

**Івано-Франківський національний технічний
університет нафти і газу**

В.М. Вакалюк

ЯДЕРНА ФІЗИКА
КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

2005

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**Івано-Франківський національний технічний
університет нафти і газу**

Кафедра фізики

В.М. Вакалюк

ЯДЕРНА ФІЗИКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Для студентів всіх спеціальностей

Івано-Франківськ
2005

МВ 02070855-1540-2005

Вакалюк В. М. Ядерна фізика: Конспект лекцій.— Івано-Франківськ: Факел, 2005.— 131 с.

В даному конспекті лекцій у відповідності до навчальної програми з курсу „Фізика” висвітлені основні явища і закономірності, які відбуваються в царині ядер і елементарних частинок, з врахуванням сучасних досягнень теоретичної і експериментальної фізики. Багато уваги приділяється питанням взаємодії різних видів ядерних випромінювань з речовиною, їх дії на біологічні об’єкти, а також їх практичного застосування в різних галузях науки і техніки. Розглянуті новітні фізичні теорії, які формують сучасні уявлення про будову і еволюцію нашого Всесвіту.

Рецензент: канд. фіз.-мат. наук,
доцент кафедри фізики ІФНТУНГ

Я. В. Солоничний

Завідувач кафедри фізики
професор

Б.О. Чернов

Член експертно-рецензійної
комісії університету

І.В. Костриба

Нормоконтролер

О.Г. Гургула

Коректор

Н.Ф. Будуйкевич

Дане видання – власність ІФНТУНГ.
Забороняється тиражування та розповсюдження.

МВ 02070855-1540-2005

Вакалюк В. М. Ядерна фізика: Конспект лекцій.— Івано-Франківськ: Факел, 2005.— 131 с.

В даному конспекті лекцій у відповідності до навчальної програми з курсу „Фізика” висвітлені основні явища і закономірності, які відбуваються в царині ядер і елементарних частинок, з врахуванням сучасних досягнень теоретичної і експериментальної фізики. Багато уваги приділяється питанням взаємодії різних видів ядерних випромінювань з речовиною, їх дії на біологічні об’єкти, а також їх практичного застосування в різних галузях науки і техніки. Розглянуті новітні фізичні теорії, які формують сучасні уявлення про будову і еволюцію нашого Всесвіту.

Рецензент: доцент кафедри фізики,
канд. фіз.-мат. наук **Солоничний Я. В.**

Дане видання – власність ІФНТУНГ.
Забороняється тиражування та розповсюдження.

Зміст

1 Атомне ядро та його будова	
0.1 Склад, будова та характеристики атомних ядер.....	5
0.2 Дефект маси і енергія зв'язку ядра.....	8
0.3 Ядерні сили та їх основні властивості.....	10
0.4 Моделі ядра.....	12
0.5 Контрольні запитання і завдання.....	13
1 Радіоактивність	
1.1 Явище радіоактивності та його види.....	15
1.2 Закон радіоактивного розпаду. Правила зміщення.....	16
1.3 Закономірності альфа-розпаду.....	19
1.4 Закономірності бета-розпаду. Нейтрино.....	21
1.5 Гама-випромінювання і його властивості.....	25
1.6 Контрольні запитання і завдання.....	26
2 Взаємодія різних видів іонізуючих випромінювань з речовиною	
2.1 Класифікація частинок за механізмами взаємодії з речовиною.....	27
2.2 Проходження тяжких заряджених частинок через речовину.....	28
2.3 Проходження легких заряджених частинок через речовину.....	31
2.4 Проходження γ -квантів через речовину. Закон поглинання.....	35
2.5 Резонансне поглинання γ -випромінювання (ефект Мессбауера).....	38
2.6 Джерела і методи реєстрації ядерних частинок.....	41
2.7 Космічне випромінювання.....	50
2.8 Дія ядерних випромінювань на речовину.....	52
2.9 Вимірювання величин іонізуючих випромінювань і радіоактивності.....	54
2.10 Біологічна дія ядерних випромінювань.....	55

2.11	Захист від радіаційного опромінення.....	58
2.12	Застосування радіоактивних випромінювань в науці і техніці.....	61
2.13	Контрольні запитання і завдання.....	64
3	Ядерні реакції. Елементи ядерної енергетики	
3.1	Ядерні реакції, їхній механізм та класифікація.....	66
3.2	Ядерні реакції під дією нейтронів.....	71
3.3	Реакція ядерного поділу.....	73
3.4	Ланцюгова реакція поділу.....	76
3.5	Поняття про ядерну енергетику.....	78
3.6	Реакція синтезу атомних ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій.....	82
3.7	Контрольні запитання і завдання.....	86
4	Елементи фізики елементарних частинок	
4.1	Загальна характеристика основних властивостей елементарних частинок.....	87
4.2	Типи фундаментальних взаємодій.....	88
4.3	Класифікація елементарних частинок.....	89
4.4	Частинки і античастинки.....	91
4.5	Взаємодія та взаємоперетворення елементарних частинок.....	95
4.6	Кварки.....	99
4.7	Єдина теорія взаємодій.....	102
4.8	Контрольні запитання і завдання.....	104
5	Фізична картина світу	
5.1	Баріонна матерія— основа сучасної світобудови.....	106
5.2	Народження і еволюція Всесвіту. Теорія Великого Вибуху.....	108
5.3	Еволюція зірок.....	111
5.4	Походження хімічних елементів.....	117
5.5	Майбутній шлях еволюції Всесвіту.....	123
5.6	Контрольні запитання і завдання...	129
7	Перелік використаних джерел.....	131

1 Атомне ядро та його будова

1.1 Склад, будова та характеристики атомних ядер

Згідно планетарної моделі запропонованої Резерфордом, атом складається з позитивно зарядженого ядра і оточуючих його негативно заряджених електронів. Лінійні розміри атомів порядку 10^{-10} м, а атомні ядра мають розміри порядку $10^{-14} - 10^{-15}$ м.

Атомне ядро складається з елементарних частинок – протонів і нейтронів. Ці частинки називаються **нуклонами** (від лат. Nucleus – ядро).

Протон (p) має позитивний заряд рівний заряду електрона і масу спокою $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, де m_e — маса електрона. Він також має спин $s = \frac{1}{2}$ і власний

магнітний момент $\mu_p = 2,79 \mu_y$, де

$\mu_y = \frac{e \hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$ — одиниця магнітного моменту,

яка називається **ядерним магнетоном**. Оскільки ядерний магнетон в 1836 раз менший магнетона Бора, то магнітний момент протона в 660 раз менший магнітного моменту електрона. В вільному стані протон може існувати як завгодно довго, тобто він є стабільною частинкою.

Нейтрон (n) — нейтральна частинка з масою спокою $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839 m_e$. Він має спин $s = \frac{1}{2}$ і (незважаючи на відсутність електричного заряду) власний магнітний момент $\mu_n = -1,91 \mu_y$ (знак мінус вказує на те, що напрямки власного механічного і магнітного моментів протилежні). В вільному стані нейтрон є нестабільною частинкою. Він самовільно розпадається, перетворюючись в протон і випускаючи електрон (e^-) і антинейтрино ($\bar{\nu}$). Час піврозпаду (тобто час, за який розпадеться половина початкової кількості нейтронів) рівний 12 хв.

Важливою характеристикою атомного ядра є **зарядове число Z**. Воно рівне кількості протонів, які входять в склад ядра, і визначає його заряд, який рівний Ze . Зарядове число Z визначає також порядковий номер хімічного елемента в

періодичній таблиці Менделєєва. Тому його ще називають **атомним номером** ядра.

Загальне число нуклонів (тобто сумарне число нейтронів і протонів) в ядрі позначається буквою A і називається **масовим числом** ядра. Число нейтронів в ядрі рівне $N=A-Z$.

Ядро позначається так само як і нейтральний атом символом A_ZX , де під X підрозумівається символ хімічного елемента зліва вверху якого ставиться масове число, а зліва внизу — зарядове число (атомний номер).

Відомі в даний час 107 хімічних елементів таблиці Менделєєва мають атомні номери від $Z=1$ до $Z=107$. В природі зустрічаються елементи з атомними номерами Z від 1 до 92. Решта— трансуранові (тобто зауранові) елементи (з Z від 93 до 107) були отримані штучним шляхом за допомогою ядерних реакцій.

Так як атом є нейтральним, то заряд ядра, а отже і зарядове число, визначає число електронів в атомі. Від числа електронів залежить їх розподіл по станах в атомі, від якого, в свою чергу залежать хімічні властивості елемента. Отже зарядове число визначає специфіку даного хімічного елемента, тобто визначає склад і конфігурацію електронних оболонок атома і характер внутрішньоатомного електронного поля.

Ядра з однаковими Z , але різними A називаються **ізотопами**. Більшість хімічних елементів має декілька стабільних ізотопів. Так, наприклад, Оксиген має три стабільних ізотопи ${}^{16}_8O$, ${}^{17}_8O$, ${}^{18}_8O$, Олово— десять і т.д. Гідроген має три ізотопи:

1_1H — звичайний Гідроген, або Протій ($Z=1$, $N=0$);

2_1H — тяжкий Гідроген, або Дейтерій ($Z=1$, $N=1$);

3_1H — Тритій ($Z=1$, $N=2$).

Протій і Дейтерій стабільні, а Тритій радіоактивний. В переважній більшості випадків ізотопи мають однакові хімічні і майже однакові фізичні властивості (за винятком ізотопів Гідрогену), які визначаються в основному структурою електронних оболонок, яка є однаковою для всіх ізотопів даного елемента.

Ядра з однаковим масовим числом A називаються **ізобарами**. Прикладом ядер-ізобар можуть служити ядра $^{10}_4\text{Be}$, $^{10}_5\text{B}$, $^{10}_6\text{C}$. Ядра з однаковим числом нейтронів $N=A-Z$ називаються **ізотонами**, наприклад $^{13}_6\text{C}$ і $^{14}_7\text{N}$. І, нарешті, існують ядра з однаковими Z і A , але різним періодом піврозпаду. Вони називаються **ізомерами**. Наприклад, є два ізомери ядра $^{30}_{35}\text{Br}$, у одного з них період піврозпаду рівний 18хв., у другого – 4,4 год.

В даний час відомо понад 2000 ядер, які відрізняються або Z або A , або тим і другим. Багато з них було отримано штучним шляхом за допомогою ядерних реакцій.

В першому наближенні ядро можна вважати кулею, радіус якої доволі точно визначається емпіричною формулою:

$$R=R_0A^{1/3},$$

де $R_0=(1,3-1,7)\cdot 10^{-15}\text{м}$. З цієї формули випливає, що об'єм ядра пропорційний числу нуклонів в ядрі. Отже густина ядерної речовини в ядрі приблизно однакова для всіх ядер і рівна :

$$\rho = \frac{m_{\text{я}}}{V} \approx \frac{A \cdot m_{\text{н}}}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3m_{\text{н}}}{4\pi R_0^3} \approx 1,5 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3},$$

тут $m_{\text{я}} \approx Am_{\text{н}}$ — маса ядра, а $m_{\text{н}} \approx 1,66 \cdot 10^{-27}\text{кг}$ — маса одного нуклона.

Ядро має також спін, який є результатом векторної суми спінів нуклонів, які входять в склад ядра. Спін нуклона рівний $\frac{1}{2}$. Тому квантове число спіна ядра I буде напівцілим при непарному числі нуклонів A і цілим або нулем при парному A . Спіни ядер I не перевищують декількох одиниць. Цей факт вказує на те, що спіни більшості нуклонів взаємно компенсують один одного, розташовуючись антипаралельно. У всіх парно-парних ядрах (тобто ядрах з парним числом протонів і парним числом нейтронів) спін рівний нулю.

Магнітні моменти ядер приблизно на два-три порядки менші від магнітних моментів електронів, тому магнітні властивості атомів визначаються в основному магнітними моментами електронів. При поміщенні атома в зовнішнє магнітне поле крім тонкої структури розщеплення

енергетичних рівнів, обумовленої ефектом Зеемана, спостерігається ще надтонка структура розщеплення рівнів енергії атома на близько розміщені підрівні, яка обумовлена взаємодією магнітного моменту ядра з магнітним полем електронів в атомі.

Для визначення магнітних моментів ядер по надтонкій структурі широко використовується метод **ядерного магнітного резонансу**. Суть методу ядерного магнітного резонансу полягає в наступному: якщо на речовину, яка знаходиться в сильному постійному магнітному полі діяти слабким змінним радіочастотним полем, то при частотах, які відповідають частотам переходів між підрівнями надтонкої структури виникає різкий максимум поглинання. По значенням напруженості постійного магнітного поля і резонансної частоти обчислюють магнітні моменти ядер.

1.2 Дефект маси і енергія зв'язку ядра

Маса ядра любого хімічного елемента менша суми мас нуклонів, які входять в його склад. Це обумовлено тим, що, при об'єднанні нуклонів в ядро, виділяється енергія зв'язку нуклонів один з одним.

Енергія спокою частинок зв'язана з їх масою співвідношенням $E_0 = mc^2$. Отже, енергія спокою ядра менша сумарної енергії спокою невзаємодіючих нуклонів на величину:

$$E_{зв} = c^2 \{ [Zm_p + (A-Z)m_n] - m_{\alpha} \}. \quad (1.1)$$

Ця величина і є **енергією зв'язку** нуклонів в ядрі. Вона рівна тій роботі, яку треба здійснити, щоб ядро розщепити на окремі нуклони і віддалити їх один від одного на такі відстані, при яких вони практично не взаємодіють один з одним.

Оскільки в таблицях, як правило, приводяться не маси ядер, а маси атомів, то для обчислення енергії зв'язку користуються формулою:

$$E_{зв} = c^2 \{ [Zm_H + (A-Z)m_n] - m_{\alpha} \}, \quad (1.2)$$

де m_H — маса атома водню, m_{α} — маса атома елемента. Дійсно, якщо знехтувати енергією зв'язку електронів з ядрами то заміна m_p на m_H і m_{α} на m_{α} буде означати добавку до зменшеного і від'ємника виразу, який стоїть в фігурних дужках формули (1.2) однакової величини, рівної Zm_e .

Величина

$$\Delta = [Zm_p + (A-Z)m_n] - m_{\text{я}} \quad (1.3)$$

називається **дефектом маси ядра**. На цю величину зменшується маса всіх нуклонів при утворенні з них атомного ядра. Дефект маси зв'язаний з енергією зв'язку співвідношенням:

$$\Delta m = \frac{E_{\text{зв}}}{c^2} \quad (1.4)$$

Маси елементарних частинок, ядер і атомів часто приводять в атомних одиницях маси (а.о.м.). Атомна одиниця маси складає 1/12 частину маси ізотопу вуглецю $^{12}_6\text{C}$, тобто $1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Маса протона $m_p = 1,00797 \text{ а.о.м.}$, маса нейтрона $m_n = 1,00867 \text{ а.о.м.}$. Енергія зв'язку, яка відповідає 1 а.о.м. $E_1 = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 931 \text{ MeV}$.

Тоді, якщо дефект маси приводиться в а.о.м., то $E_{\text{зв}} = 931 \Delta m \text{ MeV}$ (1.5)

Енергія зв'язку, яка припадає на один нуклон називається **питомою енергією зв'язку** нуклонів в ядрі.

$$\delta E_{\text{зв}} = \frac{E_{\text{зв}}}{A} \quad (1.6)$$

Вона характеризує стабільність (міцність) атомних ядер, тобто, чим більша величина $\delta E_{\text{зв}}$, тим стабільніше ядро.

Питома енергія зв'язку залежить від масового числа хімічного елемента (рис 1.1). Як видно із рис.1.1, сильніше всього зв'язані нуклони в ядрах з масовими числами порядку 50-60 (тобто для елементів від Cr до Zn). Питома енергія зв'язку для цих ядер досягає значення 8,7 MeV/нуклон. З ростом A питома енергія зв'язку поступово зменшується, і для

самого важкого природного елемента— ізотопа Урану $^{238}_{92}\text{U}$ вона рівна 7,5 MeV/нуклон. Така залежність питомої енергії зв'язку від масового числа робить можливими два процеси:

- 1) поділ тяжких ядер на декілька більш легких ядер;
- 2) злиття (синтез) легких ядер в одне ядро.

Обидва процеси повинні супроводжуватись виділенням великої кількості енергії. Так, наприклад, поділ ядра з масовим числом $A=240$ (питома енергія зв'язку рівна 7,5 MeV/нуклон) на два ядра з масовими числами $A=120$ (питома

енергія зв'язку рівна 8,5 МеВ/нуклон) привело б до виділення енергії, рівної 240 МеВ. Злиття двох ядер Дейтерію ${}^2_1\text{H}$ в ядро Гелію ${}^4_2\text{He}$ привело б до виділення енергії, рівної 24 МеВ. Для порівняння відмітимо, що при поєднанні одного атома Вуглецю з двома атомами Кисню в процесі згорання вугілля виділяється енергія порядку 5еВ, що в мільйони разів менше енергії, яка виділяється при поділі або при синтезі атомних ядер.

$\delta E_{\text{зв}},$
МеВ

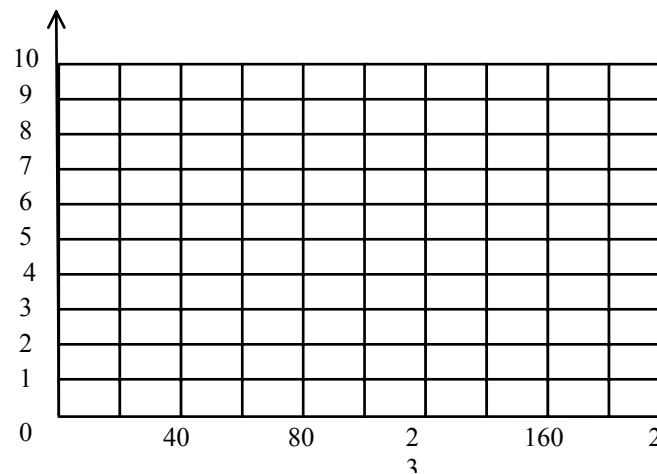


Рисунок 1.1

1.3 Ядерні властивості

сили та їх основні

Значна енергія зв'язку нуклонів в ядрі вказує на те, що між ними діють особливі, специфічні для ядра сили притягання, які значно переважають кулонівські сили відштовхування між протонами. Вони називаються **ядерними силами** і відносяться до класу так званих **сильних взаємодій**.

Перелічимо основні властивості ядерних сил:

- 1) ядерні сили являються **силами притягання**;

2) ядерні сили являються **короткодійними**— їх радіус дії має порядок 10^{-15} м. При збільшенні відстані між нуклонами ядерні сили швидко зменшуються до нуля. На відстанях істотно менших від 10^{-15} м притягання нуклонів змінюється відштовхуванням;

3) ядерним силам властива **зарядова незалежність**: ядерні сили, які діють між двома протонами, протоном і нейтроном і двома нейтронами мають однакову величину;

4) ядерним силам властиве **насичення**. Це означає, що кожний нуклон в ядрі взаємодіє тільки з обмеженим числом найближчих до нього нуклонів. Насичення проявляється в тому, що питома енергія зв'язку нуклонів в ядрі при збільшенні числа нуклонів не росте, а залишається приблизно постійною;

5) ядерні сили залежать від взаємної **орієнтації спінів** взаємодіючих нуклонів. Так, наприклад, нейтрон і протон утримуються разом, утворюючи ядро важкого Гідрогену— Дейтрон (${}^2_1\text{H}$) тільки в тому випадку, якщо їх спіни паралельні один одному;

6) ядерні сили не являються **центральними**. Їх не можна представити напрямленими вздовж прямої, яка з'єднує центри взаємодіючих нуклонів.

Згідно сучасним уявленням ядерні сили обумовлені тим, що нуклони віртуально обмінюються частинками, які отримали назву π -мезонів. Заряд π^+ - і π^- -мезонів рівний елементарному заряду e . Маса заряджених π -мезонів однакова і рівна $273m_e$, маса π^0 -мезона рівна $264m_e$. Спін як заряджених, так і нейтрального π -мезона рівний нулю ($s = 0$). Всі три частинки нестабільні. Час життя заряджених мезонів складає $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, а нейтрального— $0,8 \cdot 10^{-6}$ с.

В результаті віртуальних процесів

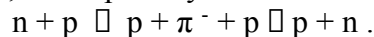
$$p \rightarrow n + \pi^+, \quad (1.7)$$

$$n \rightarrow p + \pi^-, \quad (1.8)$$

$$p \rightarrow p + \pi^0, \quad n \rightarrow n + \pi^0 \quad (1.9)$$

нуклон виявляється оточеним хмаркою віртуальних π -мезонів, які утворюють поле ядерних сил. (В квантовій механіці віртуальними називаються частинки, яких не можна виявити за час їх існування). Поглинання цих віртуальних π -мезонів

другим нуклоном приводить до сильної взаємодії між ними, яка, наприклад, може реалізуватись по такій схемі



Підтвердженням механізму сильної взаємодії між нуклонами через обмін віртуальними π -мезонами є існування в нейтронах від'ємного магнітного моменту. Нейтрон, у відповідності до процесу (1.8), частину життя проводить у віртуальному стані ($p + \pi^-$), тому орбітальний рух π^- -мезона і приводить до існування в нейтрона від'ємного магнітного моменту, який спостерігається експериментально.

1.4 Моделі ядра

Складний характер ядерних сил і труднощі, які виникають при розв'язку рівнянь руху всіх нуклонів ядра не дозволили до теперішнього часу розробити єдину послідовну теорію атомного ядра. Тому на даному етапі розроблено ряд приблизних ядерних моделей в яких ядро замінюється деякою модельною системою, яка достатньо добре описує тільки частину властивостей ядра, допускає просте математичне формулювання і не носить універсального характеру.

Першою, в історичному аспекті, є **краплинна модель ядра**. Вона базується на аналогії між поведінкою нуклонів в ядрі і поведінкою молекул в краплі рідини. Так, в обох випадках сили, діючі між складовими частинками— молекулами в рідині і нуклонами в ядрі,— являються короткодійними і їм властиве насичення. Для краплі рідини при даних зовнішніх умовах характерна постійна густина її речовини. Ядра ж характеризуються практично сталою питомою енергією зв'язку і сталою густиною незалежно від числа нуклонів в ядрі. Нарешті, об'єм краплі, також як і об'єм ядра, пропорційний числу частинок. Істотна відмінність ядра від краплі рідини в цій моделі полягає в тому, що вона трактує ядро як краплю електрично зарядженої нестисливої рідини, яка підчиняється законам квантової механіки. Краплинна модель ядра дозволила отримати напівемпіричну формулу для енергії зв'язку нуклонів в ядрі, пояснила механізм ядерних реакцій і особливо реакцій поділу ядер. Однак ця модель не змогла, наприклад, пояснити підвищену стабільність магічних ядер, які мають магічні числа протонів і нейтронів. (Магічні

ядра— це такі, в яких число протонів або нейтронів рівне одному із магічних чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особливо стабільні два рази магічні ядра, в яких магічним є число протонів і число нейтронів, наприклад, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Пізніше була запропонована **оболонкова модель ядра**. Вона передбачає розподіл нуклонів в ядрі по дискретним рівням (оболонкам), які заповнюються нуклонами згідно принципу Паулі, і зв'язує стабільність ядер з заповненням цих рівнів. Вважається, що ядра з повністю заповненими оболонками є найбільш стабільними. Такими ядрами якраз і є магічні ядра.

Оболонкова модель дозволила пояснити спіни і магнітні моменти ядер, різну стабільність атомних ядер, а також періодичність зміни їх властивостей. Ця модель особливо добре описує властивості легких і середніх ядер, які знаходяться в основному стані.

По мірі подальшого нагромадження експериментальних даних про властивості атомних ядер появлялися нові факти, які не вкладалися в рамки описаних моделей. Так виникли **узагальнена модель ядра** (синтез краплинної і оболонкової моделей), **оптична модель ядра** (пояснює взаємодію ядра з налітаючими частинками) і т.д.

Контрольні запитання і завдання

1. Що визначає зарядове число ядра?
2. Які частинки утворюють ядро атома Кисню ${}^{16}_8\text{O}$? Скільки їх?
3. Чим відрзняються ізобари і ізотопи?
4. Маса якого нуклона більша— протона чи нейтрона? Яка із цих частинок є нестабільною?
5. Як пояснюється надтонка структура спектральних ліній?
6. В чому полягає суть методу ядерного магнітного резонансу?
7. Що називається дефектом маси ядра?

8. Чому рівна питома енергія зв'язку в ядрі? Яку властивість ядра вона характеризує?
9. Як залежить питома енергія зв'язку від масового числа ядра і які процеси стають можливими в зв'язку з цим?
10. Перечисліть основні властивості ядерних сил.
11. Який механізм сильної взаємодії між нуклонами?
12. Яка частинка називається віртуальною?
13. Які ядра мають підвищену стабільність?
14. Які властивості ядра пояснює краплинна модель ядра, і що вона не може пояснити?
15. Яка різниця з точки зору краплинної моделі ядра між краплею рідини і ядром?
16. В чому полягає оболонкова модель ядра? Які властивості ядра, на відміну від краплинної моделі, вона може пояснити?

2 Радіоактивність

1.1 Явище радіоактивності та його види

Явище радіоактивності полягає в самовільному перетворенні одних ядер в інші, яке супроводжується випусканням елементарних частинок і різних видів

радіоактивного випромінювання. Радіоактивність обумовлена тільки внутрішньою будовою ядра і не залежить від зовнішніх умов.

Радіоактивність, яка спостерігається у ядер, існуючих в природних умовах називається природною. Радіоактивність ядер, отриманих шляхом ядерних реакцій, називається штучною. Між штучною і природною радіоактивністю немає принципової різниці. Процес радіоактивного перетворення в обох випадках підчиняється одним і тим же законам.

В природі відкриті радіоактивні ядра, які випускають α -, β -, γ -випромінювання. До природної радіоактивності відноситься також самовільний поділ тяжких ядер ($A \approx 240$) на два середніх ($A \approx 120$). Детальне дослідження перелічених вище видів випромінювання дозволило виявити їх природу і основні властивості.

Альфа-випромінювання відхиляється електричним і магнітним полями, володіє високою іонізуючою здатністю і малою проникаючою здатністю (наприклад, поглинається шаром Алюмінію товщиною приблизно 0,05 мм). Альфа-випромінювання являє собою потік ядер Гелію; заряд α -частинок рівний $2e$, а маса співпадає з масою ядра ізотопу Гелію ${}^4_2\text{He}$.

Бета-випромінювання відхиляється електричним і магнітним полями; його іонізуюча здатність значно менша (приблизно на два порядки), а проникаюча здатність значно більша (поглинається шаром Алюмінію, товщиною приблизно 2 мм), ніж у α -частинок. Бета-випромінювання являє собою потік швидких електронів.

Гама-випромінювання не відхиляється електричним і магнітним полями, має відносно слабку іонізуючу здатність і дуже велику проникаючу здатність (наприклад, проходить через шар Свинцю товщиною 5 см), при проходженні через кристали дифрагує. Гама-випромінювання являє собою короткохвильове електромагнітне випромінювання з надзвичайно малою довжиною хвилі $\lambda < 10^{-10}\text{м}$ і внаслідок цього — яскраво вираженими корпускулярними властивостями, тобто являється потоком γ -квантів (фотонів).

2.2 Закон радіоактивного розпаду. Правила зміщення

Під радіоактивним розпадом розуміють природне радіоактивне перетворення ядер, яке відбувається самовільно. Теорія радіоактивного розпаду будується на припущенні, що радіоактивний розпад являється спонтанним процесом, який підчиняється законам статистики. Оскільки окремі радіоактивні ядра розпадаються незалежно один від одного, то можна вважати, що кількість ядер dN , які розпалися за малий проміжок часу dt пропорційна як числу наявних ядер N , так і проміжку часу dt :

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.1)$$

Тут λ — характерна для даної радіоактивної речовини константа, яка називається **постійною радіоактивного розпаду**. Знак мінус вказує на те, що загальне число ядер, які ще не розпалися, в процесі розпаду зменшується.

Розділивши в рівнянні (2.1) змінні і проінтегрувавши його, тобто

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

отримаємо

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

де N_0 — початкова кількість ядер, які не розпалися (в момент часу $t = 0$). N — кількість ядер, які ще не розпалися до моменту часу t . Формула (2.2) виражає **закон радіоактивного розпаду**, згідно якому число ядер, які ще не розпалися до моменту часу t , зменшується з часом по експоненціальному закону.

Кількість ядер, які розпалися за час t , визначається за формулою:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.3)$$

Інтенсивність процесу радіоактивного розпаду характеризують дві величини: період піврозпаду $T_{1/2}$ і середній час життя τ радіоактивного ядра. **Період піврозпаду** $T_{1/2}$ — час, за який розпадається половина початкової кількості ядер. Цей час визначається з умови

$$\frac{N_o}{2} = N_o e^{-\lambda t}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

звідки
(2.4)

Періоди піврозпаду для відомих в даний час радіоактивних ядер знаходяться в межах від $3 \cdot 10^8$ до $5 \cdot 10^9$ років.

Сумарна тривалість життя dN ядер рівна

$$t|dN| = \lambda N dt$$

Проінтегрувавши цей вираз по всім можливим значенням t (від 0 до ∞) і розділивши на початкову кількість ядер N_o , отримаємо **середній час життя τ** радіоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_o} \cdot \int_0^{\infty} \lambda N dt = \frac{1}{N_o} \int_0^{\infty} \lambda N_o e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (2.5)$$

Таким чином, середній час життя є величиною оберненою до постійної радіоактивного розпаду.

Часто буває, що ядра, які виникають в результаті радіоактивного перетворення самі виявляються радіоактивними і розпадаються з швидкістю, яка характеризується постійною розпаду λ' .

Нові продукти розпаду можуть також виявитися радіоактивними і т.д. В результаті виникає цілий ряд радіоактивних перетворень. В природі існує три радіоактивних ряди (або сімейства) родоначальниками яких є $^{238}_{92}\text{U}$ (ряд Урану), $^{233}_{90}\text{Th}$ (ряд Торію), $^{235}_{92}\text{U}$ (ряд Актиноурану). Кінцевими продуктами у всіх трьох випадках є ізомери Свинцю відповідно $^{206}_{82}\text{Pb}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$ і $^{207}_{82}\text{Pb}$.

Якщо відбувається ланцюжок радіоактивних перетворень, то закон розпаду дає змогу робити висновок лише про зменшення з часом материнської речовини. Якщо дочірня речовина також радіоактивна, то зміна її кількості з часом потребує аналізу. Одночасно відбувається і

нагромадження цієї речовини і її зменшення внаслідок розпаду. За час dt розпадається $\lambda_M N_M dt$ ядер атомів материнської речовини, із загальної кількості N_M цих ядер, що були на момент часу t . Якщо з кожного ядра материнської речовини утворюється одне ядро дочірньої речовини то за час dt кількість ядер дочірньої речовини збільшиться на $\lambda_M N_M dt$. Водночас з кількості ядер N_d дочірньої речовини, що були на момент часу t , за проміжок dt розпадеться $\lambda_d N_d dt$ ядер. Загальна зміна dN_d кількості ядер дочірньої речовини за одиницю часу порівнюватиме:

$$\frac{dN_d}{dt} = \lambda_M N_M - \lambda_d N_d \quad (2.6)$$

У випадку рухомої рівноваги між материнською і дочірньою речовинами $\frac{dN_d}{dt} = 0$ і $\lambda_M N_M = \lambda_d N_d$ — умова радіоактивної рівноваги. Умову рівноваги можна записати у вигляді:

$$\frac{N_M}{N_d} = \frac{\lambda_d}{\lambda_M} = \frac{T_M}{T_d} \quad (2.7)$$

Отже при рівновазі числа атомів обох речовин прямо пропорційні до періодів їх піврозпадів.

Активністю радіоактивного препарату (певної кількості радіоактивних ядер даного хімічного елементу) називається число розпадів які відбуваються з ядрами препарату за одиницю часу:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (2.8)$$

В СІ одиницею активності являється беккерель (Бк), який рівний одному розпаду в секунду. Часто, на практиці застосовується позасистемна одиниця – кюрі (Ки). Кюрі – це активність такого препарату, в якому відбувається $3,7 \cdot 10^{10}$ актів розпаду в секунду: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

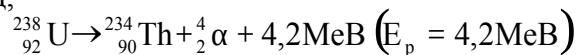
Процес радіоактивного розпаду підпорядковується так званому правилу зміщення: ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z1}^{A1} Y + a$ або ${}_Z^A X \xrightarrow{a} {}_{Z1}^{A1} Y$,

де A_ZX — материнське ядро (тобто ядро, яке зазнає радіоактивного розпаду), ${}^{A1}_{Z1}Y$ — дочірнє ядро (тобто ядро, яке виникло в результаті радіоактивного розпаду), a — випущена в результаті радіоактивного розпаду частинка. Якщо дочірнє ядро виникає в збудженому стані, то після розпаду випромінюються γ -кванти.

