

Міністерство освіти і науки України
Національний університет водного господарства
та природокористування

Кафедра хімії та фізики

05-06-72М

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до виконання лабораторних робіт з навчальної дисципліни
«Фізика (завершальний розділ фізики «Елементи фізики ядра та
елементарних частинок»)» для здобувачів вищої освіти першого
(бакалаврського) рівня за освітньо-професійною програмою
«Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології»
спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані
технології» денної та заочної форм навчання

Рекомендовано науково-
методичною радою
з якості ННІАКОТ
Протокол №2 від 13.11.2020 р.

Рівне – 2020

Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з навчальної дисципліни «Фізика (завершальний розділ фізики «Елементи фізики ядра та елементарних частинок»)» для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського рівня) за освітньо-професійною програмою «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології» спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології» денної та заочної форм навчання [Електронне видання] / Гаращенко В. І., Гаращенко О. В., Лебедь О. О. – Рівне : НУВГП, 2020. – 43 с.

Укладачі: Гаращенко В. І., доцент кафедри автоматизації, електротехнічних і комп'ютерно-інтегрованих технологій;

Гаращенко О. В., доцент кафедри хімії та фізики;

Лебедь О. О., доцент кафедри хімії та фізики.

Відповідальний за випуск: Гаращенко О. В., канд.техн.наук, в.о. завідувача кафедри хімії та фізики.

Керівник групи забезпечення спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології»

Древецький В. В.

© Гаращенко В. І.,
Гаращенко О. В.,
Лебедь О. О., 2020
© НУВГП, 2020

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	4
1. Склад і характеристики ядра.....	5
2. Дефект маси та енергія зв'язку ядра. Ядерні сили.....	7
3. Радіоактивність.....	12
4. Ядерні реакції.....	20
5. Елементарні частинки та фундаментальні взаємодії.....	27
ЛІТЕРАТУРА.....	43

ПЕРЕДМОВА

Фізика є складовою природних наук і вивчає, поряд з ними основні закони навколишнього світу, основні властивості і форми руху матерії. В процесі вивчення природи фізика відштовхується від спостереження явищ, що дозволяє одержати якісне уявлення про предмет дослідження, виробити пояснення явища у вигляді гіпотези, справедливості якої може бути встановлена тільки експериментальним (дослідним) шляхом.

Дисципліна «Фізика» має за мету надання фундаментальних знань, що необхідні для глибокого засвоєння загальноінженерних та спеціальних дисциплін, для формування наукового світогляду та розвитку теоретичного мислення, для забезпечення базової підготовки з фізики, яка дозволить самостійно працювати з науково-технічною інформацією та літературою та використовувати ці знання на практиці.

1. СКЛАД І ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА

Поняття про атомне ядро, як центральну позитивно заряджену масивну частину атома, навколо якої розміщуються електрони, увів англійський фізик Е.Резерфорд (1911р.) на основі аналізу своїх дослідів з розсіювання α -частинок речовиною. Позитивний заряд ядра чисельно рівний сумі негативних зарядів електронів нейтрального атома. За обрахунками Резерфорда радіус ядра $r_{\text{я}} \approx 10^{-15}$ м (радіус атома - 10^{-10} м). Плідність атомної моделі Резерфорда проілюструвала теорія атома Водню Н.Бора (1913р.). Після того, як Г.Мозлі (1913р.) експериментально показав, що позитивний заряд ядра

$$Q = Z \cdot e,$$

де Z – порядковий номер елемента в таблиці Д. Менделєєва, а e – елементарний електричний заряд, чисельно рівний зарядові електрона ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), уявлення про ядро атома стало загальноприйнятим.

В ядерній фізиці за одиницю заряду приймають елементарний заряд e , а за одиницю маси – атомну одиницю маси (а.о.м.). 1 а.о.м. рівна $\frac{1}{12}$ маси атома Вуглецю -12.

Очевидно,

$$1 \text{ а.о.м.} = \frac{1}{12} \cdot m_{\text{C}}^{12} = \frac{1}{12} \frac{\mu_{\text{C}}^{12}}{N_A} = \frac{12,011 \cdot 10^{-3}}{12 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}, \quad (1)$$

де μ - маса моля речовини, N_A – число Авогадро. В таких одиницях $Q = Z$ (Z називається зарядовим числом ядра), а маси атомів різних елементів виражаються числами, близькими до цілих. Заокруглена до найближчого цілого маса атома даного елемента, виражена в а.о.м., називається **масовим числом** елемента A .

Зарядове число Z і масове число A є основними характеристиками будь-якого ядра, тому ядро даного елемента позначається хімічним символом цього елемента з індексами Z та A , а саме: ${}^A_Z X$. Наприклад, ядро атома Водню позначається ${}^1_1 H$; цю частину Резерфорд (1919р.) назвав протон (${}^1_1 p$).

Оскільки, маса електрона $m_e \approx \frac{1}{1936} \cdot m_p$, електрон

позначається ${}^0_{-1}e$. Відносно складу ядра, то спочатку була запропонована протонно-електронна модель будови ядра. Однак, вона була забракована квантовою механікою, оскільки швидкість електрона в ядрі виявлялась більшою швидкості світла c , що є неможливим. При розгляді ядерних реакцій на основі законів збереження енергії та імпульсу Дж.Чедвік (1932р.) відкрив нову елементарну частинку нейтрон (1_0n). Д.Іваненко (1932р.) висунув гіпотезу, що ядро атома складається з нуклонів – протонів і нейтронів; ця гіпотеза була розвинута В.Гейзенбергом.

Детальне вивчення нуклонів показало, що протон – стабільна елементарна частинка з зарядом $+1$ і масою $m_p = 1,00728$ а.о.м.; він також має спін $j = \frac{1}{2}$ і магнітний момент $\mu_p = +2,79\mu_n$, де $\mu_n = 5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл (так званий, ядерний магнетон). Нейтрон – нейтральна частинка з масою $m_n = 1,00867$ а.о.м., спіном $j = \frac{1}{2}$ і власним магнітним моментом $\mu_n = -1,91\mu_n$; $\mu_n > \mu_p$. У вільному стані нейтрон нестабільний з середнім часом життя $T \cong 12$ хв.

Згідно нуклонній моделі ядро A_ZX містить всього A нуклонів, в тому числі, Z протонів і $N = A - Z$ нейтронів. Ядра з однаковими Z називаються ізотопами, з однаковими A – ізобарами, а однаковими N – ізотонами, з однаковими Z і A , але різними періодами напіврозпаду – ізомерами. Всього відомо ~ 1500 різних ядер, приблизно $1/5$ з них – стабільні, решта – радіоактивні.

