенсивність взаємодії характеризується гравітаційною сталою G_N . Для її порівняння з іншими взаємодіями вводиться безрозмірна величина $\frac{G_N M^2}{\hbar c}$, де M — маса взаємодіючих частинок. Ця величина виявляється дуже малою ($0,53 \cdot 10^{-38}$) у порівнянні з константами

зв'язку інших видів взаємодії.

Носіями гравітаційної взаємодії є кванти гравітаційного поля, які називаються *гравітонами*. Гравітаційні сили характеризуються нескінченним радіусом дії, а отже маса гравітонів дорівнює нулю. Найпростішим джерелом

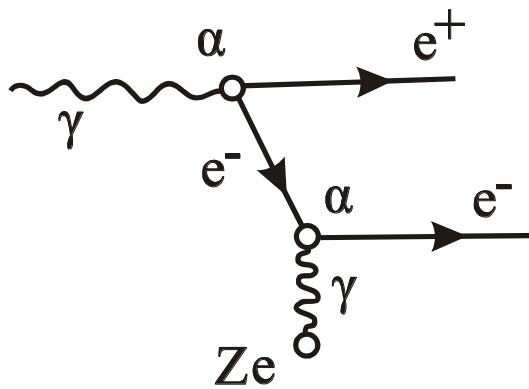


Рис. 9

(випромінювачем) гравітонів є осцилюючий масовий квадруполь. Гравітон має спин $J = 2$. У вільному стані гравітонів не знайдено.

в) *слабка взаємодія.*

Історично перший прояв слабкої взаємодії спостерігався при β -розпаді ядер. Теорія β -розпаду нейтрона (Фермі, 1934) постулює, що протон, електрон і антинейтрино не входять в склад нейтрона, а народжуються в момент β -розпаду. Весь процес народження проходить в одній просторово-часовій точці. Акт взаємодії проявляється в тому, що в цій точці нейтрон знищується, а частинки $p, e^-, \bar{\nu}_e$ народжуються. Так як в цьому акті приймають участь чотири ферміони, то взаємодія називається *чотириферміонною*.

Носіями слабкої взаємодії є проміжні векторні бозони W^\pm і Z^0 . Величина G називається *константою взаємодії Фермі*. Вона рівна

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \approx \frac{1,03 \cdot 10^{-5}}{M^2},$$

де M — маса протона.

Найпростіші фейнмановські діаграми слабких процесів, пов'язаних із

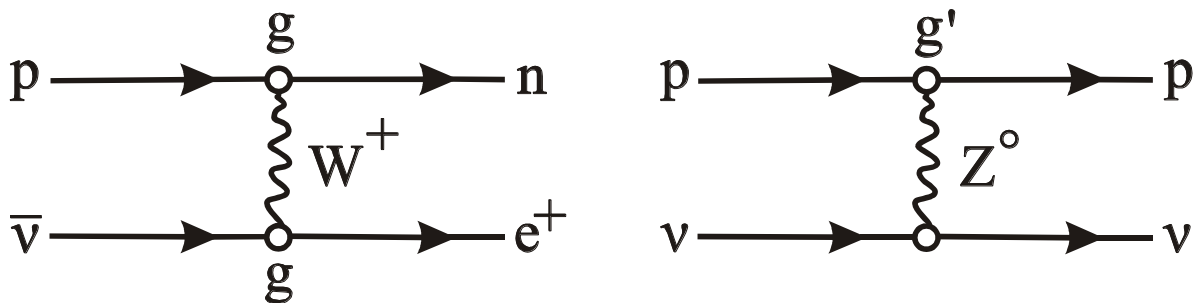


Рис. 10

зарядженим і нейтральним струмом, показано на рис.5.

Заряджені струми переносять W^\pm -бозони, а нейтральні зв'язані із Z^0 -бозонами.

г) *сильна взаємодія.*

Сильна взаємодія здійснюється між частинками, які називають адронами. До адронів відносять мезони, баріони і їх резонанси. Вона характеризується високою інтенсивністю і малим радіусом дії ($\leq 10^{-15}$ м).

РЕКОМЕНДОВАНІ ДЖЕРЕЛА

Під час вивчення теоретичного матеріалу рекомендовано користуватися наступною літературою.

Основна література

1. Кучерук І. М., Горбачук І. Т. Загальний курс фізики: Т. 3.: Оптика. Квантова фізика. К.: Техніка, 2006. 518 с.
2. Булавін Л.А., Тартаковський В.К. Ядерна фізика. Підручник, 2-е видання, перероблене і доповнене. –К.: Знання, 2005. –439 с.2.
3. Сивухин Д. В. Атомная и ядерная физика: Учеб. пособие для вузов. в 2-х ч. Ядерная физика. –М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат.лит. 1989. –416 с.3.
4. Кучерук І. М., Дущенко В. П. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. К.: Вища школа, 1991. 463 с.
5. Ахієзер О. І., Бережной Ю. А. Теорія ядра. К: Вища школа, 1995. 255с.
6. Вальтер А. К., Залюбовский И. И. Ядерная физика. Харьков : « Основа», 1991. 480 с.
7. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. –М.: Едиториал УРСС, 2002.–384 с.4.
8. Ишханов Б.С.,Кэбин Э.И. Физика ядра и частиц. XX век. –М.:МГУ, 2000. – 72 с.5.
9. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. –М.: Энергоатомиздат, 1993. –375 с.6.

10. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Просвещение, 1984. – 384 с. 7. Широков Ю.М. Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972. – 672 с. 5.2

Допоміжна література

1. Колпаков П. Е. Основы ядерной физики . М. : Просвещение , 1969 . 400 с.
2. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику . М.: Атомиздат, 1965. 720 с.
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Атомиздат, 1974. 584 с.
4. Мухин К.Н. Занимательная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1985. 312 с.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980. 728 с.
6. Окунь Л.Е. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1988. – 272 с.
7. Иродов И.Е. Задачи по общей физике. – М.: Наука, 1988. – 416 с.
8. Савченко О. Я. Задачи по физике. – М.: Наука, 1988. – 414 с.
9. Вальтер А.К., Залюбовский И.И., Ядерная физика. – Харьков: Основа, 1991. – 479 с.