При радіоактивному розпаді виконуються закони збереження енергії, імпульсу, електричного заряду і числа нуклонів. Закон збереження енергії при радіоактивному розпаді ядра, яке перебуває в стані спокою, має вигляд

$$M_x(Z, A)c^2 = [M_y(Z_1, A_1) + m_a]c^2 + E_p, \quad (2.9)$$

де E_p — **повна енергія розпаду**. Вона рівна частині енергії спокою материнського ядра, яка перетворюється в кінетичну енергію дочірнього ядра, випущеної частинки і γ -квантів. Наприклад,



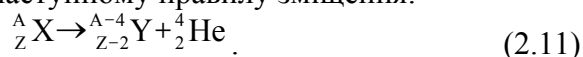
Активність радіоактивного препарату масою m рівна

$$A = \lambda N = \frac{\lambda m N_A}{A}, \quad (2.10)$$

де N_A — число Авогадро, A — атомна маса.

2.3 Закономірності альфа-розпаду

В даний час відомо більше двохсот α -радіоактивних ядер, головним чином тяжких ($A > 200$, $Z > 82$). α -Розпад підпорядковується наступному правилу зміщення:



Згідно сучасним уявленням, α -частинки утворюються в момент радіоактивного розпаду при зустрічі двох протонів і двох нейтронів які рухаються в середині ядра.

Швидкості, з якими α -частинки вилітають із ядра при його розпаді дуже великі (порядку 10^7 м/с; кінетична енергія порядку декількох мегаелектронвольт). Пролітаючи через речовину, α -частинка поступово втрачає свою енергію, витрачаючи її на іонізацію молекул речовини і, в кінці кінців, зупиняється. На утворення однієї пари іонів в повітрі

тратиться в середньому 35eВ. Таким чином, α -частинка утворює на своєму шляху 10^5 пар іонів. Чим більша густина речовини, тим менший пробіг α -частинки до зупинки. Так в повітрі при нормальному тиску пробіг складає декілька сантиметрів, в твердій речовині пробіг має значення порядку 0,01 мм (α -частинки повністю затримуються звичайним листком паперу). При контакті з α -радіоактивними речовинами треба особливо остерігатися попадання радіоактивного забруднення в середину організму (вдихання, проковтування). При цьому іонізаційний ефект α -частинок позначається дуже сильно, викликаючи захворювання організму. Ефект зовнішнього опромінення дуже малий. Всі α -частинки поглинаються одягом або клітинами шкіряного покриву.

Експериментально встановлено, що для α -розпаду характерна сильна залежність між періодом піврозпаду $T_{1/2}$ і енергією E_α вилітаючих частинок. Ця залежність визначається емпіричним **законом Гейгера-Неттола**. Який як правило подають в вигляді зв'язку між довжиною пробігу R_α α -частинок в повітрі і сталою радіоактивного розпаду λ :

$$\ln \lambda = A + B \ln R_\alpha, \quad (2.12)$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

де A і B — емпіричні константи, $T_{1/2}$. Згідно (2.12), чим менший період піврозпаду радіоактивного елемента, тим більша довжина пробігу, а отже, і енергія α -частинок які випускаються ним.

Кінетична енергія α -частинок виникає за рахунок надлишку енергії спокою материнського ядра над сумарною енергією спокою дочірнього ядра і α -частинки. Ця надлишкова енергія розподіляється між α -частинкою і дочірнім ядром у відношенні, обернено пропорційному їх масам. В більшості випадків радіоактивна речовина випромінює декілька груп α -частинок близької, але різної енергії, причому в межах кожної групи їх енергії практично постійні. Це зв'язано з тим, що дочірнє ядро може виникати не тільки в нормальному, але і в збуджених, дискретних станах. За час який лежить в межах від 10^{-8} до 10^{-15} с дочірнє

ядро переходить в нормальний або більш низький збуджений стан, випромінюючи γ -фотон.

Покидаючи ядро, α -частинка змушена долати потенціальний бар'єр, висота якого перевищує повну енергію E_α α -частинки, рівну в середньому 6MeV (рис.2.1). Зовнішня, спадаюча асимптотично до нуля сторона бар'єра обумовлена кулонівським відштовхуванням α -частинки і дочірнього ядра. Внутрішня сторона бар'єра обумовлена ядерними силами. Досліди по розсіюванню α -частинок тяжкими α -радіоактивними ядрами показали, що висота бар'єра помітно перевищує енергію α -частинки, що вилітає при розпаді. По класичним уявленням подолання α -частинкою потенціального бар'єра при вказаних умовах неможливе. Цей експериментальний факт може пояснити тільки квантова механіка. Перед початком розпаду α -частинка утворюється в ядрі і знаходиться там в потенціальній ямі глибиною U_0 з енергією E'_α , яка є меншою висоти стінок цієї ями.

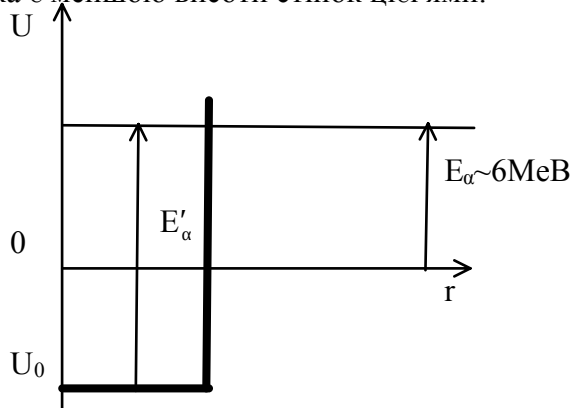


Рисунок 2.1

Однак, згідно квантової механіки, існує відмінна від нуля ймовірність того, що α -частинка пройде через потенціальний бар'єр і вийде з ядра з енергією $E_\alpha = E'_\alpha - U_0$, меншою висоти потенціального бар'єра, що і спостерігається на досліді. Ефект просочування α -частинки через потенціальний бар'єр називається **тунельним ефектом**. Він обумовлений наявністю у α -частинок хвильових властивостей.

На його основі пояснюється закономірності α -розпаду. З ростом E'_α (див. рис. 2.1) зменшується ширина потенціального бар'єра і, таким чином, збільшується ймовірність проходження частинки через нього, тобто ймовірність α -розпаду, а отже зростає і стала радіоактивного розпаду λ , що узгоджується з законом Гейгера-Неттола.

2.4 Закономірність бета – розпаду. Нейтрино

Бета-розпад об'єднує три види ядерних перетворень: електронний (β^-) розпад, позитронний (β^+) розпад, і електронне захоплення. В першому випадку ядро, яке зазнає перетворення випускає електрон. В другому— позитрон, в третьому випадку ядро поглинає один із електронів внутрішньої оболонки атома. При дослідженні закономірностей β -розпаду довелося зіткнутися з наступними, незрозумілими, на перший погляд, фактами:

1. Після відкриття нейтрона стало зрозумілим, що ядра атомів складаються з протонів і нейтронів, і в їх склад не входять ні електрони ні позитрони. Тоді виникає питання: звідки появляються електрони (позитрони) при β -розпаді?

2. На відміну від α -частинок, які мають дискретний спектр, β -частинки можуть мати самі різноманітні значення кінетичної енергії від 0 до $E_{\max}$. (Характерна для всіх ізотопів крива розподілу β -частинок по енергіям приведена на рис.2.2). Неперервність енергетичного спектра β -частинок була



Рисунок 2.2

незрозумілою. Оскільки при випромінюванні β -частинки ядро переходить з одного квантового стану в інший цілком визначений квантовий стан, то здавалося, що енергії випромінених β -частинок повинні мати дискретні значення рівні різниці енергій квантових станів ядра. Енергія E_{max} відповідає різниці між масою материнського ядра і масами β -частинки і дочірнього ядра. Отже розпади при яких енергія β -частинки менша E_{max} ніби-то протікають з порушенням закону збереження енергії.

3. Електрон чи позитрон, які вилітають при β -розпаді з ядра виносять з собою власний момент кількості руху (спін) рівний $\frac{\hbar}{2}$. При цьому спін ядра повинен змінитися на $\frac{\hbar}{2}$, але при β -розпаді число нуклонів в ядрі не міняється (оскільки не міняється масове число A), тому не повинен мінятися і спін ядра, який рівний цілому числу $\hbar$ при парному A і напівцілому $\hbar$ при непарному A .

Для подолання вказаних вище труднощів Паулі в 1932 р. висунув гіпотезу, а Фермі розробив теорію, що при β -розпаді разом з випусканням β -частинки випромінюється ще одна

нейтральна частинка з спіном $\frac{1}{2}$ і масою спокою рівною нулю.

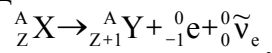
Цю частинку за пропозицією Фермі було названо **нейтрино**. При позитронному (β^+) розпаді випромінюється нейтрино ${}^0_0\nu_e$, а при електронному (β^-) розпаді— антинейтрино ${}^0_0\bar{\nu}_e$. Вони відрізняються тільки напрямком спіна.

Введення нейтрино (антинейтрино) дозволило не тільки зняти автоматично протиріччя із законом збереження спіну при β -розпаді, але і пояснити неперервність енергетичного спектру β -частинок. Енергія $E_{\max}$ яка виноситься електроном і антинейтрино при β^- -розпаді являється сумою енергій цих частинок:

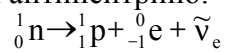
$$E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}} = E_{\max}$$

Оскільки розподіл енергій між електроном і антинейтрино може бути довільним, то електрон може мати довільну енергію від 0 до $E_{\max}$. Аналогічно можна сказати і про β^+ -розпад.

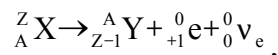
Введення нейтрино (антинейтрино) автоматично зняло і перше питання про походження електронів (позитронів) при β -розпаді. Згідно сучасним уявленням, які базуються на теорії Фермі, електронний β^- -розпад ядра, для якого правило зміщення має вигляд



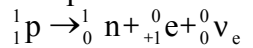
потрібно розглядати як перетворення одного із нейтронів ядра в протон, електрон і антинейтрино:



Аналогічно позитронний β^+ -розпад, який відбувається по схемі

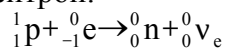


необхідно розглядати як перетворення протона ядра в нейтрон, позитрон і нейтрино:

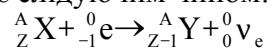


Для вільного протона такий процес неможливий з міркувань збереження енергії, оскільки маса протона менша маси нейтрона. Однак протон в ядрі може запозичити необхідну енергію від других нуклонів, які входять в склад ядра.

В третьому виді β -розпаду— електронному захопленні—материнське ядро з надлишком протонів захоплює орбітальний електрон із внутрішньої атомної оболонки (К-оболонки, рідше L або M оболонки). Після захоплення, як і в позитронному розпаді, один протон перетворюється в нейтрон:



Електронне захоплення позначають як і оболонку: К-захоплення, L-захоплення і т.д. Схема процесу електронного захоплення виглядає наступним чином:



Місце в електронній оболонці, звільнене захопленим електроном заповнюється електронами з вищих оболонок внаслідок чого виникає рентгенівське випромінювання.

Таким чином β -розпад обумовлений взаємним перетворенням протонів і нейтронів ядра, тобто це процес внутрішньонуклонний.

Для підтвердження теорії β -розпаду необхідно було експериментально довести існування нейтрино. Це вдалося зробити, і то непрямым методом, тільки через 20 років після створення теорії. Такі довгі пошуки обумовлені відсутністю у нейтрино електричного заряду і маси. Нейтрино— єдина частинка, яка не приймає участі ні в сильних ні в електромагнітних взаємодіях; єдиний вид взаємодій, в яких може приймати участь нейтрино— слабка взаємодія (яка відповідає за β -розпад). Тому пряме спостереження нейтрино дуже утруднене. Іонізуюча здатність нейтрино настільки мала, що один акт іонізації в повітрі припадає на 500 км шляху. Проникаюча ж здатність нейтрино настільки велика (пробіг нейтрино з енергією 1 MeV в Свинці складає порядок 10^{18} м), що утруднює утримання і реєстрацію цих частинок в приладах. Пряма реєстрація нейтрино стала можливою значно пізніше, після появи потужних реакторів, які дозволяють

отримувати інтенсивні потоки нейтрино.

2.5 Гама–випромінювання і його властивості

Експериментально встановлено, що γ -випромінювання не являється самостійним видом радіоактивності, а тільки супроводжує α - і β -розпади і також виникає при ядерних реакціях, при гальмуванні заряджених частинок, їх розпаді, розпаді ядра і т.д. Воно має електромагнітну природу і виникає за рахунок енергії збудження. Енергетичний спектр γ -випромінювання є дискретним. Дискретність γ -спектру являється доказом дискретності енергетичних станів атомних ядер. На даний час цілком достовірно встановлено, що γ -випромінювання випускається дочірнім ядром. Дочірнє ядро в момент свого утворення виявляється збудженим, і за час приблизно $10^{-13} - 10^{-14}$ с, який значно менший часу життя збудженого атома (приблизно 10^{-8} с), переходить в основний стан з випусканням γ -випромінювання. Повертаючись в основний стан, збуджене ядро може пройти через ряд проміжних станів, тому γ -випромінювання одного і того ж радіоактивного ізотопу може містити декілька груп γ -квантів, сумарна енергія яких однакова для всіх груп і рівна різниці енергій збудженого і основного станів дочірнього ядра. При γ -випромінюванні масове і зарядове число ядра не міняється, тому правила зміщення для нього не існують. Гама випромінювання в більшості ядер являється настільки короткохвильовим, що його хвильові властивості проявляються дуже слабо. Тут на перший план виступають корпускулярні властивості, тому γ -випромінювання розглядають як потік частинок— γ -квантів. При радіоактивних розпадах різноманітних ядер γ -кванти мають енергії від 10 кеВ до 5МеВ.

Гама-випромінювання ядер обумовлене взаємодією окремих нуклонів ядра з його електромагнітним полем. Незважаючи на це, γ -випромінювання— явище не внутрішньонуклонне, а внутрішньоядерне. Ізольований вільний нуклон випустити (або поглинути) γ -квант не може внаслідок сумісної дії законів збереження енергії та імпульсу. В той же час в середині ядра нуклон може випромінювати γ -

квант, передавши при цьому певний імпульс іншим нуклонам.

Контрольні запитання і завдання

1. Які види радіоактивного випромінювання існують в природі? Коротко охарактеризуйте їх.
2. Сформулюйте закон радіоактивного розпаду?
3. Як і в скільки разів зміниться число ядер радіоактивної речовини за час рівний трьом періодам піврозпаду?
4. Як (по якому закону) змінюється з часом активність нукліда?
5. Як зміниться положення хімічного елементу в таблиці Менделєєва після одного α - і двох β^- -розпадів?
6. Як пояснюється α -ропад на основі уявлень квантової теорії?
7. Як пояснюється неперервність енергетичного спектру β -частинок?
8. Чим пояснюється викид нейтрино (антинейтрино) із ядра при β -розпадах?
9. Запишіть схему e -захоплення. Що супроводжує e -захоплення?
10. Чи зміниться хімічна природа елементу при випусканні його ядром γ -кванта?

3 Взаємодія різних видів іонізуючих випромінювань з речовиною

3.1 Класифікація частинок за механізмами взаємодії з речовиною

Процеси, які виникають при проходженні частинок через речовину, мають виключно важливе значення як для самої фізики, так і для суміжних з нею галузей науки і техніки. Без достатнього розуміння цих процесів не можна зрозуміти методів реєстрації ядерних частинок чи, наприклад, розрахувати товщину бетонної стіни для радіаційного захисту від ядерних випромінювань прискорювача частинок. Загальна картина проходження частинок високої енергії через речовину надзвичайно складна. Частинки зіштовхуються з електронами, які знаходяться на різних атомних оболонках, розсіюються полем ядер, а при достатньо високих енергіях викликають і різні ядерні реакції. Крім того, при достатньо високих енергіях частинок виникають різноманітні вторинні ефекти. Наприклад, пучок високоенергетичних електронів породжує в речовині потужний потік вторинних γ -квантів, який необхідно враховувати при розрахунку радіаційного захисту.

Однак, незважаючи на складність процесу проходження частинок через речовину, можна виділити основні фактори, які відіграють вирішальну роль в його перебігу. До цих факторів насамперед відносяться маса, заряд і енергія частинки, а також густина, атомний номер, зарядовий номер і середній іонізаційний потенціал I (середня енергія зв'язку електронів в атомах) речовини.

За механізмами проходження через речовину мікрочастинки можна розбити на п'ять груп:

- 1) тяжкі заряджені частинки (α -частинки, протони, ядра ізотопів легких елементів і інші);
- 2) легкі заряджені частинки (електрони і позитрони);
- 3) γ -кванти;
- 4) нейтрони;
- 5) нейтрино;

При проходженні заряджених частинок і γ -квантів через речовину основну роль відіграють добре вивчені електромагнітні взаємодії.

У випадку проходження через речовину інтенсивних потоків нейтронів визначальними стають ядерні взаємодії. Проходячи через речовину нейтрони, в залежності від їх енергії, можуть викликати різні ядерні реакції, а також пружно і непружно розсіюватись на ядрах атомів речовини.

Нейтрино приймають участь тільки в слабких взаємодіях і тому можуть вільно проходити в речовині астрономічні відстані.

3.2 Проходження тяжких заряджених частинок через речовину

Основний механізм взаємодії тяжких заряджених частинок високої енергії з речовиною полягає в наступному. Частинка, пролітаючи через речовину "розштовхує" атомні електрони своїм кулонівським полем. За рахунок цього частинка поступово втрачає енергію, а атоми або іонізуються або збуджуються. Розтративши свою енергію частинка зупиняється. Завдяки дальнодіючому характеру кулонівських сил, пролітаюча частинка встигає "розштовхати" дуже велике число електронів. Сама пролітаюча частинка при зіткненні з окремим електроном мало відхиляється від свого шляху через її велику масу (в порівнянні з масою електрона). До того ж ці малі відхилення майже цілком компенсують одне одного при великій кількості хаотично орієнтованих зіткнень. Тому траєкторія тяжкої зарядженої частинки в речовині практично прямолінійна.

Основними фізичними величинами, які характеризують проходження заряджених частинок через речовину являються

$-\frac{dE}{dx}$ **гальмівна здатність** (втрата енергії на одиницю довжини) і **повний пробіг** R частинки в речовині. Частинка може втрачати енергію різними способами (зіткнення з електронами, кулонівські зіткнення з ядрами, ядерні зіткнення з ядрами і т.д.). Відповідно повні втрати енергії отримуються сумуванням втрат обумовлених різними механізмами. Як уже було зазначено, для тяжких заряджених частинок основним механізмом являються втрати енергії за рахунок іонізації і збудження атомних електронів речовини. Ці втрати об'єднуються під загальною назвою **іонізаційних**. Вони достатньо добре описуються, виведеною теоретично, формулою Бора:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{I(1 - v^2/c^2)} \quad (3.1)$$

Ця формула дозволяє, по крайній мірі, якісно, а в деяких випадках і кількісно зрозуміти характерні риси процесу гальмування тяжких заряджених частинок в речовині в широкому інтервалі енергій частинок (від декількох МеВ до сотень ГеВ). Перш за все, із цієї формули видно, що іонізаційні втрати визначаються невеликим числом фізичних величин— швидкістю v і зарядом Z частинки, а також концентрацією електронів n і середнім іонізаційним потенціалом речовини I (тут m — маса і e — заряд електрона). При цьому залежність від середнього іонізаційного потенціалу— логарифмічна, тобто достатньо слабка. Концентрація електронів пропорційна густині ρ речовини:

$$n = \frac{Z\rho N_A}{A} \quad (3.2)$$

(тут $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ - число Авогадро, A - атомна маса, Z - число електронів в атомі). Тому втрати прямо пропорційні густині речовини.

Дуже характерна сильна залежність іонізаційних втрат від швидкості частинки. При цьому, в протилежність силам опору в газах і рідинах, втрати тим більші, чим менша швидкість. Саме тому треки частинок в камері Вільсона, або в фотоемульсійному шарі, стають товстішими в кінці пробігу.

В формулу Бора явно не входить маса M частинки. Тому при релятивістських швидкостях ($v < c$) втрати для частинок різної маси, наприклад для протона (p) і мюона (μ) ($m_p \approx 9 m_\mu$) однакові, якщо вони рухаються з однаковою швидкістю.

У випадку нерелятивістських швидкостей ($v \ll c$), виразивши швидкість частинки через енергію і масу частинки

$v = \sqrt{\frac{2E}{M}}$, отримуємо формулу Бора у вигляді:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n M}{mE} \ln \frac{2mE}{IM} \quad (3.3)$$

З формули (3.3) видно, що для нерелятивістських швидкостей іонізаційні втрати при одній і тій же енергії пропорційні масі частинки. Тому треки у тяжких частинок жирніші і коротші ніж у легких. Нарешті, необхідно зазначити, що завдяки квадратичній залежності втрат від заряду частинки Z , α -частинки ($Z=2$) і, особливо, багаторазово заряджені іони ($Z>2$) дуже сильно гальмуються в речовині.

Формула Бора перестає бути справедливою при дуже малих і дуже великих енергіях частинки. При цьому в обох випадках реальні втрати виявляються меншими за теоретичні. При малих швидкостях налітаючих частинок стає істотним ефект перезарядки, який полягає в тому, що частинка захоплює (а іноді, навпаки, втрачає) електрони. Перезарядка в середньому приводить до зменшення іонізаційних втрат. Наприклад, повільний протон, захопивши електрон, стає нейтральною системою, що зразу ж знижує втрати. При дуже високих енергіях стає істотним ефект електричної поляризації середовища під дією електричного поля частинки. Поляризація приводить до різкого зменшення (екранування) поля частинки і, тим самим, до зменшення втрат.

Втративши всю енергію, частинка зупиняється. Відстань, яку проходить частинка в речовині називається **пробігом** R . Пробіг, звичайно ж, залежить від енергії, маси і заряду частинки. Теоретично його можна обчислити за формулою:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{- \frac{dE}{dx}}, \quad (3.4)$$

де E_0 - енергія частинки до попадання в речовину.

Якщо для величини втрат прийняти вираз (3.1) і врахувати ефект перезарядки, то для пробігу отримаємо вираз:

$$R = \frac{M}{Z^2} f(v) + C, \quad (3.5)$$

де функція $f(v)$ для даної речовини однакова для всіх частинок. Вона залежить, причому слабо, від роду речовини, але не від сорту налітаючих частинок. Наявність постійної C в

формулі (3.5) обумовлена ефектом перезарядки. Її значення різне для різних частинок і різних речовин, і визначається експериментальним шляхом. В якості прикладу зазначимо, що експериментальне значення пробігу протона з енергією 10MeV в Алюмінії рівне 0.17мм.

3.3 Проходження легких заряджених частинок через речовину

Проходження електронів і позитронів через речовину якісно відрізняється від проходження решти заряджених частинок. Механізм іонізаційних втрат не є визначальним в цьому процесі. Головною причиною цього являється малість мас електрона і позитрона. Через малість маси електрона (позитрона) відносно велика зміна імпульсу при кожному зіткненні в речовині. А це, в свою чергу, приводить до того, що електрон, по-перше, може значно відхилитися від початкового напрямку руху, і, по-друге, може породжувати при зіткненнях кванти електромагнітного випромінювання. Перший із вищеназваних ефектів проявляється в тому, що електрон рухається не по прямій; за рахунок другого ефекту для електронів стають істотними втрати енергії на електромагнітне випромінювання.

Крім того, при зіткненні налітаючого електрона з електронами речовини проявляються так звані обмінні ефекти, які виникають завдяки принципу нерозрізності співударюючих електронів. Обмінні ефекти мають квантове походження. Тому їх вплив на процес проходження незначний. При проходженні позитронів обмінні ефекти не виникають, але стає можливим процес анігіляції нелітаючого позитрона з електронами речовини. Проте відносна роль анігіляційних ефектів також незначна. (Надалі, для визначеності, ми будемо розглядати тільки електрони, оскільки на практиці β^- -випромінювання використовується набагато частіше ніж β^+ -випромінювання).

Оскільки маса електрона дуже мала, то він в електричних полях ядер речовини зазнає сильного гальмування. Із електродинаміки відомо, що заряджена частинка, яка рухається з прискоренням обов'язково випромінює електромагнітні хвилі. Тому заряджена частинка

випромінює при зіткненнях з частинками речовини через яку вона проходить. Це випромінювання називається **гальмівним**. Втрати енергії частинки на гальмівне випромінювання називаються **радіаційними**.

Послідовний релятивістський квантовий розрахунок дає наступну просту формулу для величини радіаційних втрат:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{\lambda_r}, \quad (3.6)$$

де λ_r — стала, яка називається **радіаційною довжиною**. Радіаційна довжина залежить від виду речовини. Так, для повітря $\lambda_r=3.3\text{м}$, для свинцю $\lambda_r=0.5\text{см}$. Згідно формули (3.6) радіаційні втрати лінійно зростають з ростом енергії, тому, починаючи з деякої критичної енергії, яка по наближеним

оцінкам рівна $E_{\text{кр}} = \frac{800}{Z} \text{ MeV}$ (де Z — зарядове число речовини) вони стають переважаючими. В області енергій $E > E_{\text{кр}}$, де радіаційні втрати переважають іонізаційні і являються основними, співвідношення (3.6) можна проінтегрувати і отримати, що енергія електронів високої енергії зменшується по експоненті при проходженні через речовину.

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{\lambda_r}}, \quad (3.7)$$

де E_0 — початкова енергія електрона до входження в речовину.

Енергія фотонів гальмівного випромінювання залежить від кінетичної енергії β - частинок і властивостей речовини. По своїй природі фотони гальмівного випромінювання аналогічні променям від рентгенівської трубки, в якій електрони різко гальмуються при зіткненні з щільною мішенню. Іноді гальмівне випромінювання складається із фотонів, які мають значну енергію, що потребує спеціального захисту.

Експериментально встановлено, що енергія W гальмівного випромінювання β -частинки прямо пропорційна зарядовому числу Z речовини, яка поглинає електрони, і квадрату кінетичної енергії E електронів:

$$W = k Z E^2, \quad (3.8)$$

де κ — коефіцієнт, який залежить від роду речовини, рівний $(0.5-1) \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$.

Виходячи із наведеного рівняння, можна стверджувати, що при поглинанні β -частинок (особливо з низькою і середньою енергіями) елементом з малим Z гальмівне випромінювання є незначним. Цей факт використовується для того, щоб перешкодити виникненню значного гальмівного випромінювання. Наприклад, якщо β -радіоактивний препарат Фосфору-32 знаходиться в свинцевому контейнері, то β -частинки, попадаючи в стінки контейнера, викликають появу γ -квантів гальмівного випромінювання (один γ -квант на кожні 100 β -частинок). Щоб запобігти цьому, між препаратом Фосфору-32 і Свинцем поміщають прокладку із Алюмінію, у якого Z на 69 одиниць менше, ніж у Свинцю.

Отже, помітне гальмівне випромінювання виникає для β -частинок, які мають велику енергію і проходять в середовищі з великим зарядовим числом. При енергіях менших декількох мегаелектронвольт втрати на гальмівне випромінювання малі і практично енергія β -частинок витрачається на іонізацію і збудження атомів.

Оскільки, як було вже зазначено, траєкторія β -частинки не прямолінійна, то обчислити пробіг β -частинки в якому-небудь середовищі практично неможливо. Оцінка пробігу ускладнюється ще й тим, що β -частинки від одного джерела мають різні енергії. На основі експериментальних даних встановлено, що число β -частинок по мірі просування в речовині зменшується по експоненціальному закону

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (3.9)$$

де N_0 — число β -частинок, падаючих на речовину (при $x=0$); μ — **лінійний коефіцієнт поглинання** в даній речовині (вимірюється в м^{-1}).

Крім лінійного (μ), використовується **масовий коефіцієнт поглинання**, який визначається по формулі

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{м}^2/\text{кг}), \quad (3.10)$$

де ρ — густина поглинаючої речовини.

На відміну від тяжких заряджених частинок, для яких крива залежності числа частинок, які пройшли шар речовини, від товщини цього шару спочатку йде горизонтально (всі частинки проходять наскрізь), а при товщині, рівній пробігу різко падає до нуля (рис.3.1), для електронів ця крива плавно (по експоненті) падає до нуля із збільшенням товщини (рис.3.2).

Тому для електронів вводять дві величини: **шар половинного послаблення** ($I_{1/2}$)— товщина шару речовини, який поглинає половину падаючих на нього β -частинок і **шар повного поглинання** або **максимальний пробіг** ($I_{\max}$)—мінімальна товщина шару речовини в якому затримуються всі β -частинки.

Величина $I_{\max}$ залежить від максимальної енергії спектра β -випромінювання даним джерелом і різна для різних речовин. Для її оцінок користуються таблицями і напівімпіричними формулами.

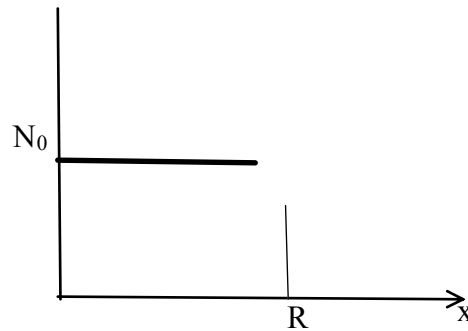


Рисунок 3.1

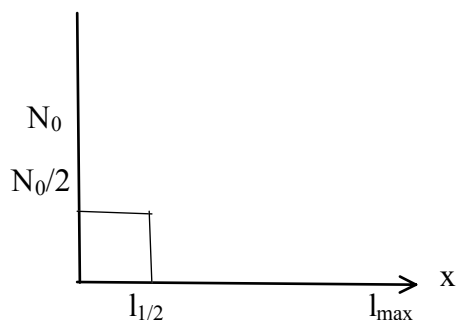


Рисунок 3.2

3.4 Проходження γ -квантів через речовину. Закон поглинання

Пучок γ -квантів, так як і заряджені частинки поглинається за рахунок електромагнітних взаємодій. Однак механізм цього поглинання істотно інший по двом причинам. По-перше, γ -кванти не мають електричного заряду і тим самим не зазнають впливу дальнодіючих кулонівських сил. Взаємодія γ -променів з електронами і ядрами відбувається в областях з радіусом 10^{-13}м , що на три порядки менше міжатомних відстаней. Тому γ -кванти при проходженні через речовину порівняно рідко зіштовхуються з електронами і ядрами, але зате при зіткненні різко відхиляються, тобто практично вибиваються із пучка. По-друге, γ -кванти мають нульову масу спокою і, отже, не можуть мати швидкості відмінної від швидкості світла. А це значить, що в середовищі вони не можуть сповільнюватись, а можуть тільки поглинатись або розсіюватись.

Для γ -квантів не існує поняття пробігу, втрати енергії на одиницю довжини. При проходженні пучка γ -квантів через речовину їх енергія не міняється, але в результаті зіткнень послаблюється інтенсивність пучка. Неважко отримати закон, згідно з яким відбувається це послаблення.

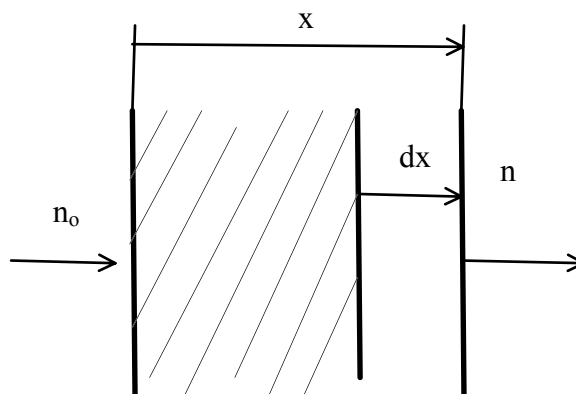


Рисунок 3.3

Виділимо в речовині шар товщиною dx (рис. 3.3). Кількість фотонів dn , які поглинуться в цьому шарі, буде пропорційна як товщині dx , так і кількості фотонів n , які входять в цей шар:

$$dn = -\mu n dx. \quad (3.11)$$

Знак "-" показує, що з збільшенням товщини шару кількість фотонів на виході з речовини зменшується внаслідок процесу поглинання. Якщо середовище однорідне, то коефіцієнт μ постійний і в диференціальному рівнянні (3.11) можна розділити змінні:

$$\frac{dn}{n} = -\mu dx$$

Проінтегруємо останнє співвідношення:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = -\mu \int_0^x dx,$$

звідки одержимо:

$$\ln \frac{n}{n_0} = -\mu x$$

Пропотенціювавши останнє співвідношення остаточно одержимо:

$$n = n_0 e^{-\mu x}, \quad (3.12)$$

де n_0 — кількість фотонів, які падають на поглинаючу речовину за одиницю часу; n — кількість фотонів, які виходять за одиницю часу із поглинаючого середовища товщиною x ; μ — коефіцієнт поглинання, який залежить як від роду поглинаючого середовища, так і від енергії падаючих γ -квантів.