В природі зустрічаються елементи з атомним номером Z від 1 до 92 (крім технецію ${}_{43}\text{Tc}$ і прометію ${}_{61}\text{Pm}$). Трансуранові елементи, починаючи з $Z = 93$, були одержані штучно за допомогою ядерних реакцій. Згідно сучасних уявлень хімічні елементи виникли в процесі нуклеосинтезу на етапі зоряної

еволюції Всесвіту. За час існування Землі ($5 \cdot 10^9$ р.) трансуранові елементи через відносно малий час життя не збереглися в земній корі (за винятком ${}_{93}\text{Np}$ і ${}_{94}\text{Pu}$, мікросліді яких знайдені в уранових рудах). Межу періодичної системи елементів повинна визначати нестабільність відносно самовільного поділу ядер; є теоретичні вказівки на те, що ця межа знаходиться поблизу $Z = 114$.

Ефективний радіус ядра визначається формулою:

$$r = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

де $r_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-15}$ м. З (2) випливає, що об'єм ядра пропорційний кількості нуклонів в ядрі, а це значить, що густина ядерної речовини приблизно однакова для всіх ядер ($\sim 10^{17}$ кг/м³).

Спіни і магнітні моменти нуклонів складаються в результуючий спін і магнітний момент ядра. Оскільки, спін нуклона $\frac{1}{2}$, квантове число спіну ядра буде напівцілим при непарному числі нуклонів A і цілим або нулем при парному A . Спіни ядер не перевищують декількох одиниць; це свідчить, що спіни більшості нуклонів в ядрі компенсуються, розміщуючись антипаралельно.

Взаємодією магнітних моментів ядра та електронів атома обумовлюється так звана надтонка структура атомних спектрів. Пов'язаний зі спіном ядра магнітний момент знайшов широкі застосування в експериментальній методиці ядерного магнітного резонансу.

2. ДЕФЕКТ МАСИ ТА ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ ЯДРА. ЯДЕРНІ СИЛИ

Користуючись таблицею мас ізотопів легко пересвідчитись, що маса ядра $m_{\text{я}}$ завжди менша суми мас нуклонів, з яких воно складається. Величину

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] \quad (3)$$

називають дефектом маси ядра. Його існування обумовлене тим, що при об'єднанні нуклонів в ядро виділяється енергія у вигляді квантів, які й забирають частину маси. Цю енергію можна

розраховувати за формулою Ейнштейна взаємозв'язку маси-енергії:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (4)$$

де c – швидкість світла у вакуумі. Очевидно, щоб розкласти ядро на не взаємодіючі нуклони, потрібно таку ж енергію затратити. Ця енергія

$$\Delta E = [Z \cdot m_p + (A - Z)m_n]c^2 - m_{\text{я}} \cdot c^2 \quad (5)$$

називається енергією зв'язку ядра.

Для практичних застосувань співвідношення (5) зручно записувати у вигляді:

$$\Delta E = [Z \cdot m_H + (A - Z)m_n] - m_a A \cdot c^2 \quad (6)$$

де m_H – маса атома водню, а m_a – маса атома, ядро якого розглядається. При переході до наближеної формули (6) нехтують малою енергією зв'язку електронів з ядром; зручність (6) полягає в тому, що в довідниках наводяться не маси ядер $m_{\text{я}}$, а маси m_a ізотопів. На основі (4) можна пересвідчитись, що 1 а.о.м. еквівалентна енергії 931,5 МеВ, тому, виражаючи фігурну дужку формули (6) в а.о.м., для енергії зв'язку ядра в МеВ одержують:

$$\Delta E = 931,5 \cdot \Delta m. \quad (7)$$

Очевидно, енергія зв'язку характеризує міцність ядра. Корисно розглянути так звану питому енергію зв'язку $\frac{\Delta E}{A}$ (енергію зв'язку, що припадає на один нуклон). Розрахунки показують, що вона залежить від масового числа A елемента (рис. 1).

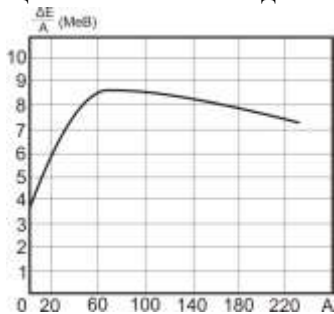


Рис. 1.

Для легких ($A \leq 12$) ядер $\frac{\Delta E}{A}$ стрибкоподібно зростає до 6-7 МеВ/нуклон, після більш повільно зростає до максимального значення 8,7 МеВ/нуклон у елементів з масовим числом $A \sim 50-60$, а тоді повільно зменшується у важких

елементів (наприклад, для ${}_{92}^{238}\text{U}$ $\frac{\Delta E}{A} = 7,6$ МеВ/нуклон). З рис. 1

впливає, що найстійкішими є ядра середньої частини таблиці Д.Менделєєва. Видно, також, що енергетично можливими є два процеси, які повинні супроводжуватися виділенням енергії: 1) поділ важких ядер на легші; 2) злиття (синтез) легких ядер у важчі. Обидва ці процеси реалізовані в природі: перший – в ланцюговій реакції поділу важких ядер (атомна бомба, реактори), другий – в термоядерній реакції синтезу легких ядер (воднева бомба), що приводить до вивільнення величезної енергії, яка, згідно Ейнштейну, захована в надрах речовини. Величезна питома енергія зв'язку ядра свідчить, що між нуклонами в ядрі діють особливі сили, які значно переважають за величиною електромагнітну та гравітаційну взаємодію нуклонів. Ядерна взаємодія між нуклонами отримала назву сильної взаємодії. Ядерні сили характеризуються наступними особливостями, вони:

1. короткодійочі, радіус їх дії порядку 10^{-15} м;
2. зарядово незалежні, мають неелектричну природу;
3. залежать від взаємної орієнтації спінів нуклонів;
4. є нецентральними, тобто не напрямлені вздовж прямої, що з'єднує центри мас нуклонів;
5. мають властивість насичення, тобто діють лише між найближчими сусідами.