Якщо поглинання відбувається за рахунок декількох різних процесів, то кожному процесу буде відповідати свій коефіцієнт поглинання μ_i , а повний коефіцієнт поглинання μ буде сумою всіх μ_i :

$$\mu = \sum_i \mu_i$$

(3.13)

Величини μ , μ_i мають розмірність м^{-1} . Оскільки γ -випромінювання має дуже велику проникаючу здатність, μ для багатьох речовин дуже мала величина.

γ -Кванти, проходячи через речовину, можуть взаємодіяти як з електронною оболонкою атомів речовини, так і з їх ядрами. Основними процесами, які супроводжують проходження γ -випромінювання через поглинаючу речовину являються фотоефект, комптон-ефект (комptonівське розсіювання) і утворення електрон-позитронних пар в кулонівському полі ядер.

Фотоефект— це процес, при якому атом поглинає γ -квант і випускає електрон. Так як електрон вибивається із однієї із внутрішніх оболонок атома, то його місце заповнюється електронами із оболонок, які знаходяться вище, і фотоефект супроводжується **характеристичним рентгенівським випромінюванням**. Фотоефект являється переважаючим механізмом поглинання в області малих енергій γ -квантів ($E_\gamma \leq 100 \text{ кеВ}$). Фотоефект може відбуватися тільки на зв'язаних електронах, оскільки вільний електрон не може поглинути γ -квант, при цьому одночасно не задовільняються закони збереження енергії та імпульсу. Звідси слідує, що фотоефект найбільш інтенсивно іде для γ -квантів з енергіями, які відповідають енергіям зв'язку електронів в атомах.

По мірі збільшення енергії γ -квантів ($E_\gamma \approx 0.5 \text{ MeV}$) ймовірність фотоефекту стає дуже малою і основним механізмом взаємодії γ -квантів з речовиною являється **комптон-ефект**.

При ефекті Комптона γ -кванти, поширюючись в речовині, зіштовхуються з електронами зовнішніх оболонок атомів і відхиляються від свого початкового напрямку. При зіткненні γ -квант передає частину енергії електрону і тому при розсіянні його довжина хвилі збільшується. γ -Кванти, які мають невелику енергію, розсіюються майже без її втрат. γ -Кванти з енергією 1.5 MeV більшу частину енергії в процесі розсіювання передають електронам. При дальнішому збільшенні енергії падаючих на речовину γ -квантів, енергія, яка виноситься розсіяними квантами, монотонно прямує до нуля.

При $E_\gamma > 1.02 \text{ MeV} = 2m_e c^2$ (m_e - маса спокою електрона) стає можливим процес утворення електронно-позитронних пар в електричних полях ядер. Ймовірність цього процесу пропорційна Z^2 і збільшується з ростом E_γ . Тому при $E_\gamma \approx 10 \text{ MeV}$ основним процесом взаємодії γ -випромінювання в будь-якій речовині являється **утворення електронно-позитронних пар**.

Якщо енергія γ -кванта перевищує енергію зв'язку нуклонів в ядрі ($7\text{--}8 \text{ MeV}$), то в результаті поглинання γ -кванта може спостерігатися **ядерний фотоефект**— викид із ядра одного із нуклонів, частіше всього нейтрона.

Велика проникаюча здатність γ -випромінювання використовується в **гама-дефектоскопії**— методі дефектоскопії, в основі якого лежить той факт, що при поширенні γ -випромінювання на однакову відстань в різних середовищах воно по-різному поглинається. Місцезнаходження і розміри дефектів (раковини, тріщини і т.д.) визначаються по різниці в інтенсивностях випромінювання, яке пройшло через різні ділянки просвічуваного виробу.

3.5 Резонансне поглинання γ -випромінювання (ефект Мессбауера)

Невизначеність енергії збудженого стану, яка обумовлена кінцевим часом життя збуджених станів ядра, визначає **природну ширину енергетичного рівня (Γ)** і, відповідно, призводить до немохроматичності γ -випромінювання, яке випускається при переході ядра із збудженого стану в основний. Ця немохроматичність називається **природною шириною лінії γ -випромінювання**.

При проходженні γ -випромінювання в речовині крім фотоефекта, комптонівського розсіювання, утворення електронно-позитронних пар повинні в принципі спостерігатися резонансні ефекти. Якщо ядро опромінювати γ -квантами з енергією, рівною різниці енергій одного із збуджених і основних енергетичних станів ядра, то може мати місце **резонансне поглинання γ -випромінювання ядрами**: одне ядро поглинає γ -квант тієї ж частоти, що і частота випромінюваного другим ядром γ -кванта при його переході із даного збудженого стану в основний.

Спостереження резонансного поглинання γ -квантів ядрами вважалось довгий час неможливим, оскільки при переході ядра із збудженого стану з енергією E в основний (його енергія прийнята рівною нулю) випромінюваний γ -квант має енергію E_γ дещо меншу, ніж E , через віддачу ядра в процесі випромінювання:

$$E_\gamma = E - E_{\text{я}},$$

де $E_{\text{я}}$ — кінетична енергія віддачі ядра. А при збудженні ядра і переході його із основного стану в збуджений з енергією E γ -квант повинен мати енергію E'_γ дещо більшу, ніж E , тобто

$$E'_\gamma = E + E_{\text{я}},$$

де $E_{\text{я}}$ — енергія віддачі, яку γ -квант повинен віддати поглинаючому ядру.

Таким чином, максимуми ліній випромінювання і поглинання зміщені один відносно одного на величину $E'_\gamma - E_\gamma = 2E_{\text{я}}$ (рис. 3.4).

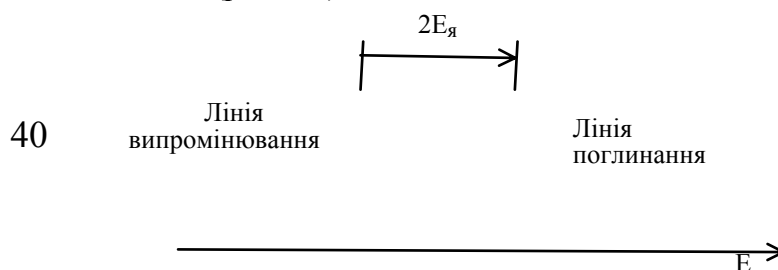


Рисунок 3.4

Використовуючи закон збереження імпульсу, згідно з яким в розглянутих процесах випромінювання і поглинання імпульси γ -кванта і ядра повинні бути рівні, отримаємо:

$$E_{\gamma} = \frac{p_{\gamma}^2}{2m_{\gamma}} = \frac{p_{\gamma}^2}{2m_{\gamma}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\gamma}c^2} \approx \frac{E^2}{2m_{\gamma}c^2} \quad (3.14)$$

Наближені оцінки показують, що для вільних ядер будь-яких елементів енергія віддачі на декілька порядків більша ширини Γ збуджених рівнів. Наприклад, збуджений стан ізотопу Іридію $^{191}_{77}\text{Ir}$ має енергію 129 кеВ, а час його життя порядку 10с^{-10} , так що ширина рівня $\Gamma \approx 4 \cdot 10^{-5}$ еВ. А енергія віддачі при випромінюванні з цього рівня, згідно (3.14) приблизно рівна $5 \cdot 10^{-2}$ еВ, тобто на три порядки більша ширини рівня. Зрозуміло, що ніяке резонансне поглинання в таких умовах неможливе (для спостереження резонансного поглинання лінія поглинання повинна співпадати з лінією випромінювання). Досліди також показували, що на вільних ядрах резонансне поглинання не відбувається.

Резонансне поглинання γ -випромінювання в принципі може бути отримане тільки при компенсації втрат енергії на віддачу ядра. Цю задачу розв'язав в 1958 році Р.Мессбауер (Нобелівська премія 1961р.) Він дослідив випромінювання і поглинання γ -випромінювання в ядрах, які знаходились в кристалічній ґратці, тобто в зв'язаному стані (досліди проводились при низькій температурі). В даному випадку імпульс і енергія віддачі передаються не одному ядру, яке випромінює (поглинає) γ -квант, а всій кристалічній ґратці в цілому. Так як кристал має набагато більшу масу ніж маса окремого ядра, то згідно формули (3.14) втрати енергії на

віддачу стають зникаюче малими. Тому процеси випромінювання і поглинання γ -випромінювання відбуваються практично без втрат енергії (ідеально пружно).

Явище пружного випромінювання (поглинання) γ -квантів атомними ядрами, звязаними в твердому тілі, яке не супроводжується зміною внутрішньої енергії тіла називається **ефектом Мессбауера**. При розглянутих умовах лінії випромінювання і поглинання γ -випромінювання практично співпадають і мають досить малу ширину, яка рівна природній ширині Г. Ефект Мессбауера був відкритий на глибоко охолодженому $^{191}_{77}\text{Ir}$ (при пониженні температури коливання ґратки "заморожуються"), а згодом виявлений на більш ніж 20 стабільних ізотопах.

Ефект Мессбауера дозволяє вимірювати енергії (частоти) випромінювання з відносною точністю $\Gamma/E = 10^{-15} - 10^{-17}$, і тому в багатьох галузях науки і техніки може служити дуже тонким "інструментом" різних видів вимірювань. Стало можливим вимірювати найтонші деталі γ -ліній, внутрішні магнітні і електричні поля в твердих тілах і т. д..

Зовнішня дія (наприклад, зєсманівське розщеплення ядерних рівнів або зміщення енергії фотонів при їх русі в полі тяжіння) може привести до дуже малого зміщення або ліній поглинання, або ліній випромінювання, тобто привести до послаблення або зникнення ефекту Мессбауера. Це зміщення, отже, може бути зафіксоване. Подібним чином в лабораторних умовах було виявлено "гравітаційне червоне зміщення фотонів", яке являє собою дуже тонкий ефект, передбачений загальною теорією відносності Ейнштейна.

3.6 Джерела і методи реєстрації ядерних частинок

За декількома винятками, єдиним методом дослідження ядер і елементарних частинок являється здійснення зіткнень одних частинок з другими і наступної реєстрації частинок, які вилетіли після зіткнення. Для того, щоб досліджувати зіткнення, треба вміти: по-перше, створювати пучки налітаючих частинок достатньо високих енергій; по-друге, підготувати мішені, які містять ядра або частинки з якими

відбуваються зіткнення, і по-третє, реєструвати якомога більше число характеристик вилітаючих частинок.

Перелік принципово різних типів джерел ядерних частинок невеликий. Історично першими джерелами були природно-радіоактивні ядра, які випромінювали α -частинки, електрони і γ -кванти з енергіями до декількох MeV, що набагато нижче порогів більшості ядерних реакцій, не кажучи уже про реакції з елементарними частинками. Тому радіоактивні джерела для здійснення ядерних реакцій не застосовуються. Вони застосовуються для вивчення самого явища радіоактивності і для прикладних цілей.

Заряджені частинки можна розганяти по певним траєкторіям комбінованою дією електричних і магнітних полів. Пристрій, в якому під дією електричних і магнітних полів створюється потік заряджених частинок високих енергій, називається **прискорювачем**. В даний час прискорювачі різних типів являються практично єдиними джерелами заряджених частинок, які використовуються для здійснення ядерних реакцій і реакцій з елементарними частинками. В прискорювачах отримують пучки частинок з енергіями від декількох MeV до сотень GeV, причому верхня границя енергій обумовлена не принциповими труднощами, а існуючим станом прискорюючої техніки. По грубій оцінці за кожне десятиліття технічний прогрес підвищує цю границю на порядок.

В прискорювачах безпосередньо прискорюються лише стабільні заряджені частинки, які входять в склад земної кори. В більшості прискорювачів отримують пучки протонів і електронів. Часто використовуються також пучки Дейтронів і α -частинок і набагато рідше— пучки багаторазово заряджених іонів Кисню, Азоту, Вуглецю.

Пучки інших частинок, як заряджених, так і нейтральних, отримують, використовуючи вторинні реакції в мішені, обстрілюваної первинним пучком. В мішені відбуваються реакції, в результаті яких з неї вилітають нові частинки. Якщо цих нових частинок багато, то можна вивчати реакції, які відбуваються при їх зіткненнях з іншими мішенями. Цим методом на прискорювачах отримують вторинні пучки γ -квантів, нейтронів, піонів, каонів,

антинуклонів і деяких інших частинок. Мюони і нейтрино не генеруються у вторинних пучках. Ці частинки в прискорювачах високих енергій отримують в третинних пучках. Третинні пучки породжуються розпадами нестабільних частинок вторинних пучків.

Любий прискорювач характеризується типом прискорюваних частинок, енергією, яка надається частинкам, розкидом частинок по енергіям і інтенсивністю пучка. Всі прискорювачі поділяються на **неперервні і імпульсні**. Неперервні прискорювачі створюють неперервний в часі пучок частинок. Із імпульсного прискорювача частинки вилітають порціями— імпульсами. Як правило, прискорювачі неперервної дії дають більшої інтенсивності пучки, а імпульсні— більш високі енергії частинок. Інтенсивність імпульсного прискорювача характеризується двома параметрами: кількістю імпульсів в секунду і кількістю частинок в окремому імпульсі. По формі траєкторії і механізму прискорення частинок прискорювачі поділяються на **лінійні, циклічні і індукційні**. В лінійних прискорювачах траєкторії руху частинок близькі до прямих. Прискорення частинок в них може здійснюватись сильним електростатичним полем (лінійний прискорювач), а також змінним електричним полем надвисокої частоти, яке синхронно змінюється в такт з рухом частинки (лінійний резонансний прискорювач).

В циклічних і індукційних прискорювачах траєкторіями руху частинок являються кола або спіралі. До циклічних прискорювачів відносяться: **циклотрон** і його удосконалені варіанти— **фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон**. Для розгону частинок і отримання високоенергетичних інтенсивних пучків в них використовується сумісна дія змінного електростатичного (для розгону) і постійного магнітного (для утримання на кільцевій траєкторії) полів, а також той факт, що для нерелятивістської частинки в постійному однорідному магнітному полі радіус орбіти пропорційний швидкості, а період обертання не залежить від енергії.

Прикладом індукційного прискорювача являється **бетатрон₂** в якому прискорення електронів здійснюється

вихровим електричним полем, що індукується змінним магнітним полем, яке утримує електрони на кільцевій орбіті.

Практично всі методи спостереження і реєстрації радіоактивних випромінювань (α , β , γ) і частинок базуються на здатності здійснювати іонізацію і збудження атомів середовища. Заряджені частинки викликають ці процеси безпосередньо, а γ -кванти і нейтрони виявляються по іонізації, яка викликається, виникаючими в результаті їх взаємодії з електронами і ядрами атомів середовища, швидкими зарядженими частинками. Вторинні ефекти, які супроводжують розглянуті процеси, такі, як спалах світла, електричний струм, потемніння фотопластинки, дозволяють реєструвати пролітаючі частинки, перелічити їх, відрізнити одну від іншої і вимірювати їх енергію.

Прилади, які застосовуються для реєстрації частинок називаються **детекторами частинок**. Детектори частинок можна розділити на дві групи:

1) детектори, які дозволяють реєструвати проходження частинок через певну ділянку простору і в деяких випадках визначати її характеристики, наприклад енергію (сцинтиляційний лічильник, лічильник Черенкова, імпульсна іонізаційна камера, газорозрядний лічильник, напівпровідниковий лічильник);

2) детектори, які дозволяють спостерігати, наприклад фотографувати, сліди (треки) частинок в речовині (камера Вільсона, дифузна камера, бульбашкова камера, ядерні фотоемульсії).

Детектори першої групи (лічильники) характеризуються наступними параметрами:

а) **Ефективність**, тобто відношення (як правило в %) числа зареєстрованих частинок до повного числа частинок, пролетівших через лічильник.

б) **Мертвий час**, тобто проміжок часу, протягом якого лічильник не здатний зареєструвати наступні іонізуючі частинки.

в) **Розділяюча здатність по енергії**.

Детектори другої групи (трекові реєстратори) характеризуються наступними параметрами:

а) **Ефективний об'єм**. Трековий реєстратор тим потужніший, чим більший його ефективний об'єм. Дійсно, при

великому ефективному об'ємі в реєстраторі вміститься довгий трек високоенергетичної частинки, і можливо навіть треки частинок, які виникають в результаті послідовних розпадів вихідної.

б) **Частота робочих циклів.** Реєстратор тим кращий, чим частіше він працює.

в) **Чутливість.** При малій іонізаційній здатності частинки її трек може бути непомітним. Наприклад, в багатьох реєстраторах помітні треки важких заряджених частинок, але не помітні треки електронів.

г) **Керованість,** тобто можливість практично миттєво ввімкнути робочий цикл.

д) **Тривалість і трудомісткість обробки.** Обробка включає в себе не тільки проявлення плівок, але і знаходження на них потрібних подій з наступним розрахунком кінематики зіткнень, пробігів і інших величин. Обробка дуже часто триває місяцями і потребує багаточисельного робочого персоналу.

е) **Економічність.** Багато трекових реєстраторів настільки дорогі, що досяжні лише дуже небагатьом лабораторіям світу.

На даний час методи спостереження і реєстрації заряджених частинок і випромінювань настільки різноманітні, що детально всіх їх описати просто неможливо. Приведемо коротку характеристику лише декількох основних типів детекторів частинок.

1. **Сцинтиляційний лічильник.** Принцип дії цього лічильника полягає в тому, що в ряді речовин пролітаючі швидкі частинки породжують люмінесцентні спалахи видимого світла, які називаються **сцинтиляціями**. Основними його елементами є сцинтилятор (кристалофосфор) і фотоелектронний помножувач, який дозволяє перетворювати слабкі світлові спалахи в електричні імпульси, які реєструються електронною апаратурою. В якості сцинтиляторів використовують кристали деяких неорганічних (наприклад, ZnS для α -частинок) і органічних (наприклад, отрацен, пластмаси - для γ -квантів) речовин.

Сцинтиляційні лічильники мають малий мертвий час (10^{-10} - 10^{-5} с), який визначається видом реєстрованих частинок, сцинтилятором і розділяючою часовою здатністю електронної

апаратури. Для цього типу лічильників ефективність реєстрації приблизно 100% для заряджених частинок і 30% для γ -квантів. Так як для багатьох сцинтиляторів інтенсивність світлового спалаху в широкому інтервалі енергій пропорційна енергії початкової частинки, то сцинтиляційні лічильники застосовуються також для вимірювання енергії зареєстрованих частинок.

2. **Лічильник Черенкова.** В основі його роботи лежить ефект Черенкова, який полягає в наступному. Заряджені частинки поширюються в різних речовинах з різною швидкістю v (від 0 до $c = 3 \cdot 10^8$ м/с). Однак швидкість світла в щільних середовищах (для яких показник заломлення $n > 1$), рівна c/n і може бути менша v . Коли $v > c/n$, тобто коли заряджена частинка рухається в середовищі з швидкістю, яка перевищує швидкість світла в ньому, то така частинка сама випромінює світло в напрямку який складає гострий кут $\theta = \arccos c/nv$ з траєкторією руху частинки.

Отже, за допомогою даного лічильника можна вимірювати енергії частинок, які рухаються в речовині з швидкістю, більшою за фазову швидкість світла в даній речовині і розділяти ці частинки по масам. Знаючи кут випромінювання θ , можна визначити швидкість частинки, що при відомій масі частинки рівнозначно визначенню її енергії. З другого боку, якщо маса частинки невідома, то вона може бути визначена по незалежному вимірюванню енергії частинки.

3. **Імпульсна іонізаційна камера**— це детектор частинок, дія якого основана на здатності заряджених частинок викликати іонізацію газу. Іонізаційна камера являє собою електричний конденсатор, заповнений газом, до електродів якого подається постійна напруга. Заряджена частинка, попадаючи в простір між електродами, іонізує газ. Напруга підбирається так, щоби всі утворені іони, з одного боку, доходили до електродів, не встигаючи рекомбінувати, а з другого— не розганялися настільки сильно, щоби породжувати вторинну іонізацію. Отже, в іонізаційній камері на її електродах безпосередньо збираються іони, які виникають під дією заряджених частинок. Іонізаційні камери бувають двох типів: **інтегруючі** (в них вимірюється сумарний

іонізаційний струм) і **імпульсні** (в них реєструється проходження одиничної частинки і вимірюється її енергія).

4. **Газорозрядний лічильник.** Газорозрядний лічильник як правило складається з наповненого газом металічного циліндра (катод) і тонкої дротини (анод), яка розташована вздовж його осі. Хоча газорозрядні лічильники конструктивно подібні до іонізаційної камери, однак в них основну роль відіграє вторинна іонізація, яка обумовлена зіткненнями первинних іонів з атомами і молекулами газу і стінок. Існують два типи газорозрядних лічильників: **пропорційні** (в них газовий розряд несамостійний, тобто затухає у випадку припинення дії зовнішнього іонізатора) і **лічильники Гейгера-Мюллера** (в них розряд самостійний, тобто підтримується після припинення дії зовнішнього іонізатора).

В пропорційних лічильниках робоча напруга вибирається так, щоби вони працювали в області вольт-амперної характеристики, яка відповідає несамостійному розряду, в якій вихідний імпульс пропорційний первинній іонізації, тобто енергії влетівшої частинки. Тому вони не тільки реєструють частинку, але й вимірюють її енергію. В пропорційних лічильниках імпульси, які викликаються окремими частинками підсилюються в $10^3 - 10^6$ раз.

Лічильники Гейгера-Мюллера по конструкції і принципу дії істотно не відрізняються від пропорційних, але працюють в області вольтамперної характеристики, яка відповідає самостійному розряду, коли вихідний імпульс не залежить від первинної іонізації. Лічильники Гейгера-Мюллера реєструють частинку без вимірювання її енергії. Коефіцієнт підсилення цих лічильників становить 10^8 . Для реєстрації окремих послідовних імпульсів розряд, який виникає, потрібно гасити. Для цього, наприклад, послідовно з ниткою (анодом) вмикається такий опір, щоб розряд, який виникає в лічильнику, викликав на опорі спад напруги, достатній для припинення розряду.

Важливою технічною характеристикою лічильника Гейгера-Мюллера є його **лічильна характеристика**, тобто залежність кількості імпульсів струму, які дає лічильник за одиницю часу, від прикладеної до нього напруги при сталій активності джерела іонізуючого випромінювання.

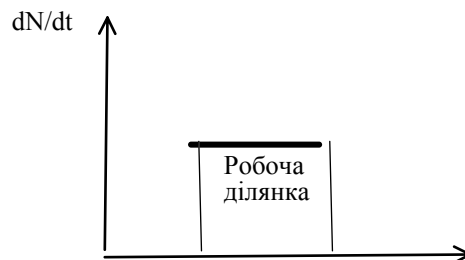


Рисунок 3.5

Ця характеристика має вигляд кривої з дуже широкою горизонтальною ділянкою, яка називається плато. Це плато являється робочою ділянкою лічильника, оскільки швидкість реєстрації імпульсів не повинна залежати від напруги, прикладеної до електродів, а визначатися тільки кількістю іонізуючих частинок, які попадають в лічильник за одиницю часу. Чим ширше плато і чим ближче воно до горизонтального, тим лічильник стабільніше і точніше працює.

Мертвий час для лічильників Гейгера-Мюллера становить 10^{-3} - 10^{-7} с. Для газорозрядних лічильників ефективність реєстрації рівна приблизно 100% для заряджених частинок і приблизно 5% для γ -квантів.

5. **Напівпровідниковий лічильник**— це детектор частинок, основним елементом якого є напівпровідниковий діод. Напівпровідникові лічильники володіють високою надійністю, можуть працювати в магнітних полях. Мала товщина робочої області не дозволяє застосовувати їх для вимірювання високоенергетичних частинок.

6. **Камера Вільсона (1912)**— це один із найдавніших типів трекового детектора. Виконується як правило у вигляді скляного циліндра з щільно прилягаючим поршнем. Циліндр заповнюється нейтральним газом (як правило Гелієм або Аргоном), насиченим парами води або спирту. При раптовому, тобто адіабатичному, розширенні газу пара стає перенасиченою і на траєкторіях частинок, пролетівших через камеру, утворюються треки із туману. Утворені треки для

відтворення їх просторового розташування фотографуються стереоскопічно, тобто під різними кутами. По характеру і геометрії треків можна робити висновок про тип пройшовших через камеру частинок (наприклад, α -частинка залишає суцільний жирний слід, β -частинка— тонкий), про енергію частинок (по величині пробігу), про густину іонізації (по кількості крапель на одиницю довжини трека), про кількість частинок, які приймають участь в реакції.

Можливості камери Вільсона можна значно розширити, помістивши її в сильне магнітне поле (1927, Скобельцин). По викривленню траєкторії заряджених частинок в магнітному полі, тобто по кривизні трека, можна робити висновок про знак заряду, а якщо відомий тип частинок (їх заряд і маса) то по радіусу кривизни трека можна визначити енергію і імпульс частинок навіть в тому випадку, якщо весь трек в камері не вміщується. Недолік камери Вільсона— її малий робочий час, який складає приблизно 1% від часу, який затрачається для підготовки камери до наступного розширення (вирівнювання температури і тиску, розсмоктування залишків треків, насичення пари), а також трудомісткість обробки результатів.

7. **Дифузна камера** (1936)— це різновид камери Вільсона. В ній робочою речовиною також є перенасичена пара, але стан перенасичення створюється дифузією парів спирту від нагрітої (до 10°C) покритишки до дна, яке охолоджується (до -60°C) твердою вуглекислою. Поблизу дна виникає шар перенасиченої пари товщиною приблизно 5см, в якому пролітаючи заряджені частинки утворюють треки. На відміну від камери Вільсона дифузна камера працює в неперервному режимі. Крім того, через відсутність поршня в ній можуть створюватися тиски до 4МПа, що значно збільшує її ефективний об'єм.

8. **Бульбашкова камера** (1952)— це трековий детектор, робочою речовиною якого є перегріта (під тиском) прозора рідина (рідкі водень, пропан, ксенон). Запускається бульбашкова камера, так само як і камера Вільсона, різким скидом тиску, в результаті чого рідина переходить в нестійкий перегрітий стан. Пролітаючи в цей час через камеру заряджена частинка викликає різке закипання рідини, і траєкторія частинки стає усіяною бульбашками пари—

утворюється трек, який як і в камері Вільсона, фотографується. Бульбашкова камера працює циклами. Розміри бульбашкових камер приблизно такі ж як і камер Вільсона (від десятків сантиметрів до 2 м), проте ефективний об'єм на 2-3 порядки більший, так як густина рідин значно більша ніж газів. Це дозволяє використовувати бульбашкову камеру для дослідження довгих ланцюжків народжень і розпадів частинок високих енергій.

9. Ядерні фотоемульсії (1927)— один із найпростіших трекових детекторів заряджених частинок. Проходження зарядженої частинки в емульсії викликає іонізацію, яка приводить до утворення центрів прихованого зображення. Після проявлення сліди заряджених частинок виявляються у вигляді ланцюжка зерен металічного срібла. Так як емульсія—середовище більш щільне ніж газ або рідина, які використовуються в вільсонівській і бульбашковій камерах, то при інших рівних умовах довжина треку в емульсії більш коротка. Так трек довжиною 0,005см в емульсії еквівалентний треку в 1м в камері Вільсона. Тому фотоемульсії застосовуються для вивчення реакцій, які викликаються частинками в прискорювачах надвисоких енергій і в космічних променях.

10. Іскрові камери (1957)— порівняно нові прилади, які використовують переваги **лічильників** (швидкість реєстрації) і **трекових детекторів** (повнота інформації про треки). Іскрова камера являє собою набір великої кількості дуже маленьких лічильників. Тому вона близька до лічильників, так як інформація в ній видається негайно без наступної обробки, і в той же час вона володіє властивостями трекового детектора, оскільки по дії багатьох лічильників можна встановити треки частинок.

3.7 Космічне випромінювання

Розвиток фізики елементарних частинок тісно зв'язаний з вивченням космічного випромінювання. Космічне випромінювання приходить на Землю практично ізотропно із усіх напрямків космічного простору. Його інтенсивність швидко зростає із висотою, досягає максимуму, потім

зменшується і, починаючи з $h \approx 50$ км залишається практично постійною.

Розрізняють **первинне і вторинне** космічне випромінювання. Випромінювання, яке приходить безпосередньо із космосу називають первинним космічним випромінюванням. Дослідження його складу показало, що первинне випромінювання являє собою потік елементарних частинок високої енергії, причому більше 90% з них складають протони з енергією приблизно 10^9 - 10^{13} eV, близько 7% α -частинки і лише невелика доля (близько 1%) припадає на ядра більш тяжких елементів ($Z > 20$). По сучасним уявленням, які будуються на даних астрофізики і радіоастрономії, вважається, що первинне космічне випромінювання має в основному галактичне походження. Вважається, що прискорення частинок до настільки високих енергій може відбуватися при зіткненні з рухомими міжзоряними магнітними полями. При $h \geq 50$ км інтенсивність космічного випромінювання постійна; на цих висотах спостерігається лише первинне випромінювання.

З наближенням до Землі інтенсивність космічного випромінювання зростає, що свідчить про появу вторинного космічного випромінювання, яке утворюється в результаті взаємодії первинного космічного випромінювання з ядрами атомів земної атмосфери. У вторинному космічному випромінюванні зустрічаються практично всі відомі елементарні частинки. При $h < 20$ км космічне випромінювання являється вторинним; з зменшенням висоти його інтенсивність знижується, оскільки вторинні частинки по мірі просування до поверхні Землі зазнають поглинання.

В складі космічного випромінювання можна виділити дві компоненти: **м'яку** (сильно поглинається Свинцем) і **жорстку** (володіє в Свинці великою проникаючою здатністю). Походження м'якої компоненти пояснюється наступним чином. В космічному просторі завжди присутні γ -кванти з енергією $E > 2m_e c^2$, які в полі атомних ядер перетворюються в електронно-позитронні пари. Утворені таким чином електрони і позитрони, гальмуючись, в свою чергу, породжують γ -кванти, енергія яких достатня для утворення нових електронно-позитронних пар і т. д. до тих пір, поки енергія γ -квантів не буде меншою $2m_e c^2$. Описаний процес

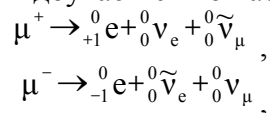
називається **електронно-позитронно-фотонним** (або **каскадним**) **ливнем**. Хоча первинні частинки, які спричиняють утворення цих ливнів і володіють високими енергіями, проте ливневі частинки являються м'якими— вони не проникають через великі товщі речовини. Таким чином, ливневі частинки— електрони, позитрони і γ -кванти— і являють собою м'який компонент вторинного космічного випромінювання.

Жорсткий компонент вторинного космічного випромінювання складається в основному із мюонів, які утворюються внаслідок розпаду більш важких частинок (π - і k - мезонів). Так як маса мюонів велика порівняно з масою електронів, то радіаційні втрати для них зникаюче малі, а тому жорсткий компонент вторинного випромінювання володіє великою проникаючою здатністю.

Дослідження зміни інтенсивності жорсткої компоненти вторинного космічного випромінювання з висотою показали, що на менших висотах потоки мюонів менш інтенсивні. Це свідчить про те, що мюони зазнають самовільний розпад, являючись таким чином, нестабільними частинками.

Існують позитивний (μ^+) і негативний (μ^-) мюони; заряд мюона рівний елементарному заряду e . Маса мюонів рівна $206,8 m_e$, час життя μ^+ і μ^- -мюонів однаковий і рівний $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$.

Розпад мюонів відбувається по наступним схемам:



де ${}^0_0\nu_\mu$ і ${}^0_0\tilde{\nu}_\mu$ — мюонні нейтрино і антинейтрино, а ${}^0_0\nu_e$ і ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ — електронні нейтрино і антинейтрино відповідно.

Дослідження космічного випромінювання з одного боку дозволило на зорі розвитку фізики елементарних частинок отримати основні експериментальні дані, на яких базувалась ця область науки, а з другого— дало можливість і тепер вивчати процеси з частинками надвисоких енергій вплоть до 10^{21} еВ , які ще не отримані штучним шляхом в прискорювачах.

3.8 Дія ядерних випромінювань на речовину

Дія ядерних випромінювань на речовину в загальних рисах складається із наступних процесів. По-перше, налітаючі частинки, зіштовхуючись з електронами, вибивають їх з атомів речовини здійснюючи таким чином їх іонізацію. Здебільшого вибиваються електрони із зовнішніх оболонок атомів. Зіткнення налітаючої частинки із електронами внутрішніх оболонок атомів іноді може привести лише до їх збудження.

Іонізаційна здатність заряджених частинок і γ -квантів приблизно однакова. Але проникаюча здатність γ -випромінювання дуже велика. Тому при опроміненні зарядженими частинками іонізується лише тонкий поверхневий шар речовини, а при опроміненні γ -квантами— вся товща речовини.

По-друге, налітаючі частинки достатньо високих енергій при непружних зіткненнях з ядрами можуть частково руйнувати ядра, наприклад, вибиваючи з них протони і нейтрони. Це веде до появи в речовині нових ізотопів, в тому числі нових елементів. Ці нові ізотопи часто виявляються радіоактивними. В результаті в речовині виникає **наведена радіоактивність**. Виникнення наведеної радіоактивності— небажане явище, оскільки воно забруднює матеріал і створює небезпеку при роботі з ним.

По-третє, при вибиванні електронів в багатьох речовинах, особливо органічних, можуть розпадатися, або, навпаки, виникати різні хімічні зв'язки, що веде до зміни хімічної структури речовини. Механізм радіаційно-хімічних реакцій слідує наступний. Потік ядерних частинок викликає в середовищі збудження, іонізацію і дисоціацію молекул. Виникаючі при цьому збуджені молекули і іони вступають в хімічні реакції або безпосередньо або через проміжне утворення хімічно-високоактивних вільних радикалів. В останньому випадку в реакції можуть залучатись молекули, які не зазнали безпосереднього опромінення. Оскільки енергія ядерних випромінювань значно перевищує енергію будь-яких хімічних зв'язків, то опромінення може розривати і дуже міцні зв'язки. Це приводить до утворення таких високоактивних іонів і радикалів, які не вдається отримувати традиційними хімічними методами. Тим самим відкриваються можливості

реалізації сильно ендотермічних реакцій і реакцій, заборонених високим активаційним бар'єром.

По-четверте, при пружних зіткненнях налітаючих частинок з ядрами атоми речовини вибиваються із своїх місць в кристалічній ґратці в другі вузли або в міжвузольний простір. В результаті в кристалічній ґратці виникають різного виду дефекти, які впливають на різноманітні фізичні властивості кристалів. Опромінення сильно впливає на механічні властивості кристалів. Як правило матеріал зміцнюється через те, що виникаючі під впливом опромінення дефекти гальмують рух дислокацій. Поява дефектів в кристалічній ґратці обов'язково спотворює структуру електронних рівнів, що веде до зміни оптичних і електричних властивостей кристала. Ці зміни істотні для діелектриків і напівпровідників, але не для металів, в середині яких є велика кількість вільних електронів, які, з одного боку практично не зазнають дії точкових дефектів, а, з другого боку визначають електричні і оптичні властивості кристала. Особливо сильно впливає опромінення на електричні властивості напівпровідникових матеріалів. Дія вакансій і атомів в міжвузольному просторі аналогічна дії домішкових атомів, а електропровідність напівпровідників, як відомо, вкрай чутлива навіть до дуже малих домішок. Головна і дуже шкідлива для технічного застосування дія опромінення на напівпровідники полягає в тому, що дефекти, які появляються під дією опромінення створюють нові електронні енергетичні рівні в забороненій зоні. Ці рівні являються ловушками для носіїв заряду. Дефекти-ловушки сильно зменшують час життя носіїв, що приводить до зменшення електропровідності. Крім того, в ловушках нагромаджується просторовий заряд, який спотворює електричне поле всередині напівпровідника, погіршуючи його технічні характеристики.

3.9 Вимірювання величин іонізуючих випромінювань і радіоактивності

Для кількісної оцінки дії ядерних випромінювань на речовину необхідно мати одиниці міри опромінення речовини. Як зазначалось вище, проходження через речовину ядерних випромінювань супроводжується іонізацією атомів

цієї речовини, в результаті якої відбувається поглинання речовиною енергії випромінювання. Для характеристики міри іонізації речовини і оцінки кількості поглинутої речовиною енергії вводяться величини: поглинута доза випромінювання, потужність поглинутої дози випромінювання, експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювань, потужність експозиційної дози.

Поглинутою дозою випромінювання називається величина, яка рівна відношенню енергії любого іонізуючого випромінювання до маси опроміненої речовини. В СІ одиницею цієї величини являється джоуль на кілограм (Дж/кг). 1Дж/кг— це доза випромінювання, при якій масі опроміненої речовини 1кг передається енергія іонізуючого випромінювання 1Дж. В якості позасистемної одиниці поглинутої дози випромінювання прийнятий рад. Співвідношення між вказаними одиницями:

$$1 \text{ рад} = 0.01 \text{ Дж/кг.}$$

Потужність дози випромінювання— це поглинута доза випромінювання віднесена до одиниці часу. Одиницею її вимірювання в СІ є ватт на кілограм (Вт/кг). 1Вт/кг— потужність дози випромінювання, при якій за час 1с поглинута доза випромінювання зростає на 1Дж/кг. Позасистемною одиницею являється рад в секунду (рад/с). Співвідношення між ними:

$$1 \text{ рад/с} = 0.01 \text{ Вт/кг.}$$

Експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювань визначається відношенням суми електричних зарядів іонів одного знаку, створених в сухому атмосферному повітрі, до маси повітря, яке поглинуло це випромінювання. Одиницею експозиційної дози в СІ являється кулон на кілограм (Кл/кг). В якості позасистемної одиниці використовується рентген (Р):

$$1 \text{ Р} = 2.57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг.}$$

Потужність експозиційної дози— це експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювань, віднесена до одиниці часу. Її одиницями являються: в СІ— ампер на кілограм (А/кг) і позасистемні— рентген в секунду (Р/с), рентген в годину (Р/год). Співвідношення між ними:

$$1 \text{ Р/с} \approx 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг; } 1 \text{ Р/год} = 7.17 \cdot 10^{-8} \text{ А/кг.}$$

Для оцінки експозиційної дози α -, β - і нейтронного випромінювань вводиться одиниця, яка називається **фізичним еквівалентом рентгена (фер)**. Доза 1фер відповідає утворенню такої ж кількості іонів в такій ж масі повітря як і доза 1Р.

Для оцінки біологічної дії різних видів випромінювань використовується одиниця, яка називається **біологічним еквівалентом рентгена (бер)**.

Іонізація, яка виникає внаслідок дії випромінювань різних видів може бути однаковою, але ступінь біологічної її дії на організм різною. Експозиційна доза рівна 1бер, якщо буде спостерігатися така ж біологічна дія, як і дія 1Р рентгенівських або γ -променів.

Різну біологічну дію випромінювань з точки зору біології оцінюють коефіцієнтом відносної біологічної ефективності (ВБЕ). Припустимо, однаковий біологічний ефект викликають експозиційна доза рентгенівських або γ -променів, рівна D_0 фер, і доза α -, β - або нейтронного випромінювань, рівна D фер, тоді $ВБЕ = D_0/D$. Визначено, що для γ - і рентгенівських променів, β -частинок і електронів $ВБЕ=1$; для протонів, α -частинок і швидких нейтронів— 10; для багатозарядних іонів і ядер віддачі— 20.

3.10 Біологічна дія ядерних випромінювань

Ядерні випромінювання спричиняють сильну вражаючу дію на всі живі істоти від бактерій і вірусів до ссавців. Характер і інтенсивність пошкоджень залежать від дози випромінювання і виду частинок. Одне і те ж випромінювання по різному діє на різні органи, на різні організми.

При достатньо великій дозі випромінювання гине любий організм. Мінімальна смертельна доза (тобто доза, при опроміненні якою гине 50% екземплярів даного виду) може варіювати від 50Р для яєць відомого по домашнім акваріумам аксолотля до 300000Р для деяких бактерій. Дози нижче смертельної викликають різні захворювання, які об'єднуються терміном "променева хвороба". Ступінь дії доз γ -випромінювання на людину приведена в табл. 3.1.

Структуру живого організму можна підрозділити на три рівні: а) окремі молекули; б) клітини; в) макроскопічні частини або системи організму (наприклад, м'язові тканини або дихальна система). Вражаюча дія радіації проявляється на всіх трьох рівнях.

Таблиця 3.1

Доза в рентгенах	Дія на людину
0-25	Відсутність явних пошкоджень
20-50	Можлива зміна складу крові
50-100	Зміна складу крові. Пошкодження
100-200	Пошкодження. Можлива втрата працездатності
200-400	Непрацездатність. Можлива смерть
400	Смертність 50%
600	Смертельна доза

Першорядною дією випромінювання на організм являється пошкодження молекул. Встановлено, що існують два механізми таких пошкоджень— прямий і опосередкований. В прямому механізмі ядерна частинка діє на самі макромолекули. В опосередкованому випромінювання спричинює радіоліз води, продукти якого (головним чином радикал $\text{OH}\cdot$, а також $\text{H}\cdot$, $\text{HO}_2\cdot$) вступають в хімічні реакції з макромолекулами. Співвідношення між прямим і опосередкованим механізмами сильно залежить від вмісту води, а також багатьох інших факторів.

Клітини складаються з великої кількості макромолекул і тому вони в переважній більшості здатні витримувати багато актів іонізації. Різні частини і різні функції клітин по різному чутливі до однієї і тієї ж дози. Ядро клітини значно чутливіше цитоплазми. При опроміненні тільки ядра, клітина гине при дозі в десятки разів меншій, ніж при опроміненні тільки цитоплазми. Із функцій клітини найбільшою радіочутливістю володіє здатність до поділу, а також синтез білків і нуклеїнових кислот.

Радіоактивне випромінювання спричинює руйнуючу дію на самі різноманітні частини і системи організму в цілому.

У людини найбільш чутливими є кровотворні органи (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні вузли), епітелій статевих залоз і слизової оболонки кишечника. При дозі, близькій до смертельної, смерть настає в результаті руйнування кровотворних клітин кісткового мозку. При дозах значно перевищуючих смертельну дозу, смерть настає значно швидше за рахунок пошкодження кишечника. При дозах, менших смертельної, спочатку настає гострий етап хвороби (малокрів'я, опіки і язви, випадання волосся, тяжкі пошкодження очей, ясен, горла і т. д.) Часто виникають різноманітні довготривалі захворювання, які приводять до виснаження і смерті через декілька років після сильного опромінення. В період після гострого протікання променевої хвороби сильно знижується опірність організму інфекційним захворюванням, можлива поява катаракт і ракових пухлин. Як правило відбувається передчасне старіння. Люба як завгодно мала доза опромінення може викликати незворотні генетичні зміни хромосом, що веде до тяжких спадкових аномалій в наступних поколіннях.

Дія однієї і тієї ж дози опромінення помітно залежить від того, за який проміжок часу ця доза отримана. Якщо опромінення сильно розтягнути в часі, то загальна шкідлива дія буде менша, ніж при одноразовому опроміненні сумарною дозою. Ця різниця особливо сильно проявляється у високоорганізованих видів, у яких є розвинута система відновлюючих і компенсуючих процесів. Але відновлення майже завжди неповне, а для деяких процесів, зокрема для генетичних пошкоджень, відсутнє взагалі. Тому хронічне опромінення малими дозами також є небезпечним.

В даний час розроблені ефективні методи лікування променевої хвороби, які дозволяють спасати життя навіть при опроміненні смертельною дозою. При великій дозі основним методом є переливання крові і пересадка кісткового мозку від здорового організму.

3.11 Захист від радіаційного опромінення

Ядерні випромінювання спричиняють руйнуючу дію на організм людини. Тому при роботі з любимими джерелами радіації (радіоактивні ізотопи, прискорювачі, реактори,

космічні кораблі і т.д.) неминуче постає проблема радіаційного захисту всіх людей, які можуть потрапити в зону дії випромінювання, починаючи від осіб, безпосередньо контактуючих з джерелами радіації, до населення, що проживає поблизу цих джерел.

Для розрахунку любого захисту необхідно встановити **гранично допустиму дозу**, опромінення якою не є шкідливим для здоров'я людини.

При встановленні гранично допустимої дози потрібно виходити з того, що в природних умовах опромінення людини за рахунок космічних променів і радіоактивності земних порід складає приблизно 0,1бер в рік і абсолютно нешкідливе. З другого боку доза 400-600бер смертельна. Прийнята в даний час гранично допустима доза від зовнішніх джерел для осіб, які безпосередньо працюють з випромінюваннями складає 0,1бер в тиждень, тобто 50бер в рік. Для можливого опромінення населення встановлена в сто разів менша гранично допустима доза 0,5бер в рік, яка близька до природного радіоактивного фону.

Крім зовнішнього, можливе також внутрішнє опромінення організму, яке створюється радіоактивними речовинами, які попадають в організм при диханні, ковтанні або через рани. При встановленні гранично допустимих доз внутрішнього опромінення необхідно враховувати, в яких органах концентрується радіоактивний ізотоп і як довго цей ізотоп утримується в організмі. Так, надтяжкий β -активний ізотоп Водню— Тритій— в процесі обміну речовин досить швидко вимивається з організму.

З іншої сторони, також β -активний ізотоп Стронцію $^{90}_{38}\text{Sr}$, попадаючи в організм, старається заміщати Кальцій в кістковій тканині, де він застряє надовго і опромінює дуже чутливі до радіації кровотворні тканини кісткового мозку. Тому гранично допустимі концентрації в воді, повітрі, харчових продуктах і т.д. встановлюються окремо для кожного ізотопу. Наприклад, гранично допустима доза в воді відкритих водойм для Тритію і Стронцію $^{90}_{38}\text{Sr}$ рівні відповідно $3 \cdot 10^{-7}$ і $3 \cdot 10^{-11}$ Кі/л.

Ядерні випромінювання небезпечні ще тим, що навіть їх великі дози не сприймаються органами відчуттів людини. Тому при роботі злюбими видами випромінювань необхідно

вивчити правила роботи з радіоактивними матеріалами і строго їх дотримуватись.

Для вимірювання доз випромінювання використовуються спеціальні прилади— **дозиметри**. Дозиметр належить до одного із типів реєструючих пристроїв. Як реєструючий пристрій, дозиметр повинен задовільняти ряду специфічних вимог. По-перше, для дозиметра достатньо, щоб він реєстрував не індивідуальні частинки, а сумарний потік частинок. По-друге, потрібно, щоб із характеристик цього потоку вимірювалась би саме доза, тобто або виділена енергія, або іонізаційний струм. По-третє, необхідно враховувати, що поглинання енергії ядерних випромінювань в речовині залежить як від виду речовини, так і від виду і енергії випромінювання. Тому в дозиметрах стараються використовувати датчики, які імітують живі тканини щодо поглинутої радіації.

Найбільш поширені дозиметри, головною робочою частиною яких є іонізаційна камера неперервної дії. Крім іонізаційних камер для дозиметрії використовуються газорозрядні лічильники, фотоплівки і сцинтилятори.

По призначенню дозиметрична апаратура ділиться на шість типів: а) прилади, які вимірюють дозу зовнішнього випромінювання; б) прилади для вимірювання потоків α - і β -частинок з забруднених поверхонь; в) прилади (як правило кишенькові) для вимірювання індивідуальних доз; г) прилади для вимірювання забрудненості повітря радіоактивними газами та аерозолями; д) прилади для вимірювання радіоактивності проб води і харчових продуктів; е) прилади для вимірювання зовнішнього випромінювання повітря. Найчастіше використовуються прилади перших трьох типів.

Найбільш простим є захист від α -випромінювання, оскільки α -частинки, які вилітають із радіоактивних ядер мають дуже малі пробіги в речовині. Що стосується β -випромінювання, то пробіг β -електронів в повітрі не такий вже малий (більше 3м при енергії $E=3\text{MeV}$). Тому β -активні препарати, навіть малої активності, потрібно екранувати. Для екранування від електронів з енергіями до 4MeV достатній шар пластмаси товщиною 25мм. Більш масивний захист потрібний при роботі з γ -радіоактивними джерелами. В цьому

випадку товщина захисту залежить не тільки від енергії випромінювання, але і від його інтенсивності оскільки потік γ -частинок експоненційно послаблюється з відстанню всередині речовини захисту. Ступінь цього послаблення визначається коефіцієнтом поглинання μ , який залежить від енергії γ -квантів і виду речовини поглинач.

При розрахунку захисту замість коефіцієнта μ як правило користуються величиною I_{10} яка рівна товщині шару речовини, який послаблює потік γ -випромінювання в 10 разів. Значення I_{10} для γ -квантів мегаелектронної області енергій має порядок від десятків сантиметрів для легких елементів до декількох сантиметрів для тяжких. В лабораторних умовах для захисту від γ -активних препаратів використовують хатинки із свинцевих плиток форма яких дає можливість кладки без наскрізних щілин. При необхідності візуального спостереження використовують віконця із спеціального скла, яке містить Свинець.

Найкращими поглиначами повільних (теплових) нейтронів є Бор і Кадмій. При розрахунку захисту від теплових нейтронів потрібно враховувати вторинне γ -випромінювання, яке виникає при захопленні нейтронів. Швидкі нейтрони слабо поглинаються любими речовинами. Тому для захисту від швидких нейтронів їх спочатку сповільнюють (як правило водою або графітом), а вже після сповільнювача розміщують поглинач.

При розрахунку захисту від протонів і інших тяжких заряджених частинок високих енергій необхідно враховувати потоки вторинних частинок, які виникають при ядерних зіткненнях.

У всіх випадках треба враховувати, що випромінювання може проникнути в захищене місце не тільки прямим шляхом, але і шляхом розсіювання від стін приміщення і оточуючих предметів. Тому потужні випромінювачі оточують захистом з усіх боків.

Для захисту від особливо потужних джерел випромінювання, наприклад від пучків із прискорювачів, використовується бетон (через його дешевизну). Товщина захисних бетонних стін інколи досягає декількох метрів.

3.12 Застосування радіоактивних випромінювань в науці і техніці

Переважаюча більшість застосувань ядерних випромінювань базується всього лише на чотирьох фізичних явищах. Перше явище полягає в тому, що будь-який радіоактивний ізотоп являється міченим атомом, тобто атомом, який по своїм хімічним і фізичним властивостям веде себе так само як і його сородичі, але за переміщенням якого можна прослідкувати по його радіоактивності. Друге явище полягає в тому, що будь-яке радіоактивне випромінювання володіє певною проникаючою здатністю, тобто властивостями поширюватись і поглинатись в даному середовищі певним чином. Суть третього явища зводиться до того, що ядерні випромінювання, проходячи через речовину спричиняють його іонізацію. І нарешті, четверте явище полягає в створенні наведеної радіоактивності в речовині нейтронами, а також іншими випромінюваннями при достатньо високій енергії останніх. Відповідно всі основні методи використання ядерних випромінювань покладених в їх основу фізичних ідей діляться на чотири групи:

- а) мічені атоми;
- б) використання проникаючої здатності випромінювань;
- в) використання іонізуючої здатності випромінювань;
- г) використання різних форм наведеної активності.

Коротко розглянемо можливості цих методів.

Метод мічених атомів полягає в тому, що до досліджуваного елемента підмішується деяка кількість його радіоактивного ізотопу. Ця радіоактивна домішка хімічно не відрізняється від основної маси елемента, але може бути виявлена з допомогою лічильника Гейгера-Мюллера або будь-якого іншого реєстратора частинок. Застосування мічених атомів відкриває принципово нові можливості дослідження, дозволяючи прослідкувати за переміщеннями і хімічними перетвореннями атомів елемента в середовищах які містять цей елемент.

В фізиці, наприклад, тільки використання мічених атомів дало можливість прямого вимірювання коефіцієнта самодифузії— процесу, в якому атоми або молекули однієї і тієї ж речовини перемішуються один з одним в розчині. В

біохімії мічені атоми дозволили вияснити ряд важливих моментів складного і фундаментального для всього рослинного світу процесу фотосинтезу. Тільки методом мічених атомів можна отримати інформацію про швидкість обміну речовин в тканинах живого організму. В сільському господарстві важливо знати, в яких хімічних сполуках належить вносити удобряючі елементи— Азот, Фосфор, Кальцій і ін. в ґрунт для того, щоб вони ліпше засвоювались рослинами. І тут вирішальну роль відіграли мічені атоми, які дозволили вияснити, яким шляхом і в яких кількостях попадає в рослину елемент із добрива.

В основі майже всіх приладів, які базуються на використанні проникаючої здатності γ - (рідше β -) випромінювання лежить один і той же простий принцип: рахунок імпульсів в детекторі міняється, якщо міняється товщина або вид матеріалу між детектором і джерелом. На основі цього принципу конструюються різні товщинометри, щільнометри, рівноміри, лічильники предметів, γ -дефектоскопи, і багато інших приладів. На цьому принципі засновані багаточисельні γ -релейні пристрої, які автоматично контролюють і регулюють хід виробничих процесів. Ці пристрої особливо зручні для автоматичного контролю процесів в труднодоступних для безпосереднього вимірювання місцях, наприклад, для слідкування за рівнем рідини в закритій посудині за допомогою радіоактивного поплавка.

В геології зараз одним із основних методів розвідки покладів нафти і деяких інших корисних копалин являється радіоактивний каротаж свердловин, який базується на відмінності процесу поширення нейтронів і γ -променів в різних породах. В свердловину поміщується джерело γ -променів або нейтронів, вище джерела— розділюючий фільтр (із свинцю для γ -джерела, із парафіну— для джерела нейтронів), а над фільтром— детектор. Швидкість рахунку імпульсів в детекторі залежить від властивостей середовища. В залежності від джерела і роду детектованих частинок розрізняють γ - γ -каротаж, нейтрон-нейтронний каротаж і нейтрон- γ -каротаж. В γ - γ -каротажі швидкість рахунку імпульсів падає із збільшенням густини оточуючого

середовища. Тому цей тип каротажа називають каротажем густини. Аномально мала густина вугільних пластів і тому вони добре ідентифікуються γ - γ -каротажем. Більш багату інформацію дає нейтронний каротаж. Поширення нейтронів в гірській породі тим гірше, чим більше в ній Водню, так як у Водні нейтрони швидко сповільнюються, а сповільнившись, поглинаються. Водню багато як в нафті, так і в воді. Але нафта практично не містить домішок, а в воді завжди розчинена поварена сіль, ядра Хлору якої енергійно поглинають нейтрони з випусканням γ -квантів. Тому в нейтрон-нейтронному каротажі рахунок імпульсів детектора більш високий для нафти ніж для води, а в нейтрон- γ -каротажі— навпаки. Це дає можливість впевнено відрізнити нафтові пласти від водних.

Іонізуючі випромінювання, проходячи через газ, роблять його електропровідним. На цій властивості базується робота нейтралізаторів статичної електризації. Ці нейтралізатори дозволили розв'язати наболілі проблеми текстильної промисловості, зв'язані з електризацією ниток тертям, яка нерідко приводила до самозагоряння. В медицині іонізаційна здатність випромінювань використовується для радіаційного руйнування злоякісних пухлин. Іонізаційна здатність випромінювань успішно використовується для боротьби з деякими комахами. Іонізація випромінюванням використовується також для збільшення числа генетичних мутацій у різних рослин з метою прискорення отримання нових корисних сортів. Розробляються інтенсивно також методи стерилізації різних харчових продуктів, що дозволяє збільшити терміни їх зберігання.

В методі наведеної активності головним є збудження в речовині вторинної радіоактивності під дією ядерних випромінювань. Він використовується для елементного аналізу.

Класична методика елементного аналізу полягає в тому, що досліджувана речовина і зразок-еталон з відомою кількістю елемента, що визначається, опромінюють фіксованою дозою, а потім вимірюють виниклу наведену активність. Присутність потрібного елемента ідентифікується по виду випущених частинок, по їх енергії і по періоду піврозпаду. Найбільш широко використовується активація

нейтронами, так як нейтрони, особливо повільні, енергійно поглинаються всіма ядрами (крім ${}^4_2\text{He}$), причому поглинання в більшості випадків приводить до утворення β - (а часто і γ -) активних ізотопів.

Контрольні запитання і завдання

1. Які фактори впливають на процес проходження частинок через речовину?
2. Які основні фізичні величини характеризують проходження заряджених частинок через речовину?
3. Який основний механізм втрат енергії тяжкими зарядженими частинками при їх проходженні через речовину?
4. Чому треки заряджених частинок в фотоемульсійному шарі стають жирнішими в кінці пробігу?
5. В чому полягає якісна відмінність механізму проходження легких заряджених частинок через речовину від механізму проходження тяжких заряджених частинок?
6. Які втрати енергії легких заряджених частинок називають радіаційними і коли вони стають переважаючими?
7. Чому неможливо обчислити пробіг β -частинки в речовині?
8. Які основні механізми взаємодії γ -випромінювання з речовиною?
9. В чому суть ефекту Мессбауера? Які його можливі застосування?
10. Чому неможливо спостерігати резонансне поглинання γ -випромінювання на вільних ядрах?
11. Що можна визначати за допомогою лічильників? Які їх основні параметри? Перечисліть основні типи лічильників.
12. Що можна визначати за допомогою трекових реєстраторів? Які їх основні параметри? Перечисліть основні типи трекових реєстраторів.
13. Які частинки входять в склад жорсткої компоненти вторинного космічного випромінювання?

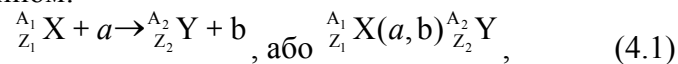
14. В чому полягає шкідливий вплив радіоактивного випромінювання на електричні властивості напівпровідників?
15. Які системи організму людини найбільш чутливі до вражаючої дії радіоактивного випромінювання?
16. Яка гранично допустима доза опромінення для населення від зовнішніх радіоактивних джерел?
17. Перечисліть основні типи дозиметричної апаратури.
18. Перечисліть основні методи використання ядерних випромінювань в науці і техніці, і дайте їх коротку характеристику.

4 Ядерні реакції. Елементи ядерної енергетики

4.1 Ядерні реакції, їхній механізм та класифікація

Частинки, рухаючись в речовині, взаємодіють з її атомами, тобто з ядрами і електронами. Зіткнення частинок з ядром викликає різні ядерні реакції, в результаті яких може відбуватися зміна заряду або маси як частинок так і ядра. **Ядерні реакції** - це перетворення атомних ядер при взаємодії з елементарними частинками (в тому числі і з γ -квантами) або одне з одним. Характер ядерної взаємодії визначається видом частинки, її енергією, властивостями речовини і умовами взаємодії. Кількість відомих нині ядерних реакцій сягає уже тисяч.

Ядерні реакції записують символічно у вигляді рівняння слідуючим чином:



де ${}_{Z_1}^{A_1}X$ і ${}_{Z_2}^{A_2}Y$ — вихідне і кінцеве ядра, a і b — взаємодіюча (бомбардуюча) і виділена в ядерній реакції частинки.

Тип ядерної реакції визначається видом взаємодіючої і виділеної частинок (a, b). Якщо вони збігаються ($b \equiv a$), то рівняння (4.1) описує розсіяння частинки: пружне — при $E_b = E_a$, непружне — при $E_b \neq E_a$. Якщо в ядерній реакції частинка a зникає (поглинається ядром), а замість неї появляється нова частинка b ($b \neq a$), склад ядра змінюється і рівняння (4.1) описує ядерне перетворення, тобто власне ядерну реакцію.

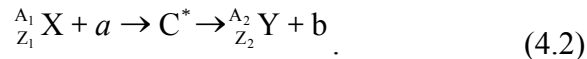
За механізмом взаємодії ядерні реакції можна поділити на два види:

- прямі ядерні реакції;
- реакції з утворенням проміжного ядра.

Прямі ядерні реакції відбуваються при дуже високій енергії частинок і, отже, за дуже короткий час, необхідний для того, щоб частинка пролетіла через ядро (10^{-23} - 10^{-21} с). Наприклад, швидкий протон може вибити з поверхні ядра один з нуклонів і полетіти разом з ним.

Більшість же ядерних реакцій з кінетичною енергією частинок $< 10\text{MeV}$ проходить з утворенням проміжного ядра.

Така ядерна взаємодія відбувається у два етапи по наступній схемі



На першому етапі відбувається захоплення частинки ядром і виникнення проміжного ядра C^* , яке називається **складовим** (або **компаунд-ядром**), і яке перебуває у збудженому стані. Енергія збудження E^* складається з кінетичної енергії частинки E_k і енергії зв'язку нуклонів $E_{зв}$, які були в складі частинки і приєдналися до ядра:

$$E^* = E_k + E_{зв}.$$

Енергія зв'язку нуклона в середньому дорівнює 8 МеВ. Тому складове ядро отримує досить велику енергію збудження.

В ядерній взаємодії беруть участь лише ближні до частинки нуклони, тому до них переходить основна частина енергії збудження. Енергія, отримана такими нуклонами, передається потім за участю ядерних сил сусіднім і поступово статистично розподіляється між всіма нуклонами ядра. При цьому відбувається значний розігрів ядра. Енергія збудження, розподілена рівномірно між всіма нуклонами, недостатня для подолання енергії зв'язку нуклона. Однак з часом флуктуації збудженого ядра приводять до того, що в одному із нуклонів (або їх комбінації, наприклад, Дейтроні або α -частинці) зосереджується енергія, достатня для вильоту із ядра. В результаті стає можливим другий етап ядерної реакції— розпад складового ядра C^* на ядро Y і частинку b .

Якщо при захопленні частинки a утворюється складове ядро і з нього вилітає частинка b , тотожна захопленій ($b \equiv a$), то її швидкість буде звичайно менша ніж швидкість захопленої первинної. Оскільки первинні і вторинні частинки не можна розрізнити, таке явище сприймається як дещо сповільнене розсіяння частинки з втратою частини її енергії і має назву непружного розсіяння частинок.

У деяких випадках розпад проміжного ядра з випусканням частинки може затриматись настільки, що починає переважати конкуруючий процес— розпад з випромінюванням γ -квантів під дією більш слабких електромагнітних сил. Після випускання γ -квантів збуджене ядро переходить в основний енергетичний стан. Такий процес

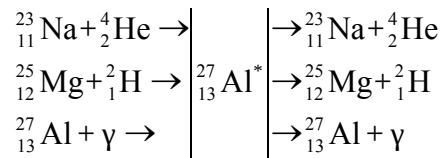
взаємодії частинки з ядром називають **радіаційним захопленням частинки**.

Існують певні обмеження енергії для ядерної реакції з утворенням складового ядра. Наявність енергетичних рівнів ядра строго лімітує порції енергії, які можуть бути передані ядру. Оскільки енергія зв'язку має певне значення для системи ядро-нуклон, передача енергії збудження може відбуватися через зміну кінетичної енергії частинки. Отже утворення проміжного ядра можливе лише при певних значеннях кінетичної енергії частинки. Якщо кінетична енергія частинки відрізняється від цих значень, проміжне ядро не утворюється. В цьому випадку при зіткненні частинки з ядром відбувається її **пружне розсіяння**.

В ядерній фізиці вводиться **характерний ядерний час**— проміжок часу, який необхідний для того, щоб частинка пройшла відстань, яка дорівнює діаметру ядра ($d \approx 10^{-15} \text{ м}$). Так, для нуклона з енергією 1 MeV (що відповідає його швидкості $v \approx 10^7 \text{ м/с}$) характерний ядерний час $\tau_{\text{я}} = 10^{-15} \text{ м} / (10^7 \text{ м/с}) = 10^{-22} \text{ с}$. З другої сторони, доведено, що середній час життя складового ядра рівний $10^{-16} - 10^{-12} \text{ с}$, тобто на багато порядків перевищує характерний ядерний час $\tau_{\text{я}}$. Це означає, що за час життя складового ядра може відбутися дуже багато зіткнень нуклонів між собою. Значить, проміжне ядро живе так довго, що повністю забуває спосіб свого утворення. Отже розпад проміжного ядра являє собою процес, який не залежить від першого етапу реакції, що полягає в захопленні частинки. Одне і те ж саме ядро може розпадатися різними шляхами, причому характер цих шляхів і їх відносна ймовірність не залежить від способу утворення проміжного ядра.