У 1934р. І.Тамм висунув гіпотезу, що сильна взаємодія повинна мати обмінну природу. По аналогії з електромагнітною взаємодією, яка квантовою електродинамікою описується як процес віртуального обміну електронів фотонами типу:

$${}_{-1}^0e \leftrightarrow {}_{-1}^0e + h\nu, \quad (8)$$

нуклони в ядрі повинні обмінюватись деякими віртуальними частинками з масою спокою відмінною від 0. Дійсно, віртуальними називаються частинки, час життя яких менший того, що визначається співвідношенням невизначеностей:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar / 2 \quad (9)$$

де ΔE – невизначеність енергії квантового стану частинки, Δt – тривалість існування цього стану, \hbar – стала Дірака. З (9) випливає, що радіус дії обмінних сил оцінюється величиною:

$$r = c \cdot \Delta t_{\max} \approx c \cdot \frac{\hbar}{\varepsilon_{\min}} \approx c \cdot \frac{\hbar}{mc^2} \approx \frac{\hbar}{mc}, \quad (10)$$

Тобто він може бути скінченним, якщо маса спокою віртуальної частинки відмінна від 0.

У 1935р. японський фізик Х.Юкава показав, що для пояснення величини ядерних сил слід припустити існування віртуальних частинок з масою спокою у 200-300 разів більшою маси спокою електрона. Віртуальна частинка може стати реальною, якщо їй надати достатньої енергії. Такі частинки були відкриті С.Поуелом і Д.Оккіаліні у 1947 році в космічних

променях, вони дістали назву π -мезонів. Існують π^{\pm} -мезони. Заряд π^{\pm} -мезонів дорівнює елементарному зарядові e , їх маса $m_{\pi^{\pm}} = 273m_e$, маса π^0 -мезона $m_{\pi^0} = 264m_e$, спіні всіх π -мезонів $j = 0$, всі вони нестабільні; час життя $\tau_{\pi^{\pm}} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с, $\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с.

За рахунок процесів:

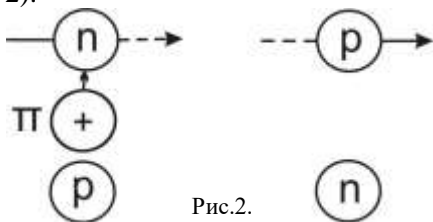
$${}^1_1p \leftrightarrow {}^1_0n + \pi^+; \quad (11)$$

$${}^1_0n \leftrightarrow {}^1_1p + \pi^-; \quad (12)$$

$${}^1_1p \leftrightarrow {}^1_1p + \pi^0; \quad {}^1_0n \leftrightarrow {}^1_0n + \pi^0. \quad (13)$$

здійснюється обмін нуклонів віртуальними мезонами, що й призводить до сильної взаємодії між нуклонами. Обмін нуклонів віртуальними π -мезонами підтверджується дослідами з розсіювання нейтронів на протонах. При проходженні пучка нейтронів через водень в пучку з'являються протони, які мають напрямок руху нейтронів; відповідна кількість нерухомих нейтронів виявляється в мішені. Природньо припустити, що нейтрон, пролітаючи поблизу протона, захоплює віртуальний π^+ -мезон. В результаті, нейтрон перетворюється в протон, а

протон, який втратив свій заряд, перетворюється в нейтрон (рис. 2).



На основі процесів (11), (12) можна також пояснити магнітні моменти протона й нейтрона: від'ємний магнітний момент нейтрона обумовлений орбітальним рухом π^- -мезона, коли,

згідно (12), нейтрон частину часу проводить у віртуальному стані ${}^1_0n + \pi^-$. Згідно (11), аномальний магнітний момент протона (більший одного ядерного магнетона) обумовлений орбітальним рухом π^+ -мезона у віртуальному стані протона ${}^1_0p + \pi^+$.

Незважаючи на пояснення природи ядерних сил, послідовна кількісна теорія ядра не побудована, оскільки є громіздкою квантовою задачею багатьох тіл (A нуклонів). Це спонукає йти по шляху створення моделей ядра, які, за рахунок введення певних параметрів, що підбираються в узгодженні з дослідом, дозволяють простими засобами описувати деяку сукупність властивостей ядра. Найпопулярнішими з них є краплинна та оболонкова моделі ядра.

Краплинна модель ядра (1935-1939рр.), базуючись на властивості насичення ядерних сил і молекулярних сил в рідині, а також на малій стисливості рідин і ядерної речовини, уподібнює ядро зарядженій краплині рідини. Це дозволило вивести напівемпіричну формулу для енергії зв'язку ядра і, зокрема, пояснити процеси поділу важких ядер.

Оболонкова модель ядра (1949-1950рр.) базується на уявленні, що нуклони рухаються незалежно в усередненому центральносиметричному полі. Це приводить до виникнення дискретних енергетичних рівнів ядра, які заповнюються нуклонами на основі принципу Паулі. Ці рівні групуються в оболонки, в кожній з яких може знаходитись певна кількість нуклонів. Повністю заповнена облонка є особливо стійким утворенням. Такими особливо стійкими ("магічними")

виявляються ядра, у яких кількість протонів Z або нейтронів N рівні: 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126. Ядра, у яких "магічними" є Z і N , називаються "двічі магічними"; їх відомо шість: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{28}_{14}\text{Si}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, вони особливо стійкі; зокрема, мабуть тому α -частинка – єдина складна частинка, що випромінюється важкими ядрами при радіоактивності.

3. РАДІОАКТИВНІСТЬ

Радіоактивність – процес самовільного перетворення деяких (нестабільних) ядер в інші з випромінюванням мікрочастинок. До радіоактивних перетворень відноситься: α – розпад, β – розпад (з випромінюванням електрона, позитрона або захопленням орбітального електрона), самовільний поділ ядер, протонна радіоактивність. Радіоактивність ядер, які існують в природних умовах (їх відомо ~ 300) називається природньою (А.Беккерель, 1896р.), а тих, що одержані шляхом ядерних реакцій (їх відомо ~ 1700), штучною (Ірен та Фредерік Жоліо-Кюрі, 1934р.). Обидва види радіоактивності підкоряються одному і тому ж закону радіоактивного розпаду.

Через незалежність радіоактивних перетворень окремих ядер можна вважати, що число ядер dN , які розпадаються за проміжок часу dt , пропорційне наявному числу ядер N і величині проміжку dt :

$$dN = -\lambda N dt, \quad (14)$$

де λ – постійна розпаду, яка характеризує ймовірність розпаду ядра за одиницю часу; знак мінус вказує на те, що число ядер зменшується з часом. Інтегруючи (14) при умові $N_{t=0} = N_0$, одержуємо:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (15)$$

Закон радіоактивного розпаду (15) показує, що число радіоактивних ядер N , які не розпалися до моменту часу t , зменшується з часом експоненційно (рис. 3).