Ядерну реакцію, що приводить до утворення проміжного ядра називають **вхідним каналом** ядерної реакції, а кожний окремий вид розпаду проміжного ядра— **вихідним каналом**.

Наприклад, проміжне ядро $^{27}_{13}\text{Al}$ має три вхідні канали його утворення і три вихідні канали його розпаду



Здійснення того чи іншого виду вихідного каналу залежить від енергії збудження проміжного ядра E^* . Якщо енергія збудження перевищує енергію зв'язку ${}^4_2\text{He}$ - частинки або Дейтрона (${}^2_1\text{H}$), проміжне ядро може перейти в основний стан випустивши одну із цих частинок. Якщо ж E^* менша від енергії зв'язку цих частинок, то перехід в основний стан відбувається через випускання одного або декількох γ -квантів.

Під час ядерної реакції зберігається загальна кількість нуклонів і сумарний заряд, а відбувається лише перерозподіл нуклонів і заряду між ядрами і частинками. Закони збереження заряду і кількості нуклонів дозволяють якісно визначити можливі напрямки перебігу ядерної реакції. Для ядерних реакцій виконуються також закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу.

Ядерні реакції супроводжуються зміною кінетичної енергії взаємодіючих частинок. Запишемо баланс енергії в реакції ${}^{A_1}_{Z_1}\text{X}(a, b){}^{A_2}_{Z_2}\text{Y}$, враховуючи, що повна енергія ядра і частинок дорівнює сумі енергій спокою mc^2 і кінетичної енергії:

$$m_x c^2 + m_a c^2 + E_x + E_a = m_y c^2 + m_b c^2 + E_y + E_b.$$

З цього рівняння можна визначити енергію ядерної реакції (або тепловий ефект Q) як зміну кінетичної енергії процесів реакції

$$Q = (E_y + E_b) - (E_x + E_a) = [(m_x + m_a) - (m_y + m_b)] c^2 = \Delta m c^2 \quad (4.3)$$

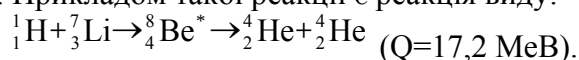
Якщо масу вимірювати в а. о. м., то

$$Q = 931 \Delta m \text{ MeV.} \quad (4.4)$$

Маси спокою для даного набору ядер і частинок мають цілком певне значення, тому Q набуває характерного значення для кожної ядерної реакції.

Залежно від зміни маси ядер і частинок, що беруть участь в реакції, Q може набувати значення $Q > 0$, $Q \leq 0$.

Реакції з $Q > 0$ називають **екзоенергетичними (екзотермічними)**. В цьому випадку частина енергії спокою вихідного ядра X і взаємодіючої частинки a перетворюється в кінетичну енергію продуктів реакції, при цьому маса останніх зменшується. Прикладом такої реакції є реакція виду:

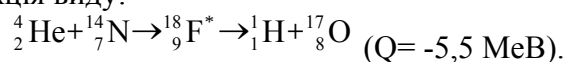


Екзоенергетичні реакції можуть відбуватись при нульовій кінетичній енергії взаємодіючих частинок, якщо їх наближенню не заважають кулонівські сили відштовхування.

Реакції з від'ємними значеннями Q називають **ендоенергетичними (ендотермічними)**. Для таких реакцій при умові $E_x=0$ (вихідне ядро є нерухомим)

$$E_y + E_b = E_a - |Q|.$$

Оскільки $E_y + E_b > 0$, ендоенергетичні реакції мають порогову енергію. Вони можуть відбуватись лише в тому випадку, коли кінетична енергія частинки a більша від порогового значення реакції ($E_a > |Q|$). Прикладом такої реакції є реакція виду:



Всі ядерні реакції підпорядковані законам квантової механіки. Тому можна розглядати лише ймовірнісні характеристики перебігу тих чи інших реакцій. Ця ймовірність в ядерній фізиці визначається значенням ефективного перерізу ядерної реакції σ :

$$\sigma = \frac{dN}{nNdx}, \quad (4.5)$$

де N — число частинок, які падають за одиницю часу на одиницю площі поперечного перерізу речовини, яка має в одиниці об'єму n ядер, dN — число цих частинок, які вступили в ядерну реакцію в шарі товщиною dx . Ефективний переріз σ має розмірність площі і характеризує ймовірність того, що при падінні пучка частинок на речовину відбудеться ядерна реакція. Одиницею ефективного перерізу ядерної реакції є **барн** ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

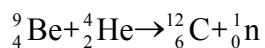
Ядерні реакції класифікуються за такими ознаками:

- 1) **за родом частинок, що беруть в них участь:**
 - реакції під дією нейтронів;

- реакції під дією заряджених частинок;
 - реакції під дією γ -квантів;
- 2) **за енергією частинок, що їх викликають:**
- реакції при малих енергіях ($\approx 1\text{eV}$), що проходять за участю нейтронів;
 - реакції при середніх енергіях (до 10MeV), що проходять за участю γ -квантів і заряджених частинок ($^1\text{H}, ^4\text{He}$);
 - реакції при високих енергіях ($10\text{-}100\text{ MeV}$), які приводять до народження елементарних частинок, що відсутні у вільному стані.
- 3) **за родом ядер, що беруть участь в реакції:**
- реакції на легких ядрах ($A < 50$);
 - реакції на середніх ядрах ($50 < A < 100$);
 - реакції на важких ядрах ($A > 100$).
- 4) **за характером ядерних перетворень, що відбуваються:**
- реакції з випусканням нейтронів;
 - реакції з випусканням заряджених частинок;
 - реакції захоплення (під час цих реакцій складове ядро переходить в основний стан, випромінюючи один або кілька γ -квантів).

4.2 Ядерні реакції під дією нейтронів

Нейтрони, являючись електрично нейтральними частинками, не відчувають кулонівського відштовхування, внаслідок чого вони можуть проникати в ядра, маючи доволі малу енергію і викликати різні ядерні перетворення. Ядерні реакції під дією нейтронів не тільки зіграли значну роль в розвитку ядерної фізики, але і привели до появи ядерних реакторів. Нейтрони були вперше виявлені в такій реакції (1930р.):



Характер ядерних реакцій під дією нейтронів залежить від їх швидкості (енергії). Залежно від енергії нейтрони умовно діляться на дві групи: **повільні** і **швидкі**. Область енергій повільних нейтронів містить в собі область

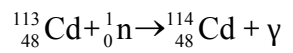
ультрахолодних (з енергією до 10^{-7} eV), **дуже холодних** (10^{-7} - 10^{-4} eV), **холодних** (10^{-4} - 10^{-3} eV), **теплових** (10^{-3} -0,5 eV) і **резонансних** (0,5- 10^4 eV) нейтронів. До другої групи можна віднести **швидкі** (10^4 - 10^8 eV), **високоенергетичні** (10^8 - 10^{10} eV) і **релятивістські** ($\geq 10^{10}$ eV) нейтрони.

Сповільнити нейтрони можна пропускаючи їх через яку-небудь речовину яка містить Гідроген (наприклад, парафін, вода). Проходячи через такі речовини, швидкі нейтрони зазнають розсіяння на ядрах і сповільнюються до тих пір, поки їх енергія не стане рівною енергії теплового руху атомів речовини-сповільнювача, тобто рівною приблизно кТ.

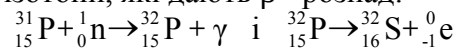
Повільні нейтрони ефективні для збудження ядерних реакцій, оскільки вони відносно довго знаходяться поблизу атомного ядра. Завдяки цьому ймовірність захоплення нейтрона ядром стає великою. Однак енергія повільних нейтронів мала, тому вони не можуть викликати, наприклад, непружне розсіяння. Для повільних нейтронів характерне пружне розсіяння на ядрах (реакція типу (n, n)) і радіаційне захоплення (реакція типу (n, γ)). Реакція (n, γ) приводить до утворення нового ізотопу вихідної речовини:



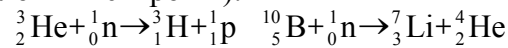
наприклад



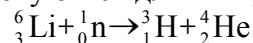
Часто в результаті (n, γ)-реакції утворюються штучно-радіоактивні ізотопи, які дають β^- -розпад:



Під дією повільних нейтронів на деяких легких ядрах спостерігаються також реакції захоплення нейтронів з випусканням заряджених частинок— протонів і α -частинок (під дією теплових нейтронів):



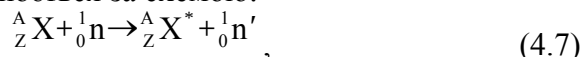
(ці реакції використовуються для вияву нейтронів), або



(ця реакція використовується для одержання Тритія, зокрема в термоядерних вибухах).

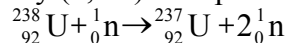
Реакції типу (n, p) і (n, α) , тобто реакції з утворенням заряджених частинок відбуваються в основному під дією швидких нейтронів, оскільки у випадку повільних нейтронів енергії атомного ядра недостатньо для подолання потенціального бар'єра, що перешкоджає вильоту протонів і α -частинок. Ці реакції, як і реакції радіаційного захоплення, часто ведуть до утворення β^- -активних ядер.

Для швидких нейтронів спостерігається непружне їх розсіювання, що здійснюється за схемою:

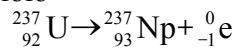


де нейтрон, який вилітає з ядра, позначений як ${}_0^1n'$, оскільки це не той нейтрон, який проник в ядро. ${}_0^1n'$ має енергію, меншу енергії ${}_0^1n$, а ядро, що залишається після вильоту нейтрона, знаходиться у збудженому стані, тому його перехід в нормальний стан супроводжується випусканням γ -кванта.

Коли енергія нейтронів досягає значень 10 MeV, стає можливою реакція типу $(n, 2n)$. Наприклад, в реакції



утворюється штучно β^- -активний ізотоп ${}_{92}^{237}\text{U}$, що розпадається за схемою



4.3 Реакція ядерного поділу

До початку 40-х років роботами багатьох учених було доведено, що під час опромінення Урану нейтронами утворюються елементи із середини періодичної системи—Лантан і Барій. Цей результат поклав початок дослідженню ядерних реакцій нового типу—**реакцій поділу ядра**, суть яких в тому, що важке ядро під дією нейтронів, а також інших частинок ділиться на декілька більш легких ядер, частіше всього на два близькі за масою ядра.

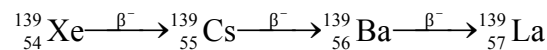
Особливістю поділу ядра є те, що він супроводжується випусканням двох-трьох вторинних нейтронів, які називаються **нейтронами поділу**. Оскільки для середніх ядер

кількість нейтронів приблизно дорівнює кількості протонів ($N/Z \approx 1$), а для важких ядер кількість нейтронів значно перевищує кількість протонів ($N/Z \approx 1.6$), то осколки поділу, які утворилися, перенасичені нейтронами, внаслідок чого виділяються нейтрони поділу. Однак, випускання нейтронів поділу не ліквідовує перевантаження ядер-осколків нейтронами. Тому осколки радіоактивні, вони можуть пройти ряд β^- -перетворень, що супроводжуються випромінюванням γ -квантів. Оскільки β^- -розпад супроводжується перетвореннями нейтрона в протон, то після ланцюжка β^- -перетворень співвідношення між нейтронами і протонами в осколку досягає величини, що відповідає стабільному ізотопу.

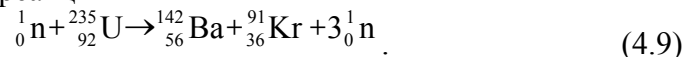
Наприклад, при поділі ядра Урану $^{235}_{92}\text{U}$

$$^1_0\text{n} + ^{235}_{92}\text{U} \rightarrow ^{139}_{54}\text{Xe} + ^{95}_{38}\text{Sr} + 2^1_0\text{n}, \quad (4.8)$$

осколок поділу $^{139}_{54}\text{Xe}$ в результаті трьох актів β^- -розпаду перетворюється в стабільний ізотоп $^{139}_{57}\text{La}$:



Осколки поділу можуть бути різними. Можлива, наприклад, і реакція



Більшість нейтронів при поділі випускаються практично миттєво ($t \leq 10^{-14}\text{с}$), а частина (близько 0.7%) випускається осколками поділу через деякий час після поділу, ($0.05\text{с} \leq t \leq 60\text{с}$). Перші з них називаються миттєвими, другі - такими, що запізнюються. Загалом на кожний акт поділу припадає 2.5 випущеного нейтрона. Вони мають порівняно широкий енергетичний спектр в межах від 0 до 7MeV, на один нейтрон в середньому припадає енергія близько 2MeV.

Розрахунки показують, що поділ ядер повинен супроводжуватись виділенням великої кількості енергії, яку можна обчислити за дефектом маси ядерної реакції. Так, для реакції поділу Урану $^{235}_{92}\text{U}$ (4.8) вона рівна:

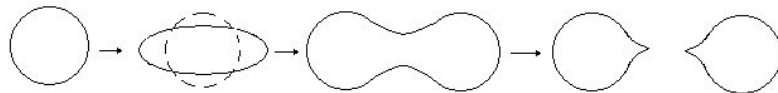
$$E = \Delta m \cdot 931 \text{ MeV} = [(235.124 + 1.0089) - (95.945 + 139.995 + 2 \cdot 1.0089)] \cdot 931 \text{ MeV} = 0.215 \cdot 931 \text{ MeV} = 200 \text{ MeV}.$$

Ця енергія розподіляється так: кінетична енергія осколків ($\approx 166\text{MeV}$), кінетична енергія нейтронів поділу ($\approx 10\text{MeV}$), енергія γ -випромінювання ($\approx 15\text{MeV}$), енергія антинейтрино ($\approx 10\text{MeV}$).

Теорію поділу важких ядер запропонували Нільс Бор і Я.Френкель. В її основу покладено краплинну модель ядра. В ядрі між нуклонами існують два типи сил: електростатичні сили відштовхування, що діють між протонами і ядерні сили притягання дуже малого радіуса дії, що діють між всіма сусідніми нуклонами.

Внаслідок дії цих сил ядро набуває сферичної форми, яка стійка відносно до деформацій так, як і крапля рідини, що знаходиться під впливом молекулярних сил поверхневого натягу. Якщо ядру надати достатню енергію, то воно може розділитися на дві частини.

Нейтрон, що проникнув у ядро вносить туди енергію, яка за дуже короткий час поширюється між всіма нуклонами і в результаті утворюється нове ядро у збудженому стані. Якщо енергія збудження невелика, то поділ ядра не відбувається. Таке ядро, втративши надлишок енергії через випускання γ -квантів, протона або нейтрона, повернеться в рівноважний стан. Якщо ж енергія, яку вносить нейтрон, велика, то збуджене ядро-крапля починає деформуватися, в результаті відбувається поділ на два осколки, що розлітаються з великими швидкостями внаслідок дії між ними сил електростатичного відштовхування (рис.4.1)



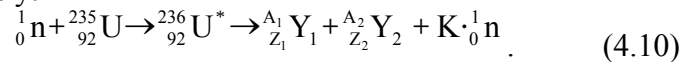
Ймовірність поділу ядер визначається енергією нейтронів. Наприклад, якщо високоенергетичні нейтрони викликають поділ практично всіх ядер, то нейтрони з енергією в декілька MeV— лише важких ядер ($A > 210$).

Нейтрони, що мають енергію активації (мінімальну енергію, необхідну для здійснення реакції поділу ядра)

порядку 1MeB, викликають поділ ядра Урану $^{238}_{92}\text{U}$, Торію $^{232}_{90}\text{Th}$, Протактинію $^{231}_{91}\text{Pa}$ і Плутонію $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Тепловими нейтронами діляться ядра $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{230}_{90}\text{Th}$. Два останні ізотопи в природі не зустрічаються, їх отримують штучно.

Поділ атомних ядер може відбуватися різними шляхами. Спостерігається більше ніж 30 різних варіантів реалізації процесу поділу:



Серед осколків поділу є нукліди з масовими числами від 72 до 161 і значеннями Z від 30 до 65. При поділі на теплових нейтронах утворюються переважно осколки із співвідношенням мас 2:3.

4.4 Ланцюгова реакція поділу

Для практичного застосування поділу важких ядер найважливіше значення має виділення великої енергії при кожному акті поділу і поява при цьому 2-3 нейтронів. Кожен з цих нейтронів взаємодіє з сусідніми ядрами речовини, що в свою чергу спричиняє в них реакцію поділу, тобто відбувається лавиноподібне зростання кількості актів поділу. Така реакція поділу називається **ланцюговою**. Схематично реакція поділу зображена на рис. 4.2.

Ланцюгова реакція поділу характеризується **коефіцієнтом розмноження** k нейтронів, який дорівнює відношенню кількості нейтронів у даному поколінні до їх кількості в попередньому поколінні. Необхідною умовою для розвитку ланцюгової реакції є вимога $k \geq 1$.

Виявляється, що не всі вторинні нейтрони, які утворюються, викликають наступний поділ ядер, що приводить до зменшення k . По-перше, внаслідок скінченних розмірів **активної зони** (простір, де відбувається ланцюгова реакція) і великої проникної здатності нейтронів, частина з них покине активну зону раніше, ніж буде захоплена будь-яким ядром. По-друге, частина нейтронів захоплюється

ядрами домішок, що не діляться і які завжди присутні в активній зоні.

Коефіцієнт розмноження залежить від природи речовини, що ділиться, а для даного ізотопу – від його кількості, а також від розмірів і форми активної зони.

Мінімальні розміри активної зони, при яких можливе здійснення ланцюгової реакції, називають **критичними розмірами**. Мінімальна маса речовини, що ділиться, яка необхідна для здійснення ланцюгової реакції, називається **критичною масою**.

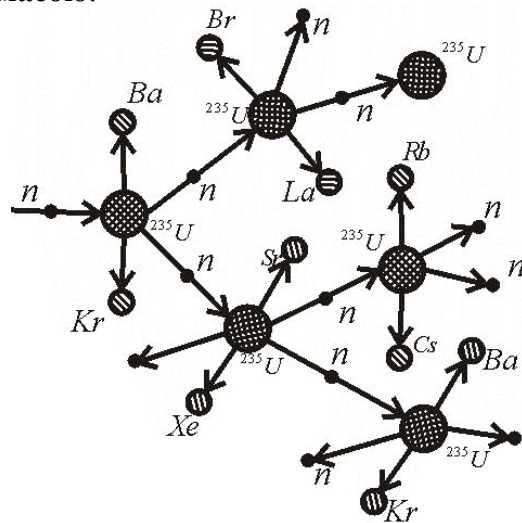


Рисунок 4.2

Для зменшення втрат нейтронів і критичних параметрів речовини її оточують відбивачем – шаром неподільної речовини, яка має менший ефективний поперечний переріз для захоплення нейтронів і великий переріз для їх розсіювання.

Обчислимо швидкість розвитку ланцюгової реакції. Нехай T — середній час життя одного покоління, а N — число нейтронів у даному поколінні. В наступному поколінні їх кількість дорівнює kN , тобто приріст кількості нейтронів за одне покоління $dN = kN - N = N(k - 1)$.

Приріст кількості нейтронів за одиницю часу, тобто швидкість наростання ланцюгової реакції

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{T}, \quad \frac{dN}{N} = \frac{k-1}{T} dT$$

Інтегруючи цей вираз, отримаємо

$$N = N_0 e^{\frac{(k-1)t}{T}}, \quad (4.11)$$

де N_0 — кількість нейтронів в початковий момент часу, а N — їх кількість в момент часу t . При $k > 1$ йде наростаюча реакція, кількість поділів безперервно росте, і реакція може стати вибуховою.

При $k = 1$ йде самопідтримуюча реакція, при якій кількість нейтронів з часом не змінюється. При $k < 1$ йде згасаюча реакція.

Ланцюгові реакції ділять на **керовані** і **некеровані**. Вибух атомної бомби є некерованою реакцією. Щоб атомна

бомба при зберіганні не вибухнула, в ній ${}^{235}_{92}\text{U}$ (або ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) ділиться на дві віддалені одна від одної частини з масами менше критичних. Потім за допомогою звичайного вибуху ці маси зближуються, загальна маса Урану стає більшою від критичної і виникає вибухова ланцюгова реакція, що супроводжується миттєвим виділенням великої кількості енергії. Керовані ланцюгові реакції здійснюються в ядерних реакторах.

Як сировинні і подільні речовини в реакторах використовуються ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$, а також ${}^{232}_{90}\text{Th}$. у природній суміші ізоотопів Урану ізоотопу ${}^{238}_{92}\text{U}$ у 140 разів більше ніж ізоотопу ${}^{235}_{92}\text{U}$.

4.5 Поняття про ядерну енергетику

Велике значення в ядерній енергетиці має не лише здійснення ланцюгової реакції поділу, але і керування нею. Пристрій, в якому здійснюється і підтримується ланцюгова реакція поділу, називається **ядерним реактором**.

Розглянемо типову схему реактора на теплових нейтронах (рис.4.3).

В активній зоні реактора розміщені тепловиділяючі елементи 1 і сповільнювачі 2, в яких нейтрони сповільнюються до теплових швидкостей. Тепловиділяючі елементи (твели)— це блоки з радіоактивного матеріалу, що знаходиться в герметичній оболонці, яка слабо поглинає нейтрони.

За рахунок енергії, що виділяється при поділі ядер, твели розігріваються, а тому для охолодження їх поміщають в потік теплоносія (3— канал для протікання теплоносія). Активна зона оточується тепловідбивачем 4, що зменшує витік нейтронів.

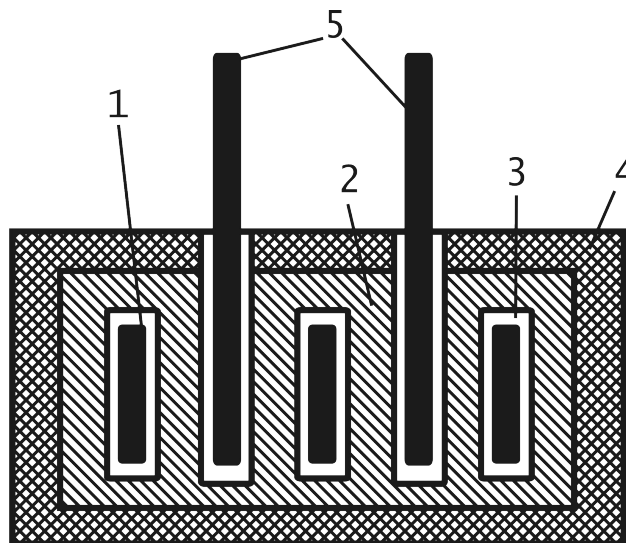


Рисунок 4.3

Керування ланцюговою реакцією здійснюється спеціальними керуючими стрижнями 5 з матеріалів (Кадмій, Бор), що сильно поглинають нейтрони. При повністю встановлених стрижнях реакція не йде. При поступовому вийманні стрижнів коефіцієнт розмноження k росте і при певному положенні доходить до одиниці. В цей момент реактор починає працювати. В міру його роботи кількість матеріалу, який ділиться в активній зоні зменшується і

відбувається її забруднення осколками поділу. Щоб реакція не припинилась, з активної зони за допомогою автоматичного керуючого пристрою поступово виймаються керуючі стрижні. В реакторі є аварійні стрижні, введення яких при збільшенні інтенсивності реакції зразу ж її припиняє.

Ядерний реактор являється потужним джерелом проникаючої радіації (нейтрони, γ -випромінювання), яке приблизно в 10 разів перевищує санітарні норми. Тому реактор має біологічний захист— систему екранів і захисних матеріалів (наприклад, свинець, бетон, вода), яка розміщується за його відбивачем, і пульт дистанційного керування.

Ядерні реактори розрізняють:

1) за характером основних матеріалів, що знаходяться в активній зоні (ядерне паливо, сповільнювач, теплоносії); в ролі подільних і сировинних речовин використовують $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, $^{232}_{90}\text{Th}$, в ролі сповільнювачів— важку воду, графіт, берилій, ядра яких мають великий переріз розсіяння і малий переріз захоплення нейтронів; в ролі теплоносіїв— повітря, воду, гелій, вуглекислий газ тощо.

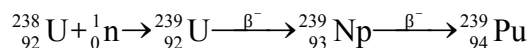
2) за характером розміщення ядерного палива і сповільнювача в активній зоні: **гомогенні** (обидві речовини рівномірно змішані одна з одною) і **гетерогенні** (обидві речовини розміщуються окремо у вигляді блоків);

3) за енергією нейтронів (реактори на теплових і швидких нейтронах);

4) за типом режиму (неперервний і імпульсний);

5) за призначенням (енергетичні, дослідні, реактори виробництва нових подільних матеріалів, радіоактивних ізотопів та ін.).

Перші промислові реактори призначались для виробництва подільного матеріалу для атомних бомб— Плутонію ($^{239}_{94}\text{Pu}$). В таких реакторах частина нейтронів, які випускаються при поділі ядер $^{235}_{92}\text{U}$, йде на підтримку ланцюгової реакції, а інша частина зазнає радіаційне захоплення ядрами $^{238}_{92}\text{U}$, що веде до утворення $^{239}_{94}\text{Pu}$ по схемі:



Після того як в уранових блоках нагромаджується достатня кількість ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, блоки виймаються із реактора і направляються на хімічну переробку для виділення із них Плутонію.

В мирних цілях промислові реактори використовуються в атомних електростанціях для виробництва електроенергії. Схема атомної електростанції приведена на рис.4.4.

Енергія, яка виділяється в активній зоні реактора 1, забирається теплоносієм, що циркулює в контурі 2. Циркуляція забезпечується насосом 3. В теплообміннику 4 теплоносій віддає свою теплоту воді, перетворюючи її в пару, яка обертає турбіну 5.

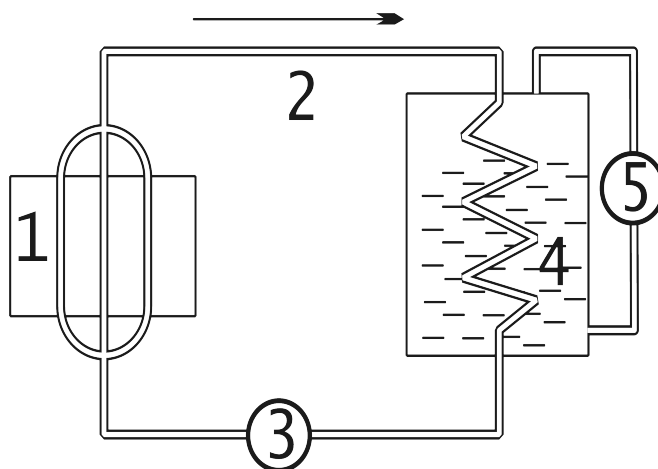


Рисунок 4.4

Енергетичні запаси ядерного пального в рудах приблизно на два порядки перевищують запаси хімічних видів пального. Тому, якщо основна доля електроенергії буде вироблятися на АЕС, то це, з одного боку, знизить вартість електроенергії, а з другого – вирішить енергетичну проблему на декілька століть і дозволить використовувати нафту і газ,

які зараз спалюються, в якості цінної сировини для хімічної промисловості.

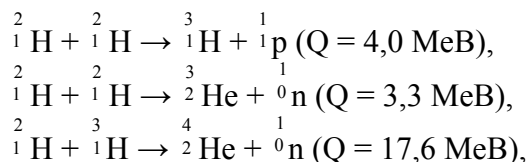
Значні можливості для розвитку атомної енергетики відкриваються з створенням реакторів-розмножувачів на швидких нейтронах, в яких вироблення енергії супроводжується виробництвом вторинного пального—Плутонію. Частина нейтронів в таких реакторах використовується на перетворення $^{238}_{92}\text{U}$ в $^{239}_{94}\text{Pu}$, причому кількість утворених ядер, здатних ділитися тепловими нейтронами, може перевищувати кількість ядер, використаних на підтримку роботи реактора. Отже відтворюється більша кількість ядерного пального ніж вигорає в реакторі.

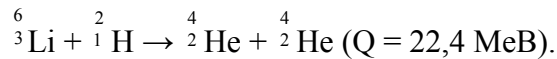
На завершення зазначимо, що побічними продуктами процесів які протікають в ядерних реакторах, являються радіоактивні ізотопи багатьох хімічних елементів, які знаходять різноманітні застосування в біології, медицині і техніці.

4.6 Реакція синтезу атомних ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій

Ядерний синтез, тобто злиття легких ядер в одне, більш важке, ядро супроводжується, як і поділ важких ядер, виділенням великої кількості енергії. Оскільки для синтезу ядер необхідні дуже високі температури, цей процес називається **термоядерною реакцією**.

Питома енергія зв'язку ядер різко збільшується при переході від ядер важкого Водню (^1_1H , ^3_1H) до Літію ^6_3Li і особливо до Гелію ^4_2He , тобто реакції синтезу легких ядер в більш важкі повинні супроводжуватись виділенням великої кількості енергії, що підтверджується розрахунками. Як приклади приведемо слідуючі реакції синтезу:





Реакції синтезу атомних ядер мають ту особливість, що в них енергія, яка виділяється на один нуклон, значно більша, ніж в реакціях поділу важких ядер. Справді, якщо під час поділу ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ виділяється енергії близько $\sim 200\text{MeV}$, що становить на 1 нуклон приблизно $0,84\text{MeV}$, то в реакції синтезу ядер Дейтерію ${}^2_1\text{H}$ і Тритію ${}^3_1\text{H}$ приблизно $3,5 \text{ MeV}$, тобто в 4 рази більше. Ще ефективнішою в розумінні питомого виділення енергії є реакція синтезу ядра Гелію ${}^4_2\text{He}$ із чотирьох протонів. Виділена при цьому енергія дорівнює $26,7\text{MeV}$, що становить $6,7\text{MeV}$ на одну частинку.

Оцінимо на прикладі реакції синтезу ядер Дейтерію ${}^2_1\text{H}$ температуру її перебігу. Для об'єднання ядер Дейтерію їх треба наблизити на відстань $2 \cdot 10^{-15}\text{м}$, що дорівнює радіусу дії ядерних сил, долаючи при цьому потенціальну енергію

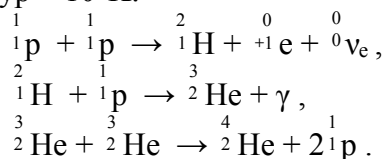
відштовхування $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \approx 0,7\text{MeV}$. На кожне ядро, що стикається, припадає $0,35 \text{ MeV}$. Середній енергії теплового

руху $\frac{3}{2} kT$, яка б дорівнювала $0,35\text{MeV}$, відповідає температура порядку $2 \cdot 10^9\text{K}$. Отже, реакція синтезу ядер Дейтерію може відбуватися лише при температурі, що перевищує на два порядки температуру центральних областей Сонця (приблизно $1,3 \cdot 10^7\text{K}$).

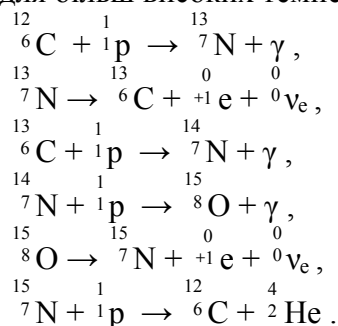
Однак для перебігу реакції синтезу атомних ядер достатньо температури порядку 10^7K . Це пов'язано з двома факторами: 1) при температурах, характерних для реакцій синтезу атомних ядер, речовина знаходиться в стані плазми, розподіл частинок якої описується законом Максвелла, тому завжди є деяка кількість ядер, енергія яких набагато перевищує середнє значення; 2) синтез ядер може відбуватися внаслідок тунельного ефекту. Термоядерні реакції є, можливо, одним із джерел енергії Сонця і зірок. В принципі висловлено

два припущення про можливі способи перебігу термоядерних реакцій на Сонці:

1) **протон-протонний або водневий цикл**, характерний для температур $\sim 10^7\text{K}$:



2) **вуглецево-азотний або вуглецевий цикл**, характерний для більш високих температур ($\sim 2 \cdot 10^7\text{K}$):



В результаті цього циклу 4 протони перетворюються в ядро Гелію і виділяється енергія, яка дорівнює 26,7МеВ. Ядра ж Вуглецю, кількість яких залишається незмінною, беруть участь у реакції в ролі каталізатора.

З наведених вище рівнянь реакції видно, що синтез протонів супроводжується виникненням нейтрино, кількість яких можна оцінити. Однак проведені вимірювання показали, що кількість нейтрино, що виділяються на Сонці, дуже мала. В зв'язку з цим питання про природу сонячної енергії залишається дискусійним.

Термоядерні реакції дають більший вихід енергії на одиницю маси “пального”, ніж будь-які інші перетворення, в тому числі і поділ важких ядер. Наприклад, кількість Дейтерію в склянці простої води енергетично еквівалентна 60 л бензину. Тому перспективним є здійснення термоядерних реакцій штучним шляхом.

Вперше штучна термоядерна реакція здійснена в СРСР (1953), а потім в США у вигляді вибуху водневої (термоядерної) бомби, що є некерованою реакцією.

Вибуховою речовиною, в якій проходила реакція ${}^3_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$, є суміш Дейтерію і Тритію, а запалом – звичайна атомна бомба, при вибуху якої виникає необхідна для перебігу термоядерної реакції температура.

Здійснення керованої термоядерної реакції дало б людству практично невичерпне джерело енергії. Тому роботи по оволодінню керованими термоядерними реакціями проводяться в багатьох країнах. На шляху реалізації керованого термоядерного синтезу стоять великі труднощі. Для здійснення керованих термоядерних реакцій необхідно створити і підтримувати в деякому об'ємі температуру порядку 10^8 К. При такій високій температурі речовина являє собою повністю іонізовану плазму. Поряд з необхідністю отримати надзвичайно високі температури, виникає проблема утримання плазми в заданому об'ємі. Дотикання плазми до стінок посудини приведе до її охолодження. Крім того, стінка із якої речовини при такій температурі миттєво випарується. В зв'язку з цим для утримання плазми в заданому об'ємі приходиться використовувати магнітне поле. Сили, які діють в цьому полі на рухомі заряджені частинки, примушують їх рухатись по траєкторіям, розміщеним в обмеженій частині простору.

Одним із основних напрямків, в якому ведуться роботи по здійсненню керованого термоядерного синтезу являється створення пристроїв типу **токамак** (тороїдальна камера з магнітними котушками). Пристрої такого типу являють собою замкнуту магнітну ловушку, яка має форму тора. Плазма утримується в токамаці магнітним полем дуже складної конфігурації. Розігрів плазми здійснюється протікаючим по ній великим струмом. Магнітне поле цього струму створює електродинамічні сили які стягують плазму у тороїдальний плазмовий шнур. Проте внаслідок нестабільності, нестійкості плазми у плазмовому шнурі виникають деформації, які змінюють геометричну форму шнура. Результатом цього є порушення термоізоляції, інтенсивна взаємодія плазми із стінками, що приводить до забруднення Дейтерію речовиною стінок і швидкого охолодження плазми.

Основним питанням, розв'язання якого дозволить здійснити керовані термоядерні реакції, є з'ясування умов, за

яких високотемпературна плазма в магнітному полі належної конфігурації може зберегти стійкість. Розв'язання цього питання поряд з пошуками шляхів підвищення температури плазми є головним напрямом, в якому розвиваються дослідження керованих термоядерних реакцій.

Крім квазістаціонарних систем типу токамак досліджуються також імпульсні системи в яких крупинки суміші Дейтерію і Тритію попадають під дію потужних імпульсів лазерного випромінювання або електронних пучків.

Можливість реалізації керованої термоядерної реакції зводиться до необхідності виконання двох вимог: наявності деякої мінімальної температури і певного обмеження для добутку $n\tau$: **критерій Лоусона**

$$n\tau > 10^{16} \frac{\text{с}}{\text{см}^3}, T > 10^9 \text{ К} \quad \text{—} \quad {}^3_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n},$$

$$n\tau > 10^{14} \frac{\text{с}}{\text{см}^3}, T > 10^8 \text{ К} \quad \text{—} \quad {}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{p}.$$

Тут n — концентрація речовини у плазмі, τ — час утримання речовини у плазмі.

Для досягнення цього критерія доведеться подолати ще значний шлях: приблизно 20 раз по $n\tau$ і 10 раз по температурі.

Контрольні запитання і завдання

1. Поясніть механізм ядерної реакції з утворенням складового ядра.
2. Яка величина визначає ймовірність перебігу ядерної реакції? Дайте її означення. В яких одиницях вона вимірюється?
3. Які реакції називаються ендоенергетичними? Яка необхідна умова їх протікання? Наведіть приклад ендоенергетичної реакції.
4. По яким ознакам можна класифікувати ядерні реакції?
5. Поясніть механізм поділу важких ядер на основі крапельної моделі ядра.
6. Охарактеризуйте нейтрони поділу. Які вони бувають?
7. Завдяки чому можлива ланцюгова реакція поділу?

8. Від чого залежить коефіцієнт розмноження нейтронів?
9. Що можна сказати про характер ланцюгової реакції поділу якщо: 1) $k > 1$; 2) $k = 1$; 3) $k < 1$?
10. По яким ознакам можна класифікувати ядерні реактори?
11. Чому реакція синтезу ядер називається термоядерною?
12. Чому поділ тяжких ядер і синтез легких ядер супроводжується виділенням великої кількості енергії? Коли на один нуклон виділяється більше енергії? Чому?
13. Які умови необхідно створити для здійснення керованих термоядерних реакцій?
14. Які основні напрямки в яких ведуться роботи по здійсненню керованого термоядерного синтезу?

5. Елементи фізики елементарних частинок

5.1 Загальна характеристика основних властивостей елементарних частинок

Елементарними частинками називаються такі частинки, які не мають внутрішньої структури, що є простим з'єднанням інших стабільних частинок. При взаємодії з іншими частинками і полями елементарна частинка веде себе як одне ціле.

В області енергій, менших від $2m_0c^2$ (m_0 — маса спокою частинки), структура елементарних частинок не впливає на взаємодії між ними та іншими частинками і полями. В цих випадках елементарні частинки розглядаються як безструктурні матеріальні точки, що мають ряд властивостей: масу спокою, електричний заряд, спин та ін. Для вивчення

структури елементарних частинок необхідно досліджувати процеси, що відбуваються на досить малих відстанях δ , яким

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{\delta}$$

відповідає невизначеність імпульсу (згідно із співвідношенням невизначеностей Гейзенберга). Чим менші відстані δ , зв'язані зі структурою елементарних частинок, тим більшим повинен бути імпульс p взаємодіючих частинок, він не може бути меншим, ніж Δp . Отже з'ясування структури елементарних частинок можливе лише в галузі фізики високих енергій. Основним експериментальним знаряддям дослідження в цій галузі являються потужні прискорювачі заряджених частинок за допомогою яких були “створені” штучно більшість елементарних частинок і встановлена їх здатність до взаємного перетворення одна в одну.

Всього відкрито близько 400 елементарних частинок і число їх продовжує неупинно зростати. На основі великого експериментального матеріалу встановлено, що кожна елементарна частинка має свою античастинку, яка має таку саму масу і спин, але відрізняється протилежним зарядом. Більшість елементарних частинок нестабільні— вони спонтанно перетворюються в інші частинки. Стабільними являються фотон, електрон, всі види нейтрино, протон і їх античастинки.

Для того, щоб пояснити властивості і поведінку елементарних частинок, їх наділяють крім маси, електричного заряду і спін у рядом додаткових характерних для них величин (баріонним та лептонним зарядами, ізотопічним спіном, парністю, дивністю і ін.) зміст яких буде вияснено нижче.

5.2 Типи фундаментальних взаємодій

Згідно сучасним уявленням, в природі існує чотири типи фундаментальних взаємодій між елементарними частинками: **сильна, електромагнітна, слабка і гравітаційна**. Ці взаємодії дуже сильно відрізняються одна від одної своєю інтенсивністю і, крім того, радіусом дії та властивостями внутрішніх, тобто притаманних їм, симетрій.

Інтенсивність взаємодії прийнято характеризувати за допомогою так званої **константи взаємодії**, яка являє собою

безрозмірний параметр, який визначає ймовірність процесів, обумовлених даним типом взаємодії. Відношення значень констант, дає відносну інтенсивність відповідних взаємодій.

Сильна (ядерна) взаємодія обумовлює зв'язок протонів і нейтронів в ядрах атомів і забезпечує виключну міцність цих утворень, яка лежить в основі стабільності речовини в земних умовах. Константа сильної взаємодії має значення порядку 10. Найбільша відстань на якій проявляється сильна взаємодія (радіус дії r), складає приблизно 10^{-15} м.

Електромагнітна взаємодія характерна для усіх заряджених елементарних частинок і фотона. Вона визначається елементарним зарядом частинок, який дивним чином з точністю до знаку однаковий в усіх заряджених частинок. Крім того, електромагнітна взаємодія наявна і між нейтральними частинками, які мають магнітний момент. Найголовнішою сферою електромагнітної взаємодії є атом і молекула, структура яких повністю визначається цією взаємодією. Константа електромагнітної взаємодії приблизно рівна 10^{-2} . Тому інтенсивність електромагнітної взаємодії більш ніж у 100 разів менша за інтенсивність сильної взаємодії. Радіус дії електромагнітної взаємодії необмежений ($r = \infty$).

Слабка взаємодія відповідальна за всі види β -розпаду ядер, за різні розпади елементарних частинок. Наприклад, за рахунок слабкої взаємодії розпадається нейтрон— на протон, електрон і антинейтрино, причому середній час розпаду становить близько 16хв. Вона також відповідальна за всі процеси взаємодії нейтрино з речовиною. Слабкої взаємодії зазнають усі елементарні частинки крім фотона. Константа слабкої взаємодії рівна по порядку величини 10^{-14} . Слабка взаємодія, як і сильна, являється короткодіючою.

Гравітаційна взаємодія являється універсальною, її зазнають усі без виключення частинки. Однак в процесах мікросвіту гравітаційна взаємодія істотної ролі не відіграє через малу масу частинок. Виявляється вона переважно між макроскопічними тілами. Зокрема, вона визначає рух планет і зірок та відіграє важливу роль у структурі космосу. Константа гравітаційної взаємодії має значення порядку 10^{-39} . Радіус дії необмежений ($r = \infty$).

5.3 Класифікація елементарних частинок

Елементарні частинки, що зазнають фундаментальних взаємодій, можна розподілити на чітко відмінні групи. До першої групи відноситься тільки одна частинка— **фотон**. Другу групу утворюють **лептони**, третю— **мезони** і, накінець, четверту групу— **баріони**. Мезони і баріони часто об'єднують в одну групу сильно взаємодіючих частинок, які називаються **адронами** (грецьке “адрос”,— означає великий, сильний).

Приведемо коротку характеристику перелічених вище груп частинок.

1. **Фотони γ** (кванти електромагнітного поля) приймають участь в електромагнітних взаємодіях, але не володіють сильною і слабкою взаємодіями. Вони не мають електричного заряду і маси спокою, але мають спин, який дорівнює одиниці. Фотони оптичного випромінювання мають малі енергії— декілька еВ; вони появляються при переходах атомів і молекул із збуджених станів в стани з меншою енергією. Гама-фотони появляються в результаті аналогічних процесів, що відбуваються в середині атомних ядер. При гальмуванні електронів високих енергій можуть бути отримані фотони дуже великих енергій— до 1000МеВ, що майже у 2000 разів перевищує власну енергію (енергію спокою) електрона. У зворотньому процесі, коли фотон “гальмується” при прямому ударі об ядро, відбувається утворення пари електрон-позитрон:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-.$$

При цьому енергія $E = h\nu$ фотона, що зникає, повинна бути не менша, ніж сума власних енергій частинок, що появилися, тобто $h\nu \geq 2m_e c^2$.

2. **Лептони** отримали свою назву від грецького слова “лептос”, яке означає “легкий”. До їх числа відносяться частинки і відповідні їм античастинки, які не володіють сильною взаємодією: електрони (e^- , e^+), мюони (μ^- , μ^+) з масою спокою рівною $206,8m_e$, тяжкі тау-лептони, або таони (τ^- , τ^+) з масою спокою рівною $3487m_e$, а також електронні нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$), мюонні нейтрино (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) і тау-нейтрино (ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$). Усі різновидності нейтрино не мають електричного заряду і маси спокою; рухаються з швидкістю світла. Всі лептони мають

спін рівний $\frac{1}{2}$, і отже, являються ферміонами. Всі лептони володіють слабкою взаємодією. Ті з них, які мають електричний заряд (тобто електрони, мюони, таони) володіють також електромагнітною взаємодією.

3. **Мезони** – сильно взаємодіючі нестабільні частинки, які не несуть так званого баріонного заряду (зміст якого буде розкритий нижче). До їх числа належать π -мезони, або піони (π^+ , π^- , π^0), К-мезони, або каони (K^+ , K^- , K^0 , $\bar{K}^0$), і ета-мезон (η). Маса заряджених π -мезонів однакова і рівна $273m_e$, а маса нейтрального π^0 -мезона рівна $264m_e$. Час життя π^+ і π^- -мезонів складає $2,6 \cdot 10^{-8} \text{с}$, π^0 -мезона – $0,8 \cdot 10^{-16} \text{с}$. Переважна частина заряджених піонів розпадається з утворенням мюонів і нейтрино, а більшість нейтральних піонів розпадається на два γ -кванти. Згідно сучасним уявленням π -мезони являються переносчиками сильної взаємодії. Маса К-мезонів складає приблизно $970m_e$. Час життя К-мезонів має значення порядку 10^{-8}с . Вони розпадаються з утворенням π -мезонів і лептонів або тільки лептонів. Маса ета-мезона рівна $1074m_e$, час життя порядку 10^{-19}с . Ета-мезони розпадаються з утворенням π -мезонів і γ -фотонів.

На відміну від лептонів мезони володіють не тільки слабкою (і, якщо вони заряджені, електромагнітною), а також і сильною взаємодією, яка проявляється при взаємодії їх як між собою, так і з баріонами.

4. Група **баріонів** об'єднує в собі нуклони (р, n) і нестабільні частинки з масою, більшою від маси нуклонів, які отримали назву гіперонів. Відомо декілька типів гіперонів: лямбда (Λ^0), сигма (Σ^0 , Σ^+ , Σ^-), ксі (Ξ^+ , Ξ^-) і омега (Ω^-). Гіперони мають маси в межах $(2183\text{--}3273)m_e$, час життя приблизно 10^{-10}с (для Σ^0 -гіперона час життя приблизно рівний 10^{-20}с). Гіперони розпадаються на нуклони і легкі частинки (π -мезони, електрони, нейтрино і γ -кванти).

Всі баріони володіють сильною взаємодією, спін всіх баріонів рівний $\frac{1}{2}$, тобто баріони являються ферміонами. За винятком протона, всі баріони нестабільні. При розпаді баріона, поряд з іншими частинками обов'язково утворюється баріон. Ця закономірність являється проявом закону збереження баріонного заряду (див. далі).

Крім перерахованих вище частинок, виявлено численні

сильно взаємодіючі короткоживучі частинки, які отримали назву **резонансів**. Ці частинки являють собою резонансні стани, утворені двома або більшою кількістю елементарних частинок. Час життя резонансів становить лише приблизно 10^{-23} – 10^{-22} с.

5.4 Частинки і античастинки

Квантовомеханічне рівняння Шредінгера не задовольняє вимогам теорії відносності— воно не інваріантне по відношенню до перетворень Лоренца. В 1928р. Діраку вдалося знайти **релятивістське квантовомеханічне рівняння** для електрона, із якого випливає ряд важливих наслідків. Перш за все з цього рівняння природним чином, без яких-небудь додаткових припущень, отримується спін і числове значення власного магнітного моменту електрона.

Та цим не вичерпується значення рівняння Дірака. Воно дозволило також передбачити існування античастинки електрона— **позитрона**. Із рівняння Дірака отримуються для повної енергії вільного електрона не тільки додатні, але і від'ємні значення. Дослідження рівняння показує, що при заданому імпульсі p частинки існують розв'язки рівняння, які відповідають енергіям

$$E = \pm \sqrt{c^2 p^2 + m_e^2 c^4} \quad (5.1)$$

Між найбільшою від'ємною енергією ($-m_e c^2$) і найменшою позитивною енергією ($+m_e c^2$) існує інтервал значень енергії які не можуть бути реалізованими. Ширина цього інтервалу рівна $2m_e c^2$. Отже, отримуються дві області власних значень енергії: одна починається з $+m_e c^2$ і простягається до $+\infty$, друга починається з $-m_e c^2$ і простягається до $-\infty$.

Частинка з від'ємною енергією повинна мати дуже дивні властивості. Перейшовши в стан із все меншою енергією (тобто із все більшою по модулю від'ємною енергією), вона могла б виділяти енергію, наприклад, у вигляді випромінювання, причому, оскільки $|E|$ нічим не обмежений, частинка з від'ємною енергією могла б випромінювати нескінченно велику кількість енергії. Цей результат видавався

абсурдним і змушував визнати, що стани з від'ємною енергією повинні бути виключені з розгляду. Однак, це суперечило б деяким загальним принципам квантової механіки. Тому Дірак вибрав інший шлях. Він припустив, що переходи електронів в стан з від'ємною енергією як правило не спостерігаються по тій причині, що всі існуючі рівні з від'ємною енергією уже зайняті електронами. Нагадаємо, що електрони підчиняються принципу Паулі, який забороняє знаходитися в одному і тому ж стані більш ніж одній частинці.

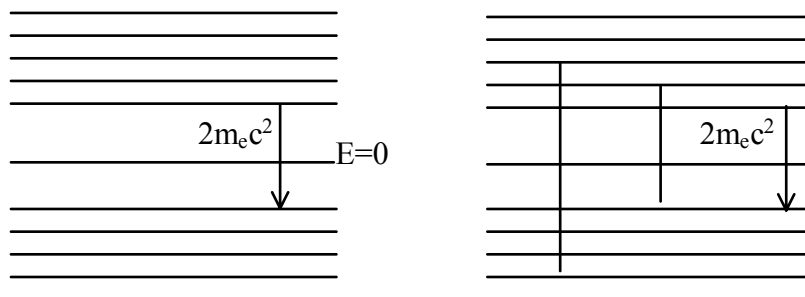


Рисунок 5.1

Згідно Діраку вакуум— це такий стан, в якому всі рівні з від'ємною енергією заселені електронами, а рівні з додатною енергією вільні (рис.5.1а). Оскільки зайняті всі без виключення рівні, які лежать нижче забороненої зони, електрони на цих рівнях ніяк себе не виявляють. Якщо одному із електронів, які знаходяться на від'ємних рівнях надати енергію $E \geq 2m_e c^2$, то цей електрон перейде в стан з позитивною енергією і буде поводитися звичайним чином, як частинка з позитивною масою і від'ємним зарядом. Вакансія (“дірка”), яка утворюється при цьому в сукупності від'ємних рівнів, повинна вести себе як електрон, що має позитивний заряд. Дійсно, відсутність частинки, яка володіє від'ємними масою і зарядом (із співвідношення $E=mc^2$ випливає, що у частинки з від'ємною енергією маса також буде від'ємною), буде сприйматися як наявність частинки з додатною масою і

додатнім зарядом. Ця перша із передбачених теоретично частинок була названа **позитроном**.

При зустрічі позитрона з електроном вони анігілюють (зникають)—електрон переходить з додатного рівня на вакантний від'ємний. Енергія, яка відповідає різниці цих рівнів, виділяється у вигляді випромінювання (γ -фотонів). На рис. 5.16 стрілка 1 зображає процес народження пари електрон-позитрон, а стрілка 2—їх анігіляцію.

Теорія Дірака була настільки неймовірною, що більшість фізиків віднеслись до неї досить недовірливо. Вона отримала своє визнання тільки після того, як в 1932р. Андерсон виявив позитрон в складі космічного випромінювання. В камері Вільсона, поміщеній між полюсами магніту, позитрон залишав такий же слід, як і народжений одночасно з ним електрон, тільки цей слід був закручений в протилежну сторону.

Народження електрон-позитронних пар відбувається, зокрема, при проходженні γ -фотонів через речовину. Це—один із основних процесів, який веде до поглинання γ -випромінювання речовиною. В цілковитій відповідності з теорією Дірака мінімальна енергія γ -фотона, при якій спостерігається народження пар, виявляється рівною $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$. Для дотримання закону збереження імпульсу в процесі народження пари повинна приймати участь ще одна частинка (електрон або ядро атома), яка би сприймала надлишок імпульсу γ -фотона над сумарним імпульсом електрона і позитрона. Отже схема народження пари має вигляд.

$$\begin{aligned} & \gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+, \\ \text{або} & \gamma + X \rightarrow X + e^- + e^+. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Електрон-позитронні пари можуть також виникати при зіткненнях між двома зарядженими частинками, наприклад електронами:

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^- + e^+. \quad (5.3)$$

При анігіляції необхідність виконання закону збереження імпульсу приводить до того, що виникають два (рідше три) γ -фотони, які розлітаються в різні сторони:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma (+ \gamma).$$

(5.4)

В дещо зміненому виді рівняння Дірака придатне не тільки до електронів, але і до других частинок із спіном, рівним $1/2$. Отже для кожної такої частинки (наприклад протона або нейтрона) повинна існувати античастинка. По аналогії з (5.3) народження пари протон-антипротон ($p-\bar{p}$) або нейтрон-антинейтрон ($n-\bar{n}$) можна було б чекати при зіткненні нуклонів достатньо великої енергії.

В 1955р. в м. Берклі (США) був створений прискорювач, який дозволяв прискорювати протони до енергій 6,3Гев. При опроміненні пучком прискорених протонів мідної мішені спостерігалось утворення пари протон-антипротон.

Антипротон відрізняється від протона знаком електричного заряду і власного магнітного моменту. Головне ж, що відрізняє антипротон від протона (і взагалі частинку від античастинки), полягає в їх здатності до взаємної анігіляції, в результаті якої виникають інші частинки. Антипротон може анігілювати при зустрічі не тільки з протоном, але і з нейтроном. Сукупність виникаючих частинок в окремих актах анігіляції різна. В основному це π -мезони.

В 1956р. на цьому ж прискорювачі в Берклі були спостережені антинейтрони. Антинейтрон відрізняється від нейтрона знаком власного магнітного моменту і здатністю анігілювати при зустрічі з нуклоном (нейтроном чи протоном). В результаті анігіляції виникають нові частинки (головним чином π -мезони).

Античастинки є не тільки у ферміонів, але і у бозонів. Так, наприклад, π -мезон являється античастинкою по відношенню до π^+ -мезону. Проте існують частинки, які античастинок не мають,— це так звані **істинно нейтральні частинки**. До їх числа відносяться фотон, π^0 -мезон, і η -мезон. Істинно нейтральні частинки не здатні до анігіляції, але зазнають взаємні перетворення, що являється фундаментальною властивістю всіх елементарних частинок. Можна говорити, що кожна із істинно нейтральних частинок тотожна з своєю античастинкою.

Після відкриття такого великого числа античастинок на порядок денний постала нова задача— знайти антиядра, іншими словами довести існування антиречовини, яка побудована із античастинок, так само як речовина із частинок. Антиядра дійсно були виявлені. Перше антиядро— антидейтрон (зв'язаний стан $\tilde{p}$ і $\tilde{n}$)— було отримане в 1965 році групою американських вчених. Незабаром на Серпухівському прискорювачі були синтезовані ядра антигелія (1970р.) і антитритія (1973р.).

Необхідно, однак, відзначити, що можливість анігіляції при зустрічі з частинками не дозволяє античастинкам довгий час існувати серед частинок. Тому для стійкого стану антиречовини вона повинна бути від речовини ізольована. Якщо б поблизу відомої нам частини Всесвіту існувало нагромадження антиречовини, то повинно було б спостерігатися потужне анігіляційне випромінювання (потужні вибухи з виділенням величезної кількості енергії). Однак поки що астрофізики нічого подібного не зареєстрували. Дослідження, які проводяться для пошуку антиречовини і досягнуті в цьому напрямку перші успіхи мають фундаментальне значення для подальшого пізнання будови матерії.

5.5 Взаємодія та взаємоперетворення елементарних частинок

В усіх процесах взаємодії та взаємоперетворень елементарних частинок строго виконуються певні закони збереження. Насамперед це універсальні закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу і електричного заряду, що виконуються для будь-яких тіл. Але, крім того, є специфічні закони збереження деяких характерних для елементарних частинок величин. Такими величинами є баріонний заряд, або баріонне число, лептонний заряд, або лептонне число, ізотопічний спін, парність і дивність.

Баріонний заряд (баріонне число) В кожного баріона дорівнює 1, кожного антибаріона дорівнює -1; для мезонів, лептонів і фотона він дорівнює нулеві. Тому із закону збереження баріонного заряду випливає, що коли внаслідок

якоїсь реакції народжується баріон, то це народження повинно обов'язково супроводжуватись і народженням деякого антибаріона.

Закон збереження баріонного заряду обумовлює стабільність самого легкого із баріонів – протона. Інші закони збереження (енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду і т. д.) не забороняють, наприклад, процесу

$$p \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu},$$

який в кінцевому результаті привів би до анігіляції атомів. Однак цей процес супроводжувався би зменшенням баріонного заряду і тому не спостерігається.

Для пояснення особливостей протікання процесів з участю лептонів приходиться вводити **лептонний заряд (лептонне число) L** . Лептонам приписується $L=+1$, антилептонам $L=-1$, всім решта частинкам $L=0$. Тому із закону збереження лептонного заряду випливає, що народження лептона в деякому процесі обов'язково супроводжується народженням деякого антилептона.

Закон збереження лептонного заряду дає можливість, наприклад, пояснити чому частинку яка виникає при β^- -розпаді ядер називають антинейтрино, а виникаючу при β^+ -розпаді — нейтрино. У електрона і нейтрино $L = +1$, а у позитрона і антинейтрино $L = -1$. Тому сумарний лептонний заряд не змінюється, якщо електрон виникає разом з антинейтрино, а позитрон — разом з нейтрино.

Закони збереження баріонного та лептонного зарядів виконуються в усіх процесах, обумовлених як сильною, так і електромагнітною та слабкою взаємодіями.

Характерною ознакою сильної взаємодії являється зарядова незалежність ядерних сил. Як уже зазначалось раніше, ці сили, якщо абстрагуватись від порівняно невеликого впливу електромагнітної взаємодії, виявляються однаковими для будь-якої пари нуклонів, тобто однакові для пар: протон-протон, протон-нейтрон, нейтрон-нейтрон. Можна сказати, що з точки зору сильної взаємодії нейтрон і протон являють собою два стани єдиної частинки — нуклона.

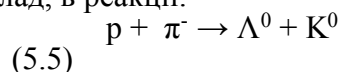
Отже, зарядова незалежність в сильних взаємодіях дозволяє близькі по масі частинки розглядати як різні зарядові стани однієї і тієї ж частинки. Так нуклон (нейтрон, протон)

утворює дублет (нейтрон, протон), π -мезони— триплет (π^+ , π^- , π^0) і т. д. Такі групи “схожих” елементарних частинок, які однаковим чином приймають участь в сильній взаємодії, мають близькі маси і відрізняються зарядами, називаються **ізотопічними мультиплетами**. Кожний ізотопічний мультиплет характеризують **ізотопічним спіном (ізоспіном)**— однією із внутрішніх характеристик адронів, яка визначає число (n) частинок в ізотопічному мультиплеті: $n=2I+1$. Тоді ізоспін нуклона $I=1/2$ (число членів в ізотопічному мультиплеті нуклона рівне двом), ізоспін піона $I=1$ (в піонному мультиплеті $n=3$) і т. д. Ізотопічний спін характеризує тільки число членів в ізотопічному мультиплеті і ніякого відношення до розглядуваного раніше спіну не має.

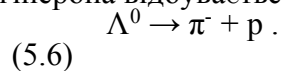
Дослідження показали, що у всіх процесах, зв'язаних з перетворенням елементарних частинок, обумовлених сильною взаємодією виконується **закон збереження ізотопічного спіну**. Для електромагнітних і слабких взаємодій цей закон не виконується. Так як електрон, позитрон, фотон, мюони і нейтрино і антинейтрино в сильних взаємодіях участі не приймають, то вони ізотопічним спіном не наділяються.

Детальне дослідження народження і перетворення гіперонів привело до введення нової квантової характеристики елементарних частинок— **дивності**. Її введення стало необхідним для пояснення ряду парадоксальних (з точки зору існуючих уявлень) властивостей цих частинок. Справа в тому, що гіперони повинні були, як передбачалось, володіти часом життя приблизно 10^{-23} с, що в 10^{13} раз менше встановленого на досліді. Такий час життя можна пояснити лише тим, що розпад гіперонів відбувається за рахунок слабкої взаємодії. Крім того, виявилось, що кожний раз гіперон народжується в парі з K -мезоном.

Наприклад, в реакції:



з Λ^0 -гіпероном завжди народжується K^0 -мезон, в поведінці якого спостерігаються ті ж особливості, що і у гіперона. Розпад ж Λ^0 -гіперона відбувається по схемі:



Особливості поведінки гіперонів і К-мезонів були пояснені в 1955р. М. Гелл-Манном з допомогою квантового числа— **дивності S**, яка зберігається в процесах сильної і електромагнітної взаємодій. Якщо приписати каонам $S=1$, а Λ^0 - і Σ -гіперонам $S=-1$ і вважати, що у нуклонів і π -мезонів $S=0$, то збереження сумарної дивності частинок в сильній взаємодії пояснює як спільне народження Λ^0 -гіперона з K^0 -мезоном, так і неможливість розпаду частинок з нерівною нулю дивністю за рахунок сильної взаємодії на частинки, дивність яких рівна нулю. Реакція (5.6) іде з порушенням дивності, тому вона не може відбуватися за рахунок сильної взаємодії. Ξ^0 -Гіперонам, які народжуються спільно з двома каонами, приписують $S=-2$; Ω -гіперонам— $S=3$.

Із закону збереження дивності випливало існування частинок, таких як $\tilde{K}^0$ -мезон, Σ^0 -, Ξ^0 -гіперони, які пізніше були виявлені експериментально.

Елементарним частинкам приписують ще одну квантово-механічну величину— **парність P**— квантове число, яке характеризує симетрію хвильової функції елементарної частинки (або системи елементарних частинок) відносно дзеркального відбиття. Якщо при дзеркальному відбитті хвильова функція частинки не міняє знак, то парність частинки $P=+1$ (додатна), якщо міняє знак, то парність частинки $P=-1$ (від'ємна).

Із квантової механіки випливає **закон збереження парності**, згідно з яким при всіх перетвореннях, яких зазнає система частинок, парність стану не міняється. Збереження парності зв'язане з властивістю дзеркальної симетрії простору і вказує на інваріантність законів природи по відношенню до заміни правого лівим і навпаки. Однак, як показав цілий ряд дослідів з розпаду К-мезонів, в слабких взаємодіях закон збереження парності може порушуватися. Таким чином, закон збереження парності, як і закон збереження дивності, виконується тільки при сильних і електромагнітних взаємодіях.

Кожний закон збереження зв'язаний з деякою властивістю симетрії. Точніше кажучи, наявність симетрії обумовлює закони збереження. Так, властивості однорідності простору і часу приводять до законів збереження імпульсу та

енергії, а властивість ізотропії простору— до закону збереження моменту імпульсу. Але істотні не тільки властивості симетрії простору-часу, а також властивості симетрії взаємодій. При цьому під симетрією взаємодії розуміють сукупність перетворень, що залишають взаємодію незмінною. Такими перетвореннями можуть бути перетворення координат, часу, заміни одних частинок іншими, а також більш складні і тонкі перетворення.

Так, наприклад, електромагнітна взаємодія інваріантна відносно дзеркального відбиття, що приводить до закону збереження парності, розглянутого нами вище. Крім того, електромагнітна взаємодія інваріантна також по відношенню до обернення часу (тобто заміни минулого майбутнім) і по відношенню до заміни частинок їх античастинками (зарядового спряження). Щодо сильної взаємодії, то вона має усі види симетрії електромагнітної взаємодії і ще, крім того, ізотопічну симетрію, яка обумовлює закон збереження ізотопічного спіну. А слабка взаємодія не інваріантна ні по відношенню до дзеркального відбиття ні по відношенню до обернення часу. Тому для ефектів, обумовлених слабкою взаємодією, правий і лівий напрямки в просторі не еквівалентні, зокрема, це стосується β -розпаду ядер. Слабка взаємодія не інваріантна також по відношенню до зарядового спряження, але вона інваріантна по відношенню до так званого СРТ-перетворення, при якому одночасно змінюється правий напрямок на лівий, частинки замінюються своїми античастинками і відбувається обернення часу.