Кількість ядер, які розпалися за час t :

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (16)$$

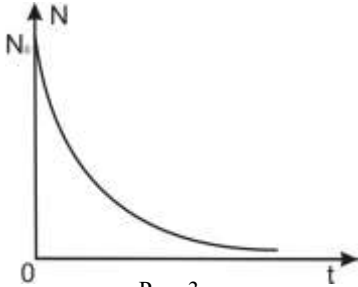


Рис. 3.

Час T , протягом якого розпадається половина початкової кількості ядер, називається періодом напіврозпаду. Підставляючи в (16) $t = T$ і

$$N_0 - N = \frac{N_0}{2}, \quad \text{одержуємо}$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0(1 - e^{-\lambda T}), \quad \text{звідки}$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (17)$$

Період напіврозпаду відомих радіонуклідів змінюється в дуже широких межах: від $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ років.

Очевидно, величина $\tau = \frac{N}{dN/dt}$ дає середній час життя ядра, тоді з (14) випливає, що:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (18)$$

Виявляється, що в процесі радіоактивного перетворення материнського ядра виникає дочірнє ядро, яке теж може бути радіоактивним, тощо. В результаті, виникає низка радіоактивних елементів, генетично пов'язаних між собою. Для природньо-радіоактивних елементів відомо чотири таких родини: Торію ${}_{90}^{258}\text{Th}$, Урану ${}_{92}^{238}\text{U}$, Актинію ${}_{92}^{235}\text{U}$; Нептунію ${}_{93}^{237}\text{Np}$ ці елементи започатковують свої ряди, які закінчуються стабільними ізотопами Свинцю (відповідно - ${}_{82}^{208}\text{Pb}$, ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, ${}_{82}^{207}\text{Pb}$).

З часом в кожній радіоактивній родині встановлюється, так звана, вікова рівновага, при якій швидкості утворення і розпаду проміжних елементів родини однакові, що дає

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = \dots \quad (19)$$

Вікова рівновага встановлюється впродовж проміжку часу $\Delta t \approx 10T_{1/2}$ члена родини з найбільшим періодом напіврозпаду. З його розпадом загальний вміст членів родини в земній корі повільно зменшується. Так, для Нептунію $T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6$ років, що складає 1/2000 середнього віку Землі, тому членів його родини в природі немає, вони були одержані штучно. Оскільки, для ${}_{92}^{238}\text{U}$ $\lambda_U < 0,001\lambda$ будь-якого іншого елемента цієї родини, крім Свинцю, для якого $\lambda=0$, через великі проміжки часу виникне стільки ядер Свинцю, скільки розпадається ядер Урану, тобто

$$N_{Pb} = N_{0U} \cdot (1 - e^{-\lambda_U t}). \quad (20)$$

Очевидно також, що

$$N_{Pb} + N_U = N_{0U}. \quad (21)$$

Виключаючи з цих рівнянь невідому початкову концентрацію ядер урану N_{0U} , одержуємо:

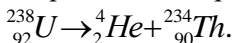
$$t = \frac{1}{\lambda_U} \ln \frac{N_{Pb} + N_U}{N_U}. \quad (22)$$

Сучасна концентрація урану і свинцю в уранових рудах може бути виміряна експериментально, тоді з (22) можна оцінити вік Землі, що дає величину порядку $4,5 \cdot 10^9$ років.

Вже перші дослідження природної радіоактивності (П'єр і Марія Кюрі, Е.Резерфорд) виявили, що радіоактивна речовина є джерелом трьох видів випромінювань: α -, β - і γ -променів. α -промені є потоком ядер гелію ${}^4_2\text{He}$. α -розпад відбувається за схемою:



Значки дочірнього ядра встановлюються на основі законів збереження заряду і числа нуклонів, звідки випливають, так звані, правила зміщення; зокрема, при α -розпаді зарядове число дочірнього ядра на 2 одиниці, а масове число на 4 одиниці менше, ніж у материнського ядра, наприклад:



Енергія реакції α -розпаду визначається на основі формули (7), де дефект маси реакції:

$$\Delta m = m_{Z X}^A - (m_{2 He}^4 + m_{Z-2 Y}^{A-4}). \quad (24)$$

Ця енергія виділяється у вигляді кінетичної енергії продуктів реакції, яку можна розрахувати на основі законів збереження енергії та імпульсу. Даний радіоактивний елемент випромінює α -частинки декількох строго визначених груп. Це обумовлено тим, що дочірнє ядро може виникати не тільки в основному стані 1, але і в збуджених станах 2,3 (рис. 4).

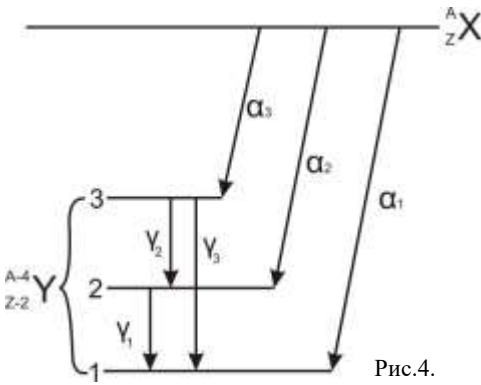


Рис.4.

За час існування збуджених станів $\tau \approx 10^{-8} - 10^{-15}$ с дочірнє ядро переходить зі збудженого в нижчий або основний стан, випромінюючи γ -квант. Так виникають γ -промені, які, звичайно, супроводжують α - або β -розпад, хоча дочірнє ядро може звільнитись

від надлишку енергії також іншими способами: випромінюючи якусь частинку, або йонізуючи атом (процес внутрішньої конверсії), що супроводжується виникненням характеристичного рентгенівського спектру.

Процес α -розпаду не можна пояснити на основі класичної механіки. Досліди показують, що з радіоактивних ядер випромінюються α -частинки з енергією до 8 МеВ. В той же час, при бомбардуванні ядер α -частинками з енергією до 8 МеВ такі α -частинки не проникають в ядро. Ядро для α -частинки має потенціальний бар'єр, висота якого U_0 більша енергії α -частинки E (рис. 5).

Внутрішня сторона бар'єру обумовлена ядерними силами, зовнішня – силами кулонівського відштовхування. Явище стає зрозумілим на основі квантової механіки: α -

частинка виникає в момент радіоактивного розпаду ядра і долає бар'єр ядра за допомогою тунельного ефекту (для мікрочастинки існує відмінна від нуля ймовірність проникнути через бар'єр з енергією меншою висоти бар'єру, Г.Гамов, 1929р.).