5.6 Кварки

Частинок, яких називають елементарними, стало так багато, що виникли серйозні сумніви в їх елементарності. В 1964р. Гелл-Ман і незалежно від нього Цвейг висунули гіпотезу, згідно з якою всі адрони (тобто мезони і баріони) побудовані із трьох частинок, які отримали назву **кварків**. Цим частинкам приписують дробові квантові числа, зокрема електричний заряд, рівний $+2/3$, $-1/3$, $+1/3$ відповідно для кожного із трьох кварків. Ці кварки, як правило, позначають буквами u (up—вверх), d (down—вниз) і s (strange—дивний).

Крім кварків, розглядаються антикварки ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$). Властивості, які приписуються кваркам дані в таблиці 5.1 (про кварки c, b, t , а також зачарованість і колір буде сказано нижче).

Таблиця 5.1

Тип кварка	Електричний заряд, q	Баріонний заряд, B	Спін	Зачарованість, C	Колір
u	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	жовтий, синій, червоний — // — — // — — // — — // — — // —
d	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	
s	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	
c	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	$+1$	
b	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	
t	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	
$\bar{u}$	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	0	фіолетовий, оранжевий, зелений — // — — // — — // — — // — — // —
$\bar{d}$	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	
$\bar{s}$	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	
$\bar{c}$	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	-1	
$\bar{b}$	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	
$\bar{t}$	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	0	

Адрони будуються із кварків слідуєчим чином: мезони складаються із пари кварк-антикварк, баріони— із трьох кварків (антибаріони— із трьох антикварків). Для декількох частинок схеми їх утворення із кварків приведені в таблиці 5.2.

Пізніше систему кварків прийшлося розширити. Для того, щоб уникнути протиріччя із статистикою (деякі баріони, наприклад, Ω -гіперон складається із трьох однакових кварків (sss), що заборонено принципом Паулі) було введено поняття кольору кварка. Припускають, що кожний кварк володіє специфічною квантовою характеристикою— **кольором**: “жовтим”, “синім”, і “червоним” (відмітимо, що суміш цих кольорів дає “нульовий” білий колір).

Поєднання кольорів кварків в адронах повинно бути таким, щоб колір адрона був нульовим (тобто адрон був “безбарвним”). Наприклад, в склад протона входять кварки: u (жовтий), u (синій) і d (червоний). В сумі отримується нульовий (білий) колір.

Антикварки вважаються забарвленими в додаткові кольори (антикольори), які дають в сумі з кольором нульовий колір. Відповідно мезони, які складаються із кварка і антикварка, також мають нульовий колір. Антикольором для жовтого є фіолетовий колір, для синього— оранжевий, для червоного— зелений (див. табл. 5.2.)

Таблиця 5.2

Частинка	Склад	Електричний заряд, q	Баріонний заряд, B	Взаємна орієнтація спінів кварків	Спіни частинок
π^+	$u\bar{d}$	+1	0	$\uparrow\downarrow$	0
π^-	$\bar{u}d$	-1	0	$\uparrow\downarrow$	0
p	uud	+1	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2
n	udd	0	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2

В основному ж колір кварка (подібно до електричного заряду) став виразником відмінності у властивості, яка визначає взаємне притягання і відштовхування кварків. По аналогії з квантами полів різних взаємодій (фотонами в електромагнітних взаємодіях, π -мезонами в сильних взаємодіях і т. д.) були введені частинки— переносчики взаємодії між кварками. Ці частинки були названі **глюонами** (від англійського glue— клей). Вони переносять колір від одного кварка до другого, в результаті чого кварки утримуються разом.

В 1974р. була відкрита практично одночасно в двох лабораторіях США частинка з величезною масою, рівною 3,1GeV (більше трьох мас нуклона). В одній із лабораторій новій частинці дали позначення J , в другій— Ψ , в зв'язку з цим цю частинку називають **J/Ψ -частинкою** (джей-псі-частинкою). Відкриття цієї частинки стало підтвердженням запропонованої раніше моделі частинок із чотирьох кварків. Крім u -, d - і s -кварків в цій моделі фігурує четвертий

“зачарований” с-кварк (від англійського charmed— зачарований). Він відрізняється від решти кварків тим, що квантове число C , яке отримало назву **зачарованість**, у нього рівне одиниці, в той час як для решти кварків воно рівне нулю (див. табл. 5.1). В склад звичайних (незачарованих) частинок (мезонів і баріонів) с-кварк не входить.

Для пояснення властивостей відкритої в 1976р. Y -частинки (іпсилон-частинки) прийшлося ввести п'ятий кварк, який отримав позначення **b** (bottom— нижній) (див. табл. 5.1). Незабаром після цього виявилось, що існує шостий дуже масивний кварк, який позначається буквою **t** (top— верхній).

Таким чином, система кварків включає уже кварки шести сортів (u, d, s, c, b, t), кожний з яких існує в трьох забарвлених формах (жовтій, синій і червоній).

Ідея кварків виявилась дуже плідною. Вона дозволила не тільки систематизувати уже відомі частинки, але і передбачити цілий ряд нових. Гіпотеза кварків дозволила також пояснити багато властивостей частинок і зв'язати між собою різні процеси.

Ряд експериментальних даних вказує безсумнівно на реальне існування кварків. Разом з тим всі спроби спостерігати кварки в вільному стані виявились безрезультатними. Це привело до висновку, що кварки можуть існувати тільки в середині адронів і в принципі не можуть спостерігатися в вільному стані. Появився навіть стосовно кварків термін **конфайнмент** (від англійського confinement— тюремне заточення). Причиною конфайнмента являється незвична поведінка сил взаємодії кварків один з одним. На малих відстанях ці сили надзвичайно малі, так що кварки являються практично вільними. Однак із збільшенням відстані між кварками сили взаємодії дуже швидко ростуть, не дозволяючи кваркам вилетіти із адрона.

5.7 Єдина теорія взаємодій

Ейнштейн на протязі багатьох років намагався створити єдину теорію гравітаційних і електромагнітних взаємодій. Однак його зусилля не увінчались успіхом. Ідея Ейнштейна про єдність усіх взаємодій (хоча і частково) була реалізована через 30 років після його смерті. Вдалося об'єднати в рамках

єдиної теорії електромагнітну і слабку взаємодію і розробити основи для побудови єдиної теорії електромагнітної, слабкої і сильної взаємодій.

В 60-х роках ХХ століття Вайнберг, Глешоу і Салам створили **єдину теорію електрослабких** (тобто електромагнітних і слабких) **взаємодій**. Із цієї теорії випливає, що переносчиком слабких взаємодій являється група частинок, які отримали назву **проміжних векторних бозонів**. В цю групу входять дві заряджені частинки (W^+ і W^-) і одна нейтральна (Z^0) (W — перша буква англійського слова weak— слабкий). Таким чином, слабка взаємодія подібна до електромагнітної, переносчиками якої також являються векторні бозони— фотони. Теорія дозволила передбачити маси проміжних бозонів.

Проміжні бозони були виявлені в 1982–1983рр. двома групами фізиків в ЦЕРНі (Європейській організації ядерних досліджень, розміщеній поблизу Женеви). Дослід проводився на прискорювачі в якому взаємодіяли зустрічні пучки протонів і антипротонів, кожний з яких прискорювався до енергії 270Гев. В доброму узгодженні з передбачуваннями теорії маса W^+ і W^- -бозонів виявилася рівною 81Гев, а Z^0 -бозона 93Гев (нагадаємо, що маса нуклона рівна приблизно 1Гев).

Проміжні бозони— нестабільні частинки, їх час життя становить всього $3 \cdot 10^{-25}$ с. Незважаючи на це, їх народження надійно встановлюється по природі і енергії продуктів розпаду. Характерні схеми розпаду проміжних бозонів мають вигляд:

$$\begin{aligned} W^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^-, \\ W^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-. \end{aligned}$$

Бета-розпад відбувається за рахунок слабкої взаємодії. Отже, в ньому повинен приймати участь проміжний бозон. У відповідності до цього, наприклад, розпад нейтрона ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) в дійсності являє собою двохстадійний процес:

$$n \rightarrow p + W^-, \text{ потім } W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e.$$

Таким чином, теорія електрослабких взаємодій отримала блискуче експериментальне підтвердження. На черзі стало створення **великого об'єднання**, ідея якого полягає в тому, що сильна, слабка і електромагнітна взаємодія являють собою різні прояви однієї фундаментальної взаємодії, яка характеризується однією безрозмірною константою.

Енергія, яка необхідна для прямої перевірки теорії великого об'єднання шляхом реакцій між частинками ($\sim 10^{15}$ GeV), настільки велика, що навряд чи буде досягнута на прискорювачах в осяжному майбутньому. Однак існує спосіб опосередкованої перевірки. Справа в тому, що найпростіший варіант теорії великого об'єднання передбачає розпад протона. Нестабільність протона (якщо вона є) надзвичайно мала. Теоретичні оцінки часу життя протона дають значення 10^{29} – 10^{30} років (відзначимо, що час існування Всесвіту порядку 10^{10} років). Такий великий час життя не виключає можливості експериментальної перевірки передбачень теорії. Якщо час життя складає 10^{30} років, то в одному кубічному метрі води на протязі року повинен розпастися один протон. Поки-що виявити розпад протона не вдалося. Із експериментальних даних випливає, що час життя перевищує 10^{31} років. Спроби зареєструвати розпад протона продовжуються. Встановлення нестабільності протона виявилось би підтвердженням теорії Великого об'єднання.

Контрольні запитання і завдання

1. Які фундаментальні типи взаємодій реалізуються в природі і як їх можна охарактеризувати? Який із них являється універсальним?
2. Які закони збереження виконуються для всіх типів взаємодій елементарних частинок?
3. Що являється фундаментальною властивістю всіх елементарних частинок?
4. Які характеристики являються для частинок і античастинок однаковими? Які — різними?
5. Чи є античастинка у фотона?
6. Які частинки називаються абсолютно нейтральними?

7. Які частинки називаються адронами?
8. Що таке дивність і парність елементарних частинок? Для чого вони вводяться? Чи завжди виконуються закони їх збереження?
9. Які існують групи елементарних частинок? Перечисліть критерії по яких елементарні частинки відносяться до тієї чи іншої групи.
10. Які закони збереження виконуються при сильних взаємодіях елементарних частинок? При слабких?
11. Яким елементарним частинкам і чому приписують лептонне число? Баріонне число? В чому полягають закони їх збереження?
12. Для чого потрібна гіпотеза про існування кварків? Що можна пояснити з її допомогою?
13. Чому стало потрібним введення таких характеристик кварків, як колір і зачарованість?
14. Які частинки являються переносчиками взаємодії між кварками?
15. Які частинки являються переносчиками слабкої взаємодії?

6. Фізична картина світу

6.1 Баріонна матерія— основа сучасної світобудови

В сучасній фізичній картині світу, в розумінні фундаментальних властивостей Всесвіту визначальну роль відіграє баріонна матерія.

Любий матеріальний об'єкт можна охарактеризувати баріонним числом (або баріонним зарядом). Для існуючих в природі атомних ядер воно міняється від 1 до 238. Баріонне число нейтронних зірок оцінюють величиною порядку 10^{57} . Для всього Всесвіту баріонне число складає величину приблизно 10^{78} .

Як нам тепер відомо, вік баріонної речовини практично співпадає з віком Всесвіту, а її прояви в природі відрізняються великою різноманітністю: в вигляді фундаментальних об'єктів мікросвіту— атомних ядер, у формі нейтронних і кваркових зірок, в надрах чорних дір. Але це— на сучасному етапі еволюції. Безпосередньо ж після Великого Вибуху баріонна матерія існувала у формі однорідної гарячої плазми із кварків.

В сучасну епоху баріонна речовина у Всесвіті представлена головним чином у вигляді об'єктів мікросвіту— атомних ядер, які являються структурними блоками макроскопічної речовини. Основна частина атомних ядер у Всесвіті припадає на долю Гідрогену (більш ніж 70%) і ядер Гелію (близько 25%) і лише близько 1%— на долю атомів решти хімічних елементів. Невелика частина баріонної

речовини міститься в макроскопічних тілах типу нейтронних зірок і чорних дір в невідомому фазовому стані.

В макроскопічному світі особливо велика роль баріонної речовини в створенні гравітаційного поля Всесвіту і кривизни простору-часу. Поля тяжіння у Всесвіті можна виміряти спостерігаючи за рухом галактик в їх скупченнях. Це дає можливість визначити загальну масу скупчень галактик, яка включає всі види речовини і поля, які створюють тяжіння. Оцінка вкладу в загальну масу різних компонент показує, що основна доля маси (99,9%) належить баріонам. Доля маси фотонів у Всесвіті, хоча їх число перевищує число баріонів в 10^9 раз, складає близько десятої частини процента від маси баріонів, а вклад маси електронів ще менший: $5 \cdot 10^{-4} \%$ від загальної баріонної маси. Таким чином, гравітаційні поля, які визначають структуру галактик, стан і еволюцію зірок, цілком залежать від баріонної речовини.

Відомі сучасній науці властивості баріонної речовини і закони які керують ядерним процесами, дозволяють багато чого зрозуміти в еволюції Всесвіту, починаючи з самих ранніх стадій його розширення. Знання особливостей баріонної речовини дозволило Г. А. Гамову створити модель гарячого Всесвіту, наповнивши фізичним змістом теорію Великого Вибуху, запропоновану ще в 20-х роках минулого століття бельгійським вченим Ж. Леметром.

Закономірності взаємодії баріонів і баріонних систем дозволяють пролити світло на енергетичні процеси і механізми світіння і вибухів зірок, пояснити утворення і поширеність хімічних елементів у природі, простежити еволюцію баріонної речовини з моменту її появи.

Першим природним явищем, в якому баріонна речовина проявила себе перед ученими, був відкритий в 1896р. радіоактивний розпад атомів хімічних елементів. Однак пояснення явищ радіоактивності стало можливим пізніше—після відкриття структури атомів, оскільки радіоактивні процеси, як тепер відомо, відбуваються не в атомах, а в атомних ядрах засвідчуючи нестабільність баріонної речовини в певних умовах. Процеси розпаду радіоактивних ядер, які утворюються в особливих зіркових процесах нуклеосинтезу, дають гігантське енерговиділення, яке, зокрема, можна

спостерігати при спалахах наднових і при виділенні тепла в планетах. Сьогодні вважається встановленим той факт, що сучасну структуру геосфери (поверхнева кора, мантія, пластичне ядро і центральне ядро) Земля набула в результаті тривалої еволюції із початкового холодного стану, в процесі якого відбувався саморозігрів, часткове плавлення і хімічна диференціація речовини. Згідно розрахункам головну роль в тепловому режимі відіграють радіоактивні сімейства двох елементів— Урану і Торію, і радіоактивний ізотоп Калію, які в минулому давали 10^{21} калорій (в рік) радіоактивного тепла, що було достатньо для часткового плавлення речовини планети.

Ще більш визначна роль процесів нуклеосинтезу в еволюції Всесвіту. Без поступового ускладнення баріонної речовини, без синтезу ядер хімічних елементів тяжчих Гідрогену і Гелію, які залишилися після Великого Вибуху, не могло б виникнути життя. А без використання енергії, нагромадженої в ядрах тяжких хімічних елементів, а також енергії зірок, в яких відбуваються ядерні реакції синтезу, тяжко уявити собі еволюцію життя розумного.

6.2 Народження і еволюція Всесвіту. Теорія Великого Вибуху

Згідно з теорією Великого Вибуху Всесвіт, в якому ми живемо, не існує нескінченно довго, а бере свій початок з так званого космологічного сингулярного стану. Космологічна сингулярність являє собою квантовий об'єкт з планківськими характеристиками: розміри порядку 10^{-33} см, густина— 10^{94} г/см³ (маса 10^{-5} г), характерний час протікання процесів— 10^{-44} с. Про стан Всесвіту ми можемо щось сказати лише починаючи з часу 10^{-43} с після Великого Вибуху. Саме з цієї миті „працює” земна фізика. Ранній Всесвіт нагадував гігантську елементарну частинку.

На початку своєї еволюції Всесвіт пройшов, згідно сучасним космологічним уявленням, коротку інфляційну стадію стрімкого „роздування”, потім Всесвіт вступив в період неперервного розширення, яке продовжується до тепер і стримується силами гравітаційного притягання баріонної речовини.

Розгляньмо **детальніше** стадії еволюції Всесвіту після Великого Вибуху.

Після інфляційного роздування, яке тривало приблизно 10^{-35} с, вакуумноподібний стан „первинної” матерії зник, звільнивши місце гарячій плазмі, яка складалася із усіх фундаментальних частинок і античастинок, серед яких були і носії баріонного заряду— кварки і антикварки.

Ця короткочасна епоха, коли існувала надгаряча і надгуста плазма ($\rho \sim 10^{88} \text{ г/см}^3$ і $T \sim 10^{27} \text{ К}$), мала визначальне значення для подальшої долі Всесвіту. Саме в цю епоху виникло незначне перевищення кількості кварків над кількістю антикварків, що зробило можливим існування нашого баріонного Всесвіту. Баріонна асиметрія Всесвіту виникла внаслідок порушення СР-інваріантності в слабких взаємодіях (інваріантності відносно заміни частинок на античастинки і одночасного дзеркального відображення). В умовах надвисокої густини і надвисокої температури в однорідній плазмі при повній початковій симетрії частинок і античастинок велику роль відіграють W і Z -бозони (переносчики слабких взаємодій) і ще більш тяжкі гіпотетичні X і Y -бозони, які забезпечують в рамках теорії Великого Вибуху взаємодію кварків і лептонів. При швидкому розширенні Всесвіту і зв'язаному з ним падінні температури ці короткоживучі тяжкі бозони (і відповідні їм античастинки) уже не можуть народжуватись досить інтенсивно. Поступово вони вимирають, залишаючи після себе кварки і лептони. Любе порушення СР-інваріантності викликає асиметрію в розпадах частинок і античастинок, що приводить до невеликої різниці в кількості народжених кварків і антикварків. Отже, тенденція до незбереження баріонного числа породила той незначний надлишок кварків по відношенню до антикварків, який і надалі визначив баріонне число Всесвіту. При подальшому розширенні і охолодженні Всесвіту кваркова плазма повинна зазнати фазовий перехід в адронну фазу, яка складається із кваркових систем. Найбільш прості з них: баріони із трьох кварків і мезони із кварка і антикварка. В початковий момент фазового переходу в адронній фазі присутні всі типи мезонів і антимезонів, і баріонів спільно з антибаріонами.

По мірі подальшого охолодження речовини відбувається анігіляція частинок і античастинок, нестабільні частинки розпадаються, в результаті чого із всіх адронів виживає лише той відносний надлишок протонів і нейтронів, який зобов'язаний початковому перевищенню кварків над антикварками. Ця ситуація реалізується приблизно через одну секунду після Великого Вибуху.

Подальше розширення і охолодження речовини створюють умови, сприятливі для початку первинного термоядерного синтезу. На протязі наступних 100с в протон-нейтронній плазмі стає можливим утворення перших ядер Гідрогену, Гелію, Літію.

Подальше зниження температури і густини зробило неможливим синтез більш тяжких хімічних елементів— термоядерний синтез, вимагає температур не менш ніж сотень мільйонів градусів. Речовина раннього Всесвіту, що розширювався складалася в основному із Гідрогену (75%) і Гелію (25%).

Після короткочасного спалаху термоядерного синтезу еволюція Всесвіту вступила в відносно спокійну фазу. Ніяких змін в складі баріонної речовини не відбувалося— температурні умови не сприяли проходженню ядерних реакцій.

Через мільйон років після початку розширення почали виникати перші нейтральні атоми. Це означало, що Всесвіт охолов настільки, що електрони змогли приєднатись до ядер.

Період протягом якого баріонна речовина складалася із атомів Гідрогену і Гелію тривав майже мільярд років. А потім у Всесвіті почали виникати зародки майбутніх космічних структур— зірок і галактик (просторових об'єднань зірок в великі групи).

Будівельними матеріалами перших зірок служили ті ж Гідроген і Гелій. Саме з зорями пов'язаний наступний етап еволюції баріонної речовини, який продовжується і по сьогоднішній день. Гравітаційний стиск і розігрів речовини в зорях приводить до складного ланцюга термоядерних реакцій. А кінець еволюції масивних зірок знаменує собою перехід до нового стану баріонної речовини— нейтронних і кваркових зірок, чорних дір.

На даний момент Всесвіт встиг розширитись приблизно до $(3\div 6) \cdot 10^9$ Мпс або 12-20 мільярдів світлових років. Радіус Всесвіту (або відстань до „горизонту” видимості) визначається тією відстанню, на яку поширилося світло від моменту виникнення Всесвіту до тепер. Горизонт видимості розширюється разом з розширенням Всесвіту і постійно віддаляється від нас.

Експериментальним підтвердженням розширення Всесвіту є спостереження „червоного зміщення” ліній в спектрах далеких галактик. Це зміщення обумовлене ефектом Доплера, згідно з яким у джерела світла, яке наближається до спостерігача, всі виміряні ним довжини хвиль зміщуються до фіолетового кінця спектру, а у джерела світла, яке віддаляється— зміщені до червоного кінця спектру. Причому величина цього зміщення пропорційна швидкості руху джерела. Це дало змогу експериментально визначити швидкість розбігання галактик. Як було в 1929 році встановлено Е. Хабблом, чим далі знаходиться галактика, тим більша швидкість віддалення її від нас. Існує проста залежність між швидкістю віддалення галактики і відстанню до неї.

$$v = H \cdot R$$

Коефіцієнт пропорційності H називають тепер сталою Хаббла. Значення сталої Хаббла приймають приблизно рівним 75 км/(с·Мпс).

6.3 Еволюція зірок

Зорі виникають із присутніх у Всесвіті хмар газу і пилу. Причина їх утворення полягає в тому, що для гравітаційної взаємодії характерний механізм самопідсилення: масивне тіло притягує до себе речовину, падаюча речовина збільшує масу тіла і, отже, його здатність притягувати. Сили тяжіння, зникаюче малі для окремих елементарних частинок, сумуючись при утворенні з них макроскопічного тіла, можуть досягати значної величини, виростаючи в космічному масштабі в могутній, часто визначальний фактор. Отже, механізм самопідсилення приводить до того, що в тих масштабах, в яких тяжіння домінує над іншими взаємодіями, однорідна речовина виявляється нестабільною і ріст

випадкових неоднорідностей призводить до виникнення масивних згущень з масами, набагато більшими сонячної маси, тобто виникає так звана протозоря. Така протозоря стискується, при цьому її початкова гравітаційна енергія перетворюється при стисканні в теплову і температура в її центрі зростає. Коли вона досягає 10^6K , починаються термоядерні реакції.

Частка Гідрогену в зорях висока— від 50 до 80%, а разом з Гелієм він складає від 96 до 99% маси зірки. При термоядерній реакції Гідроген перетворюється в Гелій і виділяється та енергія, яка компенсує зорі її втрати на випромінювання. Запаси Гідрогену в зорях настільки великі, що їх вистачає на мільярди років. Тиск нагрітого газу протидіє в зорі гігантським силам гравітаційного притягання, палаючі зорі виявляються стабільними і, поки не вичерпалися запаси Гідрогенного пального, параметри зорі (такі як температура, світимість), майже не змінюються.

Після вигорання Гідрогену тиск падає і центральна область зорі стискується. При стиску зростають густина і температура, і коли температура досягає 100млн. градусів, починається термоядерне горіння нагромадженого Гелію. Різка виділення енергії при цьому змушує зовнішню частину зорі розширюватися до велетенських розмірів в сотні мільйонів кілометрів, і зоря перетворюється в червоний велетен. Згорання Гелію відбувається швидше, і ця стадія займає істотно менший час, ніж стадія згорання Гідрогену. Для зірок набагато масивніших від Сонця, при подальшому стиску ядра можливі і інші типи термоядерних реакцій, що приводить до появи більш тяжких елементів, однак ці стадії лише злегка відтягують неминучий кінець.

Картина загибелі зорі залежить від її маси. Зорі з масою порядку сонячної і менше, поступово стискуючись і, можливо, викинувши частину своєї речовини, перетворюються в **білі карлики**— карликові зорі з розміром порядку радіуса Землі і великою густиною. У тільки-що утвореного білого карлика достатньо великі запаси енергії, і тому, хоча ядерна енергія уже вичерпана, вони світяться ще на протязі сотень мільйонів років, поступово охолоджуючись. Зорі середньої маси, від одної до декількох мас Сонця, можуть також перетворюватись

в білі карлики, скинувши однак значну частину своєї речовини.

Розглянемо процеси, які супроводжують загибель зорі і перетворення її в білий карлик. Зоря, в якій вигоріло ядерне пальне і втрати на випромінювання уже не компенсуються, стискується до тих пір, поки тиск її охолонутої речовини не зрівноважить велетенські сили гравітаційного притягання. Основний вклад в тиск при низьких температурах дають ферміони, які у відповідності з принципом Паулі не припиняють свого руху і при абсолютному нулі температури. При стиску вигорілої зорі на деякій стадії відбувається руйнування атомів на їх складові: ядра і вільні електрони. Це відбувається коли атоми притиснуті один до одного до відстаней, менших радіуса орбіт обертання електронів в атомі. Тиск виродженого електронного газу виявляється достатнім для забезпечення рівноваги зорі з масою меншою або порядку сонячної і, отже, утворюється білий карлик.

Для білих карликів характерні такі середні параметри: маса – $1,2 \cdot 10^{30}$ кг, радіус 9000 км, середня густина – 400 кг/см^3 , прискорення сили тяжіння на поверхні 10^6 м/с^2 , друга космічна швидкість – 4000 км/с.

Чим більша маса білого карлика, тим вища густина речовини в ньому і тим більший імпульс Фермі електронів. При густині речовини порядку 2000 кг/см^3 швидкість руху електронів стає порядку швидкості світла і далі майже не зростає. Тому стає неістотним другий фактор, який веде до зростання тиску, а саме, ріст частоти ударів в поверхню, поміщену в подібний електронний газ. Цього виявляється достатньо для того, щоб ріст тиску перестав компенсувати ріст сили тяжіння, і зоря втратила стійкість. На початку 30-х рр. минулого століття відомий астрофізик С. Чандрасекар показав, що границя стійкості білих карликів — 1,2 сонячної маси. Ця гранична маса отримала назву границі Чандрасекара.

Якщо ж маса мертвих зірок перевищує границю Чандрасекара, то їх стиск продовжується до тих пір, поки густина в них не досягне густини, характерної для атомних ядер: 10^{14} - 10^{15} г/см^3 . При цьому відбувається перебудова речовини в результаті якої ядра розвалюються на протони і нейтрони. Енергія вироджених електронів настільки велика, що енергетично більш вигідним є їх злиття з протонами, і в

речовині зірки при такій густині виникає помітна нейтронна складова. Тиск виродженого нейтронного фермі-газу може зупинити стиск, при цьому утворюється так звана **нейтронна зоря**. Нейтронні зорі мають розмір від 10 до декількох десятків кілометрів.

Для нейтронних зірок характерні такі середні параметри: маса— $2 \cdot 10^{30}$ кг (порядку сонячної), радіус— 10-20 км, густина— $2 \cdot 10^{11}$ кг/см³, мінімальний період обертання— 0,001 с, друга космічна швидкість— 0,4-0,5 швидкості світла.

Існування нейтронних зірок спершу було передбачено теоретично, а потім і експериментально у вигляді **пульсарів** — об'єктів які випромінювали строго періодичні радіосигнали.

Унікальний строго періодичний характер радіовипромінювання пульсарів настільки був незвичним для їх відкривачів, що в якості однієї із гіпотез обговорювалась можливість послання цих сигналів представниками неземних цивілізацій. Пізніше вчені прийшли до остаточного висновку, що пульсари являють собою різновид нейтронних зірок. Періодичне радіовипромінювання пульсарів зв'язане з наявністю сильних магнітних полів у нейтронних зорях, які обертаються. Пульсар працює як маяк: напрямлене магнітним полем випромінювання досягає Землі кожний раз, коли напрям магнітного поля співпадає з напрямом на Землю. На даний момент число відомих пульсарів вимірюється сотнями.

Для стабільних нейтронних зірок також існує верхня границя маси. Ця границя, яка рівна 2-3 сонячним масам, виникає з тієї ж причини, що і границя Чандрасекара: нейтрони при густинах, які відповідають граничній масі, стають релятивістськими, тиск із збільшенням густини росте повільніше і нейтронна зоря втрачає стійкість. Новим є те, що для зорі більшої маси зупинка колапсу неможлива і стиск залишків зорі з масою, більшою 2-3 мас Сонця, приводить до утворення **чорної діри**.

Існування чорних дір передбачає загальна теорія відносності Ейнштейна. Чорна діра виникає коли яка-небудь маса стискується настільки сильно, що зростаюче гравітаційне поле не випускає в зовнішній простір ніяких частинок і навіть світло. Швидше світла ніщо в просторі рухатись не може. Тому із чорної діри не виходить ніяка інформація. Для того,

щоб при стиску тіла маси M виникла чорна діра, необхідно, щоб воно стиснулось до розмірів так званого **гравітаційного радіуса**

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}$$

де G — стала гравітаційного притягання, c — швидкість світла у вакуумі.

В процесі утворення чорної діри відбувається випромінювання гравітаційних хвиль. Однак дуже швидко (за час порядку $\tau = r_g / c$) воно припиняється, гравітаційні хвилі виносяться частково на нескінченність, а частково у виниклу чорну діру. Навколо чорної діри залишається стаціонарне гравітаційне поле, яке повністю характеризується всього трьома параметрами: масою M тіла із якого виникла чорна діра, його кутовим моментом $\hat{J}$ і повним електричним зарядом Q (якщо тіло було зарядженим). Той факт, що поле тяжіння чорної діри повністю визначається всього трьома числами є дуже важливим. В цьому сенсі чорні діри кардинально відрізняються від звичайних тіл. Наприклад, гравітаційне поле Землі залежить не тільки від її повної маси, а і від розподілу речовини в земній кулі. Форма Землі складна і несиметрична. Все це відображається на її полі тяжіння, яке є також надзвичайно складним. Однак несиметричних чорних дір не може бути. Всяке відхилення від симетрії при утворенні чорної діри виноситься гравітаційними хвилями.

Гравітаційне поле чорної діри поблизу її границі дуже сильне. Воно не може бути описане законом тяжіння Ньютона і описується теорією тяжіння Ейнштейна.

Що відбувається в середині чорної діри— невідомо. Добре відомо, що чорна діра не має матеріальної поверхні, але має границю. Ця границя визначається тільки тією умовою, що із внутрішньої області через сильне тяжіння не виходять назовні навіть світлові сигнали. Границю чорної діри називають **горизонтом подій**. Тим не менше, з точки зору зовнішнього спостерігача, який весь час залишається зовні чорної діри, вона в багатьох аспектах подібна на компактне тіло з певними механічними і електродинамічними

властивостями. Вважається, що мембрана розміщена якраз зовні горизонту подій.

Геометрія зовнішнього простору навколо чорної діри, як передбачає теорія Ейнштейна, виявляється не евклідовою, а подібною до геометрії на викривленій поверхні (так званої риманової геометрії). Це означає, що звичні геометричні співвідношення не виконуються. Так відношення довжини кола до радіуса не рівне 2π , сума кутів трикутника не рівна π і т.д.. Відмінності від евклідової геометрії практично відсутні далеко від чорної діри, де поле тяжіння слабке, і досить помітні поблизу її границі, де поле тяжіння сильне.

Крім неевклідовості геометрії зовнішнього простору, виявляється, що в цьому просторі на різних відстанях від чорної діри по різному тече час. Згідно теорії Ейнштейна час в сильному полі тяжіння тече повільніше, ніж в його відсутності. Якщо позначити через t час, який тече далеко від чорної діри, на нескінченності, то час τ , який тече на відстані r

від центра тяжіння буде $\tau = t\sqrt{1 - r_g / r}$. Поблизу границі чорної діри при $r \rightarrow r_g$ хід часу припиняється. Згідно теорії Ейнштейна, сила тяжіння, яка діє на частинку з масою m , яка знаходиться в стані спокою на відстані r від чорної діри з масою M визначається формулою:

$$F = \frac{G \cdot M \cdot m}{r^2 \cdot \sqrt{1 - r_g / r}}$$

З цієї формули видно, що в теорії Ейнштейна сила тяжіння більша, ніж в ньютонівській теорії і при наближенні до границі чорної діри вона прямує до нескінченності.