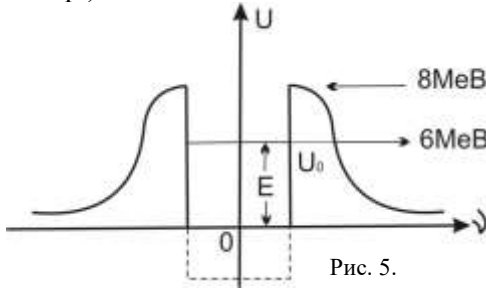


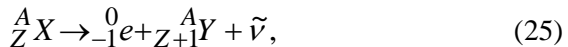
Рис. 5.

Маючи великий заряд і масу, α -частинки інтенсивно йонізують атоми речовини, тому пробіг α -частинок в речовині незначний, вони, наприклад, повністю затримуються аркушем паперу.

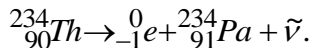
Проникна здатність γ -променів значна: щоб зменшити їх інтенсивність вдвічі, потрібний шар свинцю товщиною ~ 1 см.

Існує три різновидності β -розпаду; β^- -розпад (ядро випромінює електрон ${}_{-1}^0e$), β^+ -розпад (ядро випромінює позитрон ${}_{+1}^0e$) і, так зване, електронне захоплення (ядро поглинає один з електронів K , рідше L або M – оболонки свого атома).

β^- -розпад відбувається за схемою:



звідки випливає, що при β^- -розпаді масове число дочірнього ядра не змінюється, а зарядове число змінюється на одиницю, наприклад:



Пояснення β^- -розпаду зустрілось з труднощами:

1. незрозумілим було походження електрона (електронів в ядрах немає);

2. незрозумілим був неперервний характер β -спектрів ядер (рис. 6), зокрема, чому зустрічаються електрони з різними енергіями в інтервалі від 0 до E_{max} ;

3. чому при β^- -розпаді не змінюється спін ядра?

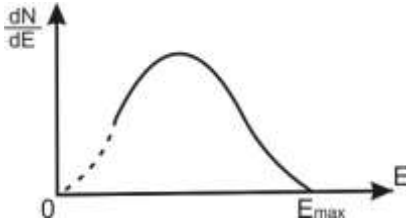


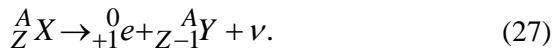
Рис. 6. процесу:

Ці труднощі усунули В.Паулі і Е.Фермі (1932-1934рр.). Вони висунули гіпотезу, що електрон при β^- -розпаді виникає в ядрі разом з антинейтрино $\bar{\nu}$ за рахунок



Антинейтрино не має маси спокою і електричного заряду, його спіні $-\frac{1}{2}$. Процес (26) можливий енергетично, тому, що $m_n > m_p$; він пояснює походження електрона при β^- -розпаді, а також незмінність масового числа і зростання зарядового числа дочірнього ядра на одиницю (протон 1_1p залишається в ядрі). Виліт з ядра двох частинок – електрона і антинейтрино, спіни яких компенсуються, усуває труднощі зі спіном при β^- -розпаді, а також пояснює неперервний характер β^- -спектру, тому, що максимальна енергія β^- -розпаду E_{max} розподіляється між двома частинками випадковим чином. Походження γ -променів, що супроводжують β^- -розпад, таке ж, як і при α^- -розпаді: дочірнє ядро може виникати в збуджених станах, висвічуючи γ -кванти при переходах в нижчі стани.

β^+ -розпад відбувається за схемою:

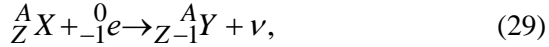


Наприклад, ${}^{13}_7N \rightarrow {}^{13}_6C + {}^0_{+1}e + \nu$. Він супроводжується випромінюванням позитрона ${}^0_{+1}e$ і нейтрино ν , які є античастинками, відповідно, для електрона ${}^0_{-1}e$ і антинейтрино $\bar{\nu}$. Цей вид β^- -розпаду має місце для штучно радіоактивних ядер, які мають надлишок протонів над нейтронами. Його можна пояснити за рахунок процесу:



Для вільного протона цей процес неможливий бо $m_p < m_n$; в ядрі ж протон може запозичити потрібну енергію від інших нуклонів ядра.

Реакція електронного захоплення має вигляд:



що можна пояснити перетворенням протона в нейтрон:



Захоплення електрона ядром супроводжується характеристичним рентгенівським випромінюванням, яке обумовлене перебудовою електронної оболонки атома внаслідок виникнення електронної вакансії в ній. По цьому випромінюванню і відкрив K -захоплення Л.Альварес у 1937р. Прикладом цього процесу може бути перетворення Калію в Аргон: ${}^{40}_{19} K + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^{40}_{18} Ar + \nu$.

Суттєва для пояснення β -розпаду гіпотеза нейтрино Паулі-Фермі стала початком вивчення, так званої, слабкої взаємодії, відповідальної за низку перетворень елементарних частинок. Ця гіпотеза була підтверджена експериментально у 1953-1956рр. Рейнсом і Коуеном, яким при роботі на реакторі, що давав потужний потік нейтронів (а, значить, і антинейтрино) вдалось підтвердити реакцію:



яка, фактично, є оберненою реакцією до (26).

Важливим для практичних застосувань радіоактивності є поняття активності радіоактивного препарату. Під активністю радіоактивного зразка розуміють кількість розпадів, які відбуваються в ньому за одиницю часу:

$$J = \frac{|dN|}{dt}. \quad (32)$$

З (15) випливає, що:

$$J = \lambda N, \quad (33)$$

тобто, активність змінюється з часом за законом:

$$J = J_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (34)$$

де $J_0 = \lambda N_0$ – активність при $t = 0$.

Одиницею активності в системі СІ є 1 Беккерель (Бк), що відповідає 1-ому розпаду за секунду. Позасистемною одиницею активності є 1 Кюрі (Ки) = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк або 1 Резерфорд (Рд) = 10^6 Бк.

За відомою активністю може бути розрахована експозиційна доза радіації:

$$D = J_0 \int_{t_1}^{t_2} e^{-\lambda t} \cdot dt, \quad (35)$$

а також поглинута доза (енергія йонізуючого випромінювання, розрахована на одиницю маси поглинаючої речовини), які в позасистемних одиницях вимірюються в рентгенах або радах, і потужність дози (доза, віднесена на одиниці часу).

1 Рентген (Р) – кількість радіаційної енергії, яка повинна бути поглинута в 1 см^3 повітря при нормальних умовах, щоб утворити йони, які несуть $1/3 \cdot 10^9$ Кл заряду кожного знаку. 1Р еквівалентний $1,13 \cdot 10^{-8}$ Дж енергії, поглинутої в 1 см^3 повітря при нормальних умовах. 1 рад – 10^{-5} Дж поглинутої енергії на 1 г поглинаючої речовини. В системі СІ одиницею поглинутої дози є 1 Грей (Гр); 1 Гр = 10^2 рад. Оскільки біологічна дія радіації суттєво залежить від природи проникаючого випромінювання, для характеристики цього вводять, так званий, радіаційний зважувачий фактор К.

Таблиця 1

Випромінювання	К
Рентгенівські промені, γ -промені, β -промені	1
Теплові нейтрони	2-5
Швидкі нейтрони	10
Йони високих енергій	20

Тоді еквівалентна доза $H = D \cdot K$.

За одиницю еквівалентної дози приймається та кількість поглинутої тканиною енергії, яка біологічно еквівалентна 1Р рентгенівських променів. Ця одиниця дістала назву 1 бер. Одиницею еквівалентної дози в системі СІ є 1 Зіверт (Зв). Для

вимірювання експозиційної та поглинутої доз в дозиметрії використовуються прилади різних типів – дозиметри.

4. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ

Ядерні реакції – це перетворення ядер при їх взаємодії з легкими частинками або іншими ядрами; така взаємодія виникає при зближенні реагуючих частинок до відстаней $\approx 10^{13}$ см.

Найбільш поширеним типом ядерної реакції є взаємодія легкої частинки a з ядром X , в результаті якої утворюється легка частинка b і ядро Y :



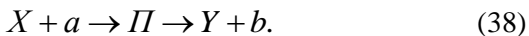
що скорочено позначають $X(a, b)Y$. В якості легких частинок можуть фігурувати нейтрон, протон, дейтрон, α -, β -частинка, γ -квант. Ядерні реакції – основний метод вивчення структури ядра і його властивостей.

В будь-якій ядерній реакції виконуються закони збереження зарядового і масового чисел, а також закони збереження енергії, імпульсу та моменту імпульсу. Енергію реакції можна розрахувати на основі формули (7), де Δm – дефект маси реакції, який визначається співвідношенням:

$$\Delta m = (m_X + m_a) - (m_Y + m_b). \quad (37)$$

Якщо $\Delta m > 0$, енергія виділяється; якщо $\Delta m < 0$, енергія поглинається.

Тип ядерної реакції залежить від енергії бомбардуючих часток. При малих енергіях реакція здійснюється в два етапи (Н.Бор, 1936р.). На першому етапі ядро X захоплює частинку a , в результаті чого виникає проміжне компаунд-ядро Π . За рахунок енергії частинки a (кінетичної та енергії зв'язку), яка перерозподіляється між нуклонами ядра, проміжне ядро стає збудженим. На другому етапі збуджене компаунд-ядро Π випромінює частинку b і перетворюється в ядро Y ; в цілому процес має вигляд:



Середній час життя компаунд-ядра складає $(10^{-15} - 10^{-16})$ с, що значно більше часу проходження нуклоном ядра $\tau_{\pi} \cong 10^{-22}$ с,

тому захоплення частинки a і випромінення частинки b – незалежні процеси. Якщо b тотожна a , процес (38) називають розсіюванням (пружним при $E_b = E_a$ і непружним при $E_b \neq E_a$); власне ядерна реакція має місце, якщо b не тотожне з a . При енергії збереження компаунд-ядра, яка менша необхідної для відокремлення від нього частинок, єдиний шлях його розпаду – випромінювання γ -квантів: такий процес називається радіаційним захопленням.

При великих енергіях бамбардуючих частинок проміжне ядро не утворюється, процес має вигляд (36) і носить назву прямої ядерної взаємодії. Ілюстрацією таких процесів можуть бути, наприклад, так звана реакція зриву, коли ядро зриває один з нуклонів з пролітаючого повз нього дейтрона або зворотня їй реакція підхоплення, коли пролітаючий повз ядро нуклон підхоплює відповідний нуклон ядра з утворенням дейтрона.

Ймовірність різних взаємодій в ядерній фізиці прийнято характеризувати за допомогою ефективного перерізу взаємодії σ . Якщо з падаючого на деяку мішень потоку частинок N зазнають взаємодії ΔN , то ймовірність взаємодії $P = \frac{\Delta N}{N}$. З

іншого боку, очевидно, $P = \frac{S'}{S}$, де S – площа поверхні мішені,

а $S' = \sigma \cdot Sdn$ – ефективна площа взаємодії; σ – ефективна площа взаємодії одного ядра, d – товщина мішені, n – концентрація ядер мішені. Тому:

$$\frac{\Delta N}{N} = \sigma \cdot d \cdot n \quad (39)$$

$$\text{і} \quad \sigma = \frac{\Delta N}{N \cdot d \cdot n}. \quad (40)$$

Ця величина характеризує ймовірність взаємодії в розрахунку на одне ядро в шарі одиничної товщини, її прийнято вимірювати в барнах: 1 барн = 10^{-24} см².

Найбільше значення σ мають реакції, які викликаються нейтронами. Через відсутності електричного заряду нейтрону не доводиться долати потенціальний бар'єр ядра, тому в ядра

легко проникають навіть теплові нейтрони з енергією $E \sim 0,025\text{eV}$ (нейтрони, які знаходяться в рівновазі з атомами речовини при даній температурі). Звичайно, для захоплення нейтронів має місце монотонна залежність $\sigma \sim \frac{1}{v} \sim E^{-\frac{1}{2}}$, однак

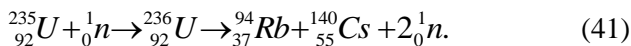
спостерігаються випадки резонансного захоплення нейтронів. Так, для ${}_{92}^{238}\text{U}$ σ різко зростає при $E_r = 7$ еВ, досягаючи 23000 барн. Таке резонансне поглинання має місце, коли енергія, внесена нейтроном в компаунд-ядро, рівна тій, яка необхідна для його переведення на збуджений енергетичний рівень.

Цікавою є реакція ${}_{7}^{14}\text{N}(n, p){}_{6}^{14}\text{C}$, яка постійно відбувається в атмосфері Землі під дією нейтронів космічних променів. Вона приводить до виникнення радіовуглецю ${}_{6}^{14}\text{C}$ – ізоотопу, який має проміжне місце між природньо- і штучно-радіоактивними ізоотопами: він природньо-радіоактивний, бо зустрічається у природі, але він штучно-радіоактивний, бо виникає за рахунок згаданої реакції.