Оскільки чорні діри нічого не випромінюють, і, отже, спостерігати їх візуально неможливо, то виникає проблема їх пошуку. Виявити чорну діру можна опосередковано, якщо вона утворює двійну систему разом із звичайною зорею, керуючись наступними міркуваннями. По-перше, по характеру руху видимої зорі навколо спільного центра мас можна визначити масу невидимої компоненти. По-друге, в тісних двійних системах відбувається акреція (перетікання) речовини від звичайної зірки на чорну діру. Значні гравітаційні сили сильно розганяють акреційований газ, який

рухаючись по коловій орбіті навколо чорної діри, внаслідок тертя сильно розігрівається і, перш ніж впасти на чорну діру, починає інтенсивно випромінювати рентгенівські промені. Вперше джерело рентгенівського випромінювання в двійних системах було виявлено в сузір'ї Лебедя, що послужило певним доказом, хоча і не прямим, існування чорних дір.

Необхідно зазначити, що чорні діри можуть бути дуже ефективними джерелами енергії, володіючи в принципі можливістю повного перетворення маси спокою, падаючої на них речовини в енергію випромінювання. Існує навіть гіпотеза, яка пояснює активність ядер галактик і квазарів (джерел потужного ультрафіолетового випромінювання) присутністю там масивної чорної діри з масою порядку 10^8 сонячних мас. При падінні на неї міжзоряної речовини, яка приймає участь в обертанні галактик і зірок, навколо такої чорної діри утворюється акреційний диск, який інтенсивно випромінює в ультрафіолетовому і оптичному діапазоні.

Найбільш масивні зорі закінчують свій життєвий шлях грандіозним вибухом. Вибухи масивних зірок супроводжуються виділенням такої колосальної енергії, що на короткий час вмираюча зоря стає яскравішою від цілої галактики, що містить сотні мільярдів зірок. Такі спалахи зірок, які отримали назву **наднових**, відбуваються в галактиках доволі часто. Однак, через складності регулярного спостереження великої кількості галактик реально реєструється щороку не більше десятка наднових, в основному у віддалених від Молочного Шляху галактиках і відповідно з великою затримкою в часі після вибуху.

В результаті вибуху масивних наднових в космос викидається велетенська кількість речовини, маса якої може складати декілька сонячних мас. Швидкість розширення оболонки, яка початково складає тисячі кілометрів в секунду з часом зменшується до сотень кілометрів в секунду. Через сотні днів наднова згасає, і на її місці спостерігають у вигляді туманності скинуту оболонку.

Наднові зорі— це не тільки грандіозні природні явища, але перш за все це особливі точки і поворотні моменти в історії Всесвіту, і в першу чергу баріонної речовини. При вибухах наднових створюються унікальні можливості для нового витка еволюції баріонної матерії. Оскільки саме в цих

процесах утворюються в основному всі можливі в природі хімічні елементи і їх ізотопи: і стабільні, і радіоактивні, в тому числі самі рідкісні і мало поширені. При вибухах наднових зірок різко змінюється хімічний склад міжзоряної речовини. При відповідних температурних умовах створюються передумови для подальшої організації речовини в молекулярні форми і далі— в ще більш складні структурні блоки живої матерії.

6.4 Походження хімічних елементів

Експерименти на прискорювачах довели кваркову структуру матерії. Кварки в нуклонах можна уявити як точкові частинки, оточені „шубою” із віртуальних глюонів і кварк-антикваркових пар. Розмір цієї „шуби” ($\sim 10^{-16}\text{м}$) майже на порядок менший розміру нуклона. В протилежність іншим корпускулярним системам (молекули, атоми, атомні ядра) баріони не розпадаються на кварки навіть при дуже великій енергії частинок. Кварки „заперті” в баріонах і мезонах. Однак теорія сильних взаємодій— **квантова хромодинаміка**— передбачає існування фазового переходу адронної матерії в кварк-глюонну плазму в умовах сильного стиску і нагрівання.

Властивості кварків визначають особливості тих баріонів в склад яких вони входять. Тепер нам відомо, як зазначалось вище, три покоління кварків: u, d, s , c і b, t — кварки. Всі три покоління кварків входили в перші секунди після Великого Вибуху в склад кварк – глюонної плазми.

Згідно моделі Великого Вибуху, утворення протонів і нейтронів, які складаються із кварків першого покоління, відбувається на протязі 10^{-6}с після початку розширення, коли завершується кварк-адронний фазовий перехід. Після цього матерія Всесвіту являє собою протон-нейтронну плазму, в якій відбуваються перші ядерні реакції. Цей первинний нуклеосинтез в період від 1 до 100с від початку розширення є дуже важливим для подальшої еволюції Всесвіту. Саме тоді утворюються перші атомні ядра ^1_1H , ^2_1H , ^3_2He , ^4_2He , ^6_3Li , ^7_3Li і, таким чином, визначається склад того газу, із якого в майбутньому сформуються перші космічні структури—

галактики і зорі. Фактично це Гідроген і Гелій. Вміст решти нуклідів надзвичайно малий.

Первинний нуклеосинтез швидко завершується через спад температури і густини плазми, а також через розпад нейтронів. Утворення решти атомних ядер зв'язане з термоядерним синтезом в зорях. Ці процеси почалися лише через мільярд років після Великого Вибуху, вони продовжуються і в сучасну епоху. Однак і тепер, коли пройшло близько 15 мільярдів років після Великого Вибуху і речовина Всесвіту представлена всіма елементами таблиці Менделєєва, самими найпоширенішими являються Гідроген і Гелій, які складають близько 99% від усіх ядер.

В даний час є достатньо широка інформація про ядерні реакції в зорях, які відіграють основну роль в утворенні ядер хімічних елементів. Для первинних зірок з масою $M > M_c$, які утворилися із суміші Гідрогену і Гелію можна виділити чотири головні стадії термоядерного синтезу:

- 1) протон-протонний цикл— горіння Гідрогену, яке починається при температурі $T \approx 10^7 \text{K}$ і приводить до перетворення Гідрогену в Гелій;
- 2) горіння Гелію при температурі $T \approx 10^8 \text{K}$ з утворенням Вуглецю: ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \gamma$;
- 3) горіння ядер ${}^{12}_6\text{C}$ і ${}^{16}_8\text{O}$ при $T \approx 10^9 \text{K}$ з утворенням ядер Mg, Ne, S, Si, і ін.;
- 4) горіння ядер Si, при $T > 3 \cdot 10^9 \text{K}$ з утворенням ядер Ni і Fe.

На четвертій термоядерній стадії завершуються реакції синтезу ядер, оскільки ядра Ni і Fe володіють максимально можливою енергією зв'язку. Утворення нуклідів тяжчих за Залізо відбувається в реакціях захоплення нейтронів, для здійснення яких необхідно достатньо інтенсивні нейтронні потоки. Тому утворення тяжких нуклідів може відбуватися тільки в масивних зорях $M > 2M_c$.

Існуючі теорії нуклеосинтезу ядер тяжчих за ядро Заліза пропонують дві можливості утворення цих ядер: 1) повільний процес захоплення нейтронів ядрами, або **s-процес** (час між двома послідовними захопленнями нейтронів більший, ніж час життя утворених ізотопів по відношенню до β -розпаду), і 2) швидке послідовне захоплення багатьох нейтронів ядром за

час, менший часу життя виникаючих при кожному захопленні ізотопів (**r-процес**). Для здійснення s-процесу необхідні потоки нейтронів 10^{15} – 10^{16} частинок в секунду. В цьому випадку розподіл тяжких ядер, який спостерігається в природі може бути отриманий за декілька тисяч років. Однак в s-процесі не утворюються ядра тяжчі Вісмуту ($^{209}_{83}\text{Bi}$), оскільки час життя ізотопів які ідуть слідом за $^{209}_{83}\text{Bi}$, менший часу захоплення.

Для того, щоб пояснити появу існуючих в природі ядер тяжчих Вісмуту необхідно задіяти r-процес, який може реалізуватися тільки при величезних густинах потоків нейтронів— 10^{27} – 10^{40} нейтронів в секунду. Такі густини нейтронних потоків можливі лише при потужних вибухах наднових або вибухах в ядрах галактик. Ці потоки існують недовго, і r-процеси відбуваються за час від десятих до десятків секунд.

Стадія термоядерного синтезу в зорях (триває мільярди років), порівняно короткі (порядок тисяч років) s-процеси в зорях і практично миттєві r-процеси створили ту різноманітність хімічних елементів, яка забезпечила все багатство неорганічних і органічних речовин і виникнення життя. І на всіх стадіях еволюції матерії проявляються властивості і особливості баріонної речовини. Тут зустрічаються, на думку вчених, дивні факти і закономірності. Так, наприклад, „сировиною” для тяжких ядер являються ядра

Вуглецю. Як було сказано вище, утворення ядер $^{12}_6\text{C}$ відбувається за рахунок злиття трьох ядер ^4_2He при достатньо високій температурі і густині ($T \sim 10^8 \text{K}$, $\rho \sim 10^8 \text{кг/м}^3$). Однак, як показує теоретичний аналіз, ймовірність утворення ядра $^{12}_6\text{C}$ при злитті трьох ядер Гелію відмінна від нуля тільки в одному випадку— якщо ядра Вуглецю володіють енергетичним рівнем 7,66MeV. Саме цей рівень в ядрі $^{12}_6\text{C}$ забезпечив подальше здійснення ланцюга термоядерних реакцій в зорях і, таким чином, саму появу органічного життя у Всесвіті.

В процесах нуклеосинтезу в зорях народжується велика кількість нуклідів, в переважній більшості нестабільних. В результаті радіоактивних перетворень нуклідний склад і розподіл хімічних елементів зазнають істотних змін з віком Всесвіту. На сучасному етапі в Сонячній системі, вік якої становить майже 5 мільярдів років, ми маємо доволі скромний набір ізотопів 92 хімічних елементів: всього 323 нукліди, із яких стабільними виявилися лише 271 ізотоп, а 38 нуклідів, які тяжчі Талія, входять в склад радіоактивних сімейств трьох самих найтяжчих нуклідів ${}_{90}^{232}\text{Th}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, тобто зобов'язані своїм існуванням довгоживучим нуклідам.

Теоретично показано, що в природі існує близько 6000 комбінацій із нейтронів і протонів, час життя яких лежить в межах від декількох долей секунди до 10^{17} років. В лабораторних умовах на даний момент вдалось отримати близько 2000 нуклідів. Якщо всі нукліди розмістити на діаграмі в залежності від числа протонів (Z) і числа нейтронів (N), то виявиться, що існуючі на Землі нукліди будуть розташовані в вузькій смузі значень N і Z . Стабільні ізотопи характеризуються достатньо визначеним відношенням числа нейтронів і протонів ($Z/N \approx 1$ для легких ядер і близько 1,5 для тяжких). Час життя ядер швидко змінюється по мірі віддалення від смуги стабільності. Надлишок нейтронів (так само як і їх недостача) приводить до $\beta^\pm$ - розпаду, а тяжкі нукліди, крім того, зазнають спонтанний поділ і α -розпад. Із всіх можливих комбінацій нейтронів і протонів принципово стійкими виявляється лише 30% комбінацій N і Z , а стабільними — менше 2%.

Нестійкість атомних ядер по відношенню до радіоактивного розпаду веде до того, що неперервний ряд стабільних нуклідів обривається на $Z=83$. Більш тяжкі хімічні елементи нестабільні, але вони існують завдяки великому, співрозмірному з віком Всесвіту, часу життя ізотопів Урану і Торію. Усі трансуранові елементи (за винятком слідів ${}_{94}^{244}\text{Pu}$, знайденого в земних зразках) за час існування Землі встигли розпастися. Відомі тепер трансуранові нукліди до $Z=110$ отримані в лабораторних умовах в спеціально підібраних

реакціях (на реакторах, прискорювачах, а також в підземних ядерних вибухах).

В останні роки привернула до себе увагу проблема стабільності ядер збагачених нейтронами. Розвиток теорії мультинейтронних систем породив надію на існування ядер з достатньо великим вмістом нейтронів (до сотні). В останні роки відкриті такі незвичайні збагачені нейтронами нукліди, як ${}^6_2\text{He}$, ${}^{11}_3\text{Li}$, ${}^{14}_4\text{Be}$, ${}^{19}_5\text{B}$, ${}^{22}_6\text{C}$, ${}^{24}_8\text{O}$, ${}^{29}_9\text{F}$, ${}^{32}_{10}\text{Ne}$, ${}^{34}_{11}\text{Na}$, і ряд інших, які знаходяться на самій межі стабільності ядер. Було показано існування квазістаціонарних систем Гідрогену з 5 нейтронами і Гелію з 7 нейтронами.

Найтяжчі ядра, які існують на Землі, мають баріонне число 238, а в лабораторних умовах отримані трансуранові ядра з баріонним числом 266 з часом життя порядку мілісекунд. Питання про те, де існує межа самих найтяжчих нуклідів вже давно хвилює теоретиків. Можливість існування достатньо стійких надтяжких ядер ($A \sim 300$) вчені зв'язують з припущенням про існування в них нових замкнутих оболонок нуклонів при числі протонів 114, і нейтронів 184. Грубі оцінки показують, що два рази магічний нуклід з $Z=114$ і $N=184$ може бути достатньо стабільним і по відношенню до α -розпаду і до спонтанного поділу. Не виключено, що в цьому інтервалі Z та N існує своєрідний острів стабільності ядер.

Проблема надтяжких ядер безпосередньо зв'язана з проблемою самого існування атомів. Як було показано ще англійським фізиком П. Діраком, при $Z=137$ в полі точкового заряду можливе спонтанне народження електрон-позитронних пар. Для ядер з реальними розмірами близько 10^{-14}м критичним являється заряд, рівний $170e$. Ні ядра, ні атоми з таким значенням заряду ядра існувати не можуть.

Що стосується майже чисто нейтронних ядер, то згідно з розрахунками, при $N \gg Z$ можуть бути стійкими ядра з $A \approx 10^4$. Однак, схожі екзотичні об'єкти мікросвіту не спостерігались поки що ні в природі, ні в лабораторних експериментах.

В останні роки ряд експериментів по взаємодії частинок високих енергій з ядрами привів до висновку про існування мультикваркових кластерів— об'єднання кварків двох або більшого числа нуклонів. Нуклонна система, яка містить такі багатокваркові домішки уже не може розглядатися як чиста,

однорідна фаза ядерної речовини. Таким чином, ядра знаходяться в своєрідному гетерофазному стані, і при описі їх властивостей необхідно враховувати кваркові степені вільності.

Поява мультикваркових станів обумовлена як підвищенням температури так і збільшенням густини. Останнє може бути результатом локальних флуктуацій густини або реакцій зіткнення ядер високої енергії. В цьому випадку виникають умови для народження баріонів які містять в своєму складі більш тяжкі кварки (s , c і т. д.).

Зв'язані структури, аналогічні атомним ядрам на основі нуклонів, можуть виникати із участю любых баріонів, якщо вони володіють інтенсивними короткодійчими силами притягання і мають достатньо великий (по ядерним міркам) час життя. В 1952 році були відкриті перші квазіядерні системи, в склад яких входили Λ -гіперони. Ці багатобаріонні системи отримали назву гіперядер. На даний час в різних ядерних реакціях отримано декілька десятків різноманітних гіперядер, в склад яких входять Λ - і Σ -гіперони. Гіперядра існують дуже короткий час, оскільки їх час життя визначається часом життя гіперонів (10^{-10} с). Ця обставина створює значні труднощі при вивченні гіперядер. В основному інформація про цю форму баріонної речовини отримується за допомогою ядерних фотоемульсій, де вдається зафіксувати слід гіперядра від народження до розпаду. В загальному, гіперядра і звичайні ядра мають схожі властивості, оскільки гіперони поведуть себе в ядерній речовині так, як і нуклони. Однак склад гіперядра значно відрізняється від складу ізотопів нейтрон-протонного світу. Так, наприклад, гіпердейтрон— одну з найпростіших систем, що складається із протона і Λ -гіперона, (аналог нашого Дейтрона) ніколи ще не вдавалося спостерігати, така система є ядерно нестабільною. Зате існують ядра які не мають аналогів у нашому світі ${}^4\text{H}_{\Lambda}$, ${}^5\text{He}_{\Lambda}$, ${}^8\text{Be}_{\Lambda}$. Присутність в ядрі гіперона замість нейтрона підвищує енергію зв'язку і робить перелічені системи ядерно-стабільнішими.

Теоретично передбачено існування ядер, які складаються тільки з гіперонів. Їх властивості будуть ще більш незвичними. По-перше, збільшиться час життя таких дивних ядер— внаслідок більшої енергії зв'язку. Вони можуть

виявитися довгоживучими, а не виключено— і стабільними, що дає можливість їх пошуку в космічних явищах і процесах. По-друге, склад ізотопів дивних ядер стає ще багатшим і екзотичнішим.

Також передбачається, що можливо існують зв'язані системи з іншими важкими баріонами, які мають в своєму складі c - , b - і t -кварки. Пошук таких систем (їх назвали суперядрами) по праву вважається однією із найважливіших задач ядерної фізики, оскільки суперядра можуть зустрічатися серед продуктів ядерних реакцій, які відбуваються під дією частинок дуже високих енергій. Розпад суперядер повинен супроводжуватися значним енерговиділенням і народженням дивних частинок і, можливо, появою гіперядер.

6.5 Майбутній шлях еволюції Всесвіту

Закон збереження баріонної речовини, який виконується в усіх відомих процесах перетворення баріонів і ядерних реакціях, забезпечує стабільність баріонної речовини в природі. Ця обставина дозволяє розглядати різні варіанти еволюції Всесвіту, які визначаються існуючою густиною матерії при сталому числі баріонів. Існують два основних сценарії майбутнього Всесвіту: а) нескінченне розширення (відкритий Всесвіт) і б) зміна розширення стиском під дією сили тяжіння (закритий Всесвіт).

Майбутній шлях еволюції Всесвіту можна передбачити, якщо відомо середня густина матерії у Всесвіті. Якщо виявиться, що середня густина речовини Всесвіту менша деякої критичної густини, то Всесвіт приречений на вічне розширення. В протилежному випадку гравітаційне поле, породжене матерією, змусить Всесвіт стиснутися і через деякий час приведе його до сингулярного стану, який передував Великому Вибуху.

Наближені оцінки критичної густини дають значення $\rho_{\text{кр}} \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$. Середнє значення густини речовини, яке базується на підрахунку галактик і зірок в галактиках шляхом астрономічних спостережень, складає приблизно значення $\rho \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, тобто набагато менше критичного значення. Проте, існують серйозні причини підозрювати, що у просторі може бути багато трудно спостережуваних форм матерії,

отримавших назву „прихованої маси”. Перш за все, це може бути міжгалактичний газ, вклад якого в середню густину дуже важко оцінити. Крім цього, кандидатами на роль прихованої маси можуть бути гравітаційні хвилі і нейтрино. Взаємодія цих видів фізичної матерії з речовиною надзвичайно слабка, тому, якщо б навіть Всесвіт був заповнений нейтрино або гравітаційними хвилями з густиною маси більшою $\rho_{кр}$, то все одно прямі фізичні методи не дозволили б їх виявити. В даний час існують припущення, що маса спокою нейтрино відмінна від нуля. В цьому випадку вклад цієї екзотичної форми матерії повинен бути дуже вагомим. Отже, підсумовуючи сказане, можна зробити висновок, що проблема прихованої маси до цих пір ще не розв’язана.

Розглянемо варіант відкритого Всесвіту.

По мірі розширення Всесвіт буде охолоджуватися і відповідно буде падати температура **реліктового** випромінювання— ізотропного електромагнітного випромінювання, яке залишилося від тієї ранньої епохи, коли речовина була щільною і гарячою. З часом зоряне небо стане менш яскравим. Пройдуть десятки і сотні мільярдів років, преш ніж буде вичерпане все термоядерне пальне, тобто Гідроген і Гелій, які складають в нашу епоху 99% речовини. Тоді завершать свій життєвий шлях зорі. Одні стануть чорними карликами, другі перетворяться в нейтронні зорі і чорні діри.

При подальшому розширенні Всесвіту баріонна речовина не буде зазнавати ніяких перетворень. Але галактики почнуть розпадатися через виліт із них зірок, які набудуть достатньо великих швидкостей. Такий процес, який веде, з одного боку, до розсіювання зірок, а з другого— до утворення масивних чорних дір в центральній частині галактик, закінчиться приблизно через 10^{20} років.

Подальша доля баріонної речовини, сконцентрованої в холодних зорях і масивних чорних дірах, зв’язана з проблемою стабільності баріонів і чорних дір. Сучасна теорія дає ключ до розуміння цих питань. Розвиток теорії Великого Об’єднання показав, що закон збереження баріонної речовини не являється абсолютно непорушним законом. Існує певна, хоча і надзвичайно мала ймовірність перетворення кварків в лептони (тобто зникнення баріонного числа) і

кварків в антикварки (зміна знаку баріонного заряду). Ці процеси ведуть до нестабільності протона, коли кварки, які складають протон, зникають, утворюючи лептони (позитрони, нейтрино, електрон, електрон-позитронні пари). Такі перетворення надзвичайно малоймовірні, тому час життя протона оцінюють величиною 10^{32} - 10^{34} років.

Нестабільність протона повільно і невпинно приведе до повного його зникнення у Всесвіті. Через 10^{34} (близько сотні періодів піврозпаду) останні матеріальні об'єкти— холодні планети, згаслі зорі— перетворяться в лептони і фотони.

Ми не знаємо фазового стану баріонної речовини в чорних дірах і тому не можемо перенести висновок про нестабільність баріонів на речовину в надрах чорних дір. Проте для них відомий інший процес отримавший назву „випаровування чорних дір”, який приводить до їх нестабільності. Цей ефект пов'язаний із народженням частинок в надзвичайно сильних полях тяжіння поблизу чорних дір, що веде до поступового зменшення їх маси. Перетворення маси чорної діри в випромінювання (фотони, нейтрино, гравітони) відбувається дуже повільно. Згідно теоретичним оцінкам, масивні чорні діри у Всесвіті здатні проіснувати близько 10^{96} років.

У Всесвіті через 10^{100} років вже не залишиться ніякої баріонної речовини. В цьому безструктурному Всесвіті простір буде заповнений фотонами, нейтрино і антинейтрино різних типів, а також незначним числом електронів і позитронів, які уникнули анігіляції. Однак і в цьому стані Всесвіту можливе існування макроскопічних тіл, якщо маса нейтрино хоча б трохи відмінна від нуля. В цьому випадку нейтрино малих енергій під дією гравітаційних сил будуть утворювати зв'язані системи макроскопічних розмірів— **нейтринні зорі**. Еволюція таких нейтринних зірок буде визначатися особливостями відомої електрослабкої взаємодії і можливими універсальними взаємодіями в рамках Великого Об'єднання. Поступово стиск в центральній області призведе до підвищення температури і, в кінці кінців, до виникнення реакцій народження кварків і антикварків завдяки бозонам Великого Об'єднання. Таким чином, реакція „горіння” нейтрино призведе до народження другого покоління баріонної речовини в надрах нейтринних зірок. Однак тут

виникає чимало запитань. Чи можливий новий виток еволюції Всесвіту, що нескінченно розширюється, з участю баріонної речовини? Тут потрібно врахувати, що до того часу об'єм Всесвіту значно зросте. Яка буде густина „новонародженої” баріонної речовини? Чи достатньо буде самих запасів баріонів для нового витка? На ці питання ще потрібно буде відповісти в майбутньому. Однак і сьогодні вчені можуть зробити деякі прогнози щодо властивостей „нащадка” нашого Всесвіту. Перш за все це стосується значень фундаментальних констант, які і визначають характеристики баріонної речовини. Якщо в сучасний період еволюція Всесвіту зв'язана з величинами констант електромагнітної, сильної і слабкої взаємодій, то в ранньому Всесвіті характер еволюції залежав лише від константи єдиної взаємодії.

Розрахунки показують, що навіть незначні варіації величин цих констант можуть призвести до істотної зміни властивостей баріонної речовини, а отже, і до кардинальної, і в деяких випадках навіть до катастрофічної зміни характеристик усього Всесвіту.

Що стосується Всесвіту другого покоління, народженого в надрах нейтринних зірок, то на різних стадіях його еволюції внаслідок флуктуацій цілком можлива зміна фундаментальних констант відносно констант старого Всесвіту. І достатньо навіть надзвичайно малої зміни константи сильної взаємодії для того, щоб світ радикально змінився.

Навіть невелике зменшення сили взаємодії між нуклонами може призвести до зникнення не тільки багатьох атомних ядер, але і взагалі ядерної стабільності і як наслідок— до відсутності хімічних елементів і зміни складу речовини у Всесвіті. Прямий наслідок змін світових констант— інші значення мас елементарних частинок. В якості прикладу розглянемо умови стабільності атома Гідрогену. Стабільність атома Гідрогену визначається тим, що сума мас протона і електрона менша маси нейтрона. Саме тому протон і електрон не можуть перетворитися в нейтрон. Звідси слідує, що зміна мас протона і нейтрона навіть на 0,1% може призвести до того, що маса протона стане більшою маси нейтрона. Це зробить стабільне існування атома Гідрогену і взагалі протонів неможливим, що в свою чергу призведе до зовсім іншої картини Всесвіту.

Цей простий приклад показує, наскільки властивості баріонної речовини чутливі до зміни фундаментальних констант. Немає нічого, що б забороняло вважати, що відомий нам набір констант є випадковим і характерним лише для Метагалактики в якій ми живемо. Тоді неважко уявити собі, що варіації констант, які входять в фізичні закони, яким підкоряється матерія у Всесвіті, могли б породити велику різноманітність світів.

В принципі можливі світи з великою елементною і ізотопною різноманітністю; світи, де атомні ядра будуть побудовані із дивних і зачарованих частинок; світи з зовсім іншою хімією; світи з екзотичними атомами де роль електронів будуть відігравати μ - мезони; світи з зовсім іншою основою для життя— не вуглецевою а, наприклад, кремнієвою. Проте, на даному етапі розвитку науки, існування таких екзотичних всесвітів— це лише наукові припущення, що межують з фантастикою.

Розглянемо інший сценарій еволюції Всесвіту.

Якщо виявиться, що реальна густина речовини у Всесвіті більша критичної, то еволюція світу піде по іншому варіанту. По оцінкам космологів, розширення ініційоване Великим Вибухом, приблизно через 20-60 мільярдів років зміниться Великим Стиском.

Темпи розширення поступово будуть знижуватися, і потім воно припиниться цілком. Відстані між галактиками почнуть зменшуватися. Червоне зміщення поміняється, згідно ефекту Доплера, на фіолетове. Як і раніше будуть продовжувати свій життєвий шлях зорі, будуть синтезуватися елементи, правда, доля тяжких нуклідів зросте. І довгі мільярди років тривожних симптомів спостерігатися не буде. Лише загальна температура Всесвіту, яка визначається температурою фонового випромінювання, яке залишилося після Великого Вибуху, буде зростати.

Через 70 мільярдів років, після початку стиску, органічні молекули, які знаходяться в міжзоряному просторі почнуть дисоціюватися на атоми, а атоми, в свою чергу, на ядра і електрони. На протязі наступного мільярда років температура досягне 10 мільйонів градусів, і тоді розпадуться планети. При подальшому зростанні температури розпадуться і атомні ядра, і Всесвіт знову перетвориться в щільну гарячу плазму. А далі

матерія перейде в знайомий нам кварковий стан, потім в згусток матерії з густиною 10^{94} г/см³. Розрахунки показують, що ті 10^{78} баріонів, які народжені в процесі еволюції в нашому Всесвіті, при планківському стиску займуть об'єм близько 10^{-10} см³. Таким чином космічний стиск не приведе до сингулярності. Звідси слідує, що для світу в надщільному стані закони фізики будуть „працювати”. Чи відбудеться знову Великий Вибух? Вчені вважають, що, напевно, так. Однак механізм його буде іншим, ніж у випадку „справжнього” Великого Вибуху. Початок нового витка еволюції буде супроводжуватися вибухом гідродинамічної природи, який в деякій мірі нагадує вибух потужної наднової. А далі розвиток світу піде по знайомому сценарію, хіба що з тією відмінністю, яка стосується можливої зміни в ту чи іншу сторону фундаментальних констант.

Деякі космологи уявляють еволюцію Всесвіту у вигляді нескінченного повторення циклів: розширення – стиск, прихід в початковий надщільний стан і знову Великий Вибух. В кожному новому циклі Всесвіт ніби „забуває” про те, що було раніше, бо речовина народжується знову.

Однак, з кожним наступним циклом розширення, якщо справедлива осцилююча модель еволюції, ентропія системи повинна зростати. Отже, кожний наступний цикл повинен чимось відрізнятися від попереднього. Зокрема, тривалість кожного наступного циклу і радіус Всесвіту повинні збільшуватися. В кожному новому циклі повинно збільшуватися відношення числа фотонів до числа баріонів. Для нашого Всесвіту це відношення складає 10^9 . Це повинно означати, що нескінченне число циклів в минулому бути не могло.

Таким чином, в обох випадках еволюції Всесвіту високоорганізована структура матерії смертна. В зв'язку з цим виникає питання, чи може цивілізація, яка досягла високого технологічного прогресу, запобігти своїй загибелі, придумати щось таке, що протистоїть космічному розширенню? Розрахунки показали: щоб стримати розширення Всесвіту, потрібна енергія спокою самого Всесвіту. В цьому випадку нічого не залишиться на саме існування цивілізації. Якимось чином змінити закони природи, вплинути на швидкість радіоактивних розпадів, щоб зберегти для біологічної

еволюції асортимент хімічних елементів не уявляється можливим. Набір світових констант— це задана „зверху” при народженні характеристика нашого Всесвіту. І ми не знаємо способу вплинути на фундаментальні константи.

Отже, цивілізація, якого б високого рівня вона не досягла, приречена на загибель. В літературі досить популярна ідея Апокаліпсису. Від неминучої загибелі нічого не може спасти— ні необмежена космічна експансія, ні володіння необмежено наросщуваними джерелами енергії, ні інформаційний обмін між цивілізаціями високого рівня, ні об'єднання інтелектуальних зусиль.

Однак тут сучасна фізика дає нам надію. Експерименти показують, що фундаментальні константи змінюються при високих енергіях і певних відстанях між об'єктами взаємодії. І не виключено, що при новому витку еволюції можна буде отримати інший набір світових констант, який дозволить необмежено продовжити життя майбутніх цивілізацій!

Контрольні запитання і завдання

1. Які об'єкти мікросвіту входять в склад баріонної матерії?
2. Охарактеризуйте основні стадії еволюції Всесвіту з точки зору теорії Великого Вибуху.
3. Що являється експериментальним підтвердженням розширення нашого Всесвіту?
4. Який механізм утворення і стабільного існування зорі?
5. Які хімічні елементи складають основу зоряної речовини?
6. Які об'єкти можуть утворюватися в результаті загибелі зорі? Від чого залежить утворення того чи іншого об'єкта?
7. В якому випадку нейтронна зоря може перетворитися в чорну діру?
8. Перечисліть основні властивості чорних дір.
9. Яке явище може служити експериментальним доказом існування чорної діри?
10. Яке природне явище приводить до зміни і оновлення хімічного складу міжзоряної речовини?

11. Які процеси проводять до нуклеосинтезу ядер тяжчих за Залізо? Де вони відбуваються?
12. Який нуклідний склад ядер існує на даний час в Сонячній системі?
13. Приведіть приклади ядер, які складаються не з нуклонів, а з інших баріонів.
14. Які можливі варіанти розвитку нашого Всесвіту? Коротко охарактеризуйте їх. Який критерій реалізації того чи іншого варіанту?

Перелік використаних джерел

1. Трофимова Т. И. Курс физики.— М.: Высшая школа, 1990.—478с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3— М.: Наука, 1979.— 304с.
3. Ширков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика.— М.: Наука, 1972.— 671с.
4. Зачек І. Р., Кравчук І. М., Романишин Б. М., Габа В. М., Гончар Ф. М. Курс фізики.— Львів: Бескид Біт, 2002.— 376с.
5. Шубин А. С. Курс общей физики.— М.: Высшая школа, 1976.—478с.
6. Кучерук М. І., Дущенко В. П. Загальна фізика. Т. 3— К.: Вища школа, 1991.— 463с.
7. Детлаф А. А., Яворський Б. М. Курс физики.— М.: Высшая школа, 1989.— 608с.
8. Фролов В. П. Введение в физику чёрных дыр.— М.: Знание, 1983.— 61с.
9. Ассовская А. С., Ложкин О. В. Барионы и эволюция Вселенной.— М.: Знание, 1991.— 63с.
10. Новиков И. Д. Энергетика чёрных дыр.— М.: Знание, 1986.— 63с.
11. Новиков И. Д. Эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1990.— 189с.