${}_{6}^{14}\text{C}$ – радіоактивний, період його напіврозпаду становить 5730 років. В атмосфері встановлюється рівновага між утворенням ${}_{6}^{14}\text{C}$ космічними променями і його зменшенням за рахунок радіоактивного розпаду. Оскільки всі живі істоти і рослини містять вуглець, всі вони мають деяку кількість ${}_{6}^{14}\text{C}$, яка знаходиться в рівновазі з ${}_{6}^{14}\text{C}$ атмосфери. Після смерті надходження ${}_{6}^{14}\text{C}$ в організм припиняється, залишається його радіоактивний розпад. Тому, вимірюючи концентрацію ${}_{6}^{14}\text{C}$ в останках, можна вирахувати час, що пройшов з моменту смерті. Таким чином, ${}_{6}^{14}\text{C}$ є радіоактивним годинником для антропологів, як уран для геологів.

Важливу групу ядерних реакцій становлять реакції поділу важких ядер при їх бомбардуванні нейтронами (О.Ган, Р.Штрассман, О.Фріш, Л.Мейтнер, 1939р.). При цьому ядро

розпадається на декілька легших ядер (найчастіше – на два уламки зі співвідношенням мас 2:3) з випроміненням 2-3 вторинних нейтронів і виділенням величезної енергії (порядку 1 МеВ/Кл), наприклад:



Мінімальна енергія, необхідна для поділу ядра, називається **енергією активації**; її вносить в ядро бомбардуючий нейтрон. Це призводить до деформації ядра внаслідок порушення рівноваги кулонівських сил і сил поверхневого натягу, поділу ядра і розлітання уламків з великими швидкостями (Н.Бор, Д.Уіллер, Я.Френкель, 1940р.). Уламки виносять понад 80% енергії поділу (утилізація кінетичної енергії уламків за рахунок нагрівання ними середовища – основа використання ядерної енергії). Декілька МеВ виносяться нейтронами, решта енергії виділяється пізніше під час β -розпаду продуктів поділу і γ -випромінювання збуджених продуктів поділу.

Оскільки відношення числа нейтронів до числа протонів N/Z для середніх ядер $\sim 1,3$, а для важких ядер $\sim 1,6$, звільнення уламків від надлишку нейтронів і приводить до виникнення вторинних нейтронів. Переважна більшість їх виникає в момент поділу (миттєві нейтрони); однак 0,75% вторинних нейтронів, виникають з запізненням. Вони «випаровуються» β -радіоактивними уламками уже після поділу ядра з розкидом в часі від 0,05 с до десятків секунд. Саме це дозволяє плавно керувати ланцюговою реакцією поділу.

Ядерна реакція стає ланцюговою, якщо частинки, що її викликають, виникають як продукти цієї реакції. В реакції типу (41), спровокованій тепловим нейтроном, вторинні нейтрони виникають швидкими (з енергією $E > 1$ МеВ) в середній кількості $\nu = 2,5$ на кожний акт поділу. Якщо частина f загальної кількості вторинних нейтронів буде використана для продовження реакції поділу, то на 1 нейтрон першого покоління прийдеться:

$$K = \nu f \quad (42)$$

нейтронів другого покоління, тому швидкість зміни потоку нейтронів:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(K-1)}{\tau} \quad \text{і} \quad n = n_0 e^{\frac{K-1}{\tau} t}, \quad (43)$$

де n_0 – потік нейтронів при $t = 0$, τ – час життя покоління нейтронів. Якщо $K - 1 = 0$, здійснюється самопідтримувана ланцюгова реакція, що має місце в ядерних реакторах. При $K - 1 > 0$ реакція перестає бути регульованою і закінчується вибухом (атомна бомба); при $K - 1 < 0$ ланцюгова реакція згасає.

Вивчення можливостей реалізації цих умов показало, що природній уран містить $\sim 99,3\%$ ізотопу ${}_{92}^{238}\text{U}$ і $\sim 0,7\%$ ізотопу ${}_{92}^{235}\text{U}$. Ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$ діляться як швидкими, так і тепловими нейтронами, ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ діляться лише швидкими нейтронами з енергією $E > 1$ МеВ, але ефективний переріз поділу σ для них малий. Конкуруючими процесами є непружне розсіювання і радіаційне захоплення нейтронів, тому в природньому урані ланцюгова реакція поділу сама собою розвинутих не може, вона згасає. Якщо природній уран достатньо збагатити ізотопом ${}_{92}^{235}\text{U}$, то на швидких нейтронах реалізується співвідношення типу (42):

$$K = \nu_{ef} f^*, \quad (44)$$

де ν_{ef} – середнє число нейтронів на кожний захоплений нейтрон, f^* – коефіцієнт використання швидких нейтронів. З умови $K = 1$ визначаються критичні розміри і критична маса атомної бомби, що для ${}_{92}^{235}\text{U}$ дає $R_{кр} \sim 9$ см і $m_{кр} \sim 50$ кг. При $m < m_{кр}$ ядерні заряди можна зберігати; при з'єднанні докритичних мас у надкритичні відбувається атомний вибух еквівалентний вибуху 20000 т звичайної вибухівки (США, 1945р.; СРСР, 1949р.).

При реалізації ланцюгової реакції поділу на теплових нейтронах необхідне використання сповільнювача нейтронів (важка вода D_2O , графіт, які мало поглинають нейтрони). Тоді

стає можливим використання природного урану. Коефіцієнт розмноження теплових нейтронів в цьому випадку визначається співвідношенням:

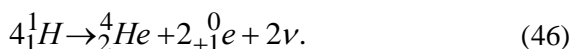
$$K = \nu_{ef} \eta \phi \theta, \quad (45)$$

так званою формулою чотирьох співмножників, де η – коефіцієнт зростання потоку нейтронів за рахунок поділу ядер швидкими нейтронами, ϕ – доля сповільнених нейтронів, які не зазнають резонансного поглинання ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$, θ – коефіцієнт використання теплових нейтронів (не поглинутих домішками і не вилітаючих за межі активної зони). Якщо перші два співмножники залежать лише від активно подільного матеріалу, другі два суттєво залежать лише від конструкції пристрою (реактора). Оптимізація цих коефіцієнтів в уран-графітовому реакторі (реактор гетерогенного типу), де стержні з природного урану відповідного діаметру складаються у своєрідну решітку з блоками графітового сповільнювача, дозволяє досягти $K = 1$ і за допомогою автоматично регульованих стержнів з Cd і B , які активно поглинають нейтрони, підтримувати регульовану ланцюгову реакцію поділу ядер на заданому рівні (США, 1942р.; СРСР, 1945р.). Використання відповідного теплоносія (вода, рідкі метали), який циркулює через активну зону, дозволяє відводити з неї тепло, що виділяється за рахунок утилізації кінетичної енергії уламків поділу, і перетворювати його в пару (атомні двигуни) та електричну енергію (атомні електростанції). Запуск і плавне регулювання роботи атомного реактора можливі за рахунок використання запізнюючих нейтронів, його зупинка досягається скиданням в реактор поглинаючих стержнів з Cd і B , внаслідок чого K стає меншим 1.

Миттєві нейтрони реактора використовуються частково для підтримання ланцюгової реакції, а частково – для відтворення ядерного пального. За рахунок радіаційного захоплення ${}^{238}_{92}\text{U}$ виникає ізотоп ${}^{239}_{92}\text{U}$, який після двох β -розпадів перетворюється в ${}^{239}_{92}\text{Pu}$. Цей ізотоп, як і ${}^{238}_{92}\text{U}$, є активно подільним матеріалом, тому після хімічного виділення

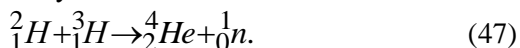
з відпрацьованих уранових стержнів реактора може використовуватись для виготовлення атомних бомб. На цих засадах базується сучасна енергетика з усіма її використаннями у мирних та військових цілях і екологічними проблемами, які вона породила. Зокрема, все більш актуальною стає проблема поховання радіоактивних відходів, що накопичуються.

Другою групою ядерних реакцій, які супроводжуються виділенням величезної енергії, є ядерні реакції синтезу більш важких ядер (наприклад, ${}^4_2\text{He}$) з легших (наприклад, ізотопів водню ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$). Для їх реалізації необхідні високі температури ($\approx 10^8\text{K}$ і вище), щоб за рахунок кінетичної енергії ядра могли подолати потенціальний бар'єр і зблизитись до відстані $\sim 10^{-13}$ см – радіуса дії ядерних сил. В природних умовах такі реакції мають місце лише в надрах зірок, обумовлюючи величезне випромінювання Сонця і зірок ($4 \cdot 10^{26}$ Вт для Сонця). Як показав Г.Бете (1938р.), перетворення водню в гелій на зірках здійснюється за допомогою двох циклів: водневого і вуглецевого, які в кінцевому результаті еквівалентні реакції:



При більш високих температурах реалізується гелієвий і неоновий цикли, які надзвичайно важливі для розуміння нуклеогенезу – процесу синтезу ядер хімічних елементів. Завдяки величезним розмірам і масам зірок на них ідеально вирішується проблема утримування (гравітаційного) і термоізоляції плазми (речовина при $T \approx 10^8\text{K}$ є високоіонізованою плазмою). На Землі для цього треба шукати інші підходи.

Термоядерна реакція синтезу на Землі поки що здійснена лише як вибухова у водневій бомбі (СРСР, США, 1953 р.), де детонатором є атомна бомба, внаслідок якої в рівно компонентній суміші дейтерію і тритію виникають температура $T \approx 10^8\text{K}$ і тиск $\approx 10^{12}$ атм., що приводить до «підпалювання» термоядерної реакції синтезу:



В реакції (47) виділяється енергія $\approx 17,6$ MeV, що на одиницю маси реагуючої речовини в 4 рази більша, ніж в реакції поділу, тому енергія термоядерних бомб становить $\approx (10^5 - 10^6)$ тротилового еквіваленту.

Надзвичайно привабливими видаються перспективи керованого термоядерного синтезу (КТС), як з точки зору практичної невичерпності дешевого для КТС пального (дейтерію у водах океанів), так і з огляду на суттєво меншу радіоактивну загрозу реакторів КТС, ніж у реакторів ділення, тому вивчення КТС розпочалося ще в 50-і роки. Створення реактора КТС передбачає: 1) одержання плазми, нагрітої до температури $\approx 10^8$ K; 2) утримання плазмової конфігурації протягом часу, необхідного для протікання термоядерних реакцій, Керовано нагріти речовину до таких температур можна: потужним газовим розрядом, гігантським лазерним імпульсом або бомбардуванням інтенсивним пучком частинок; тому дослідження проблем КТС ведуться в напрямку створення квазістаціонарних реакторів з магнітним утримуванням плазми та імпульсних реакторів з інерційним утримуванням плазми. В обох підходах ще є принципові труднощі, пов'язані з нестійкістю плазмових конфігурацій та проблемою домішок в плазмі, що ведуть до надмірних енергетичних втрат. Проте, небезпідставним є і оптимізм, що реактор енергетики майбутнього буде побудований.

5. ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ ТА ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ВЗАЄМОДІЇ

Елементарні частинки в точному розумінні цього терміну – первинні, далі неподільні частинки, з яких, за припущенням, складається вся матерія. В сучасній фізиці цей термін вживається менш точно – для найменування великої групи суб'ядерних мікрочасток, які (за винятком протона) не є атомами чи атомними ядрами. Крім протона, сюди входять: нейтрон, електрон, фотон, π -мезони, мюони μ^\pm , важкі лептони τ^\pm , нейтрино трьох типів (ν_e, ν_μ, ν_τ), "дивні" частинки (K-

мезони, гіперони), різноманітні резонанси, j/φ -частинки, "чарівні" частинки, іпсилон-частинки (Υ), "красиві" частинки, проміжні векторні бозони (w^\pm, z^0) – всього ~ 400 частинок, здебільшого нестабільних, кількість яких продовжує зростати. Фактично, більшість з них не є елементарними; частинки, що претендують на роль первинних елементів матерії, прийнято називати істинно елементарними частинками.

Відкриття складного, несподіваного світу елементарних частинок – надбання квантово-релятивістської фізики ХХ століття. Деякі з елементарних частинок були відкриті у зв'язку з вивченням будови атома (e^-, γ) та ядра (p, n, ν_e) і в космічних променях ($e^+, \mu, \pi, K, \lambda$), решта – на прискорювачах заряджених часток, які з 50-х років стали основним інструментом дослідження елементарних частинок.

Всі елементарні частинки є об'єктами винятково малих мас і розмірів, що обумовлює квантову специфіку їх поведінки. Найбільш важлива квантова властивість всіх елементарних частинок – їх здатність народжуватися і знищуватися (випромінюватися і поглинатися) при взаємодії з іншими частинками.

Різнманітні процеси з елементарними частинками помітно відрізняються за інтенсивністю їх протікання. У зв'язку з цим взаємодії елементарних частинок ділять на декілька видів: сильну, електромагнітну, слабку, гравітаційну. Інтенсивність взаємодій прийнято характеризувати безрозмірними параметрами, пов'язаними з квадратами констант зв'язку відповідних взаємодій.

Сильна взаємодія обумовлює найбільший зв'язок елементарних частинок; для неї $g_s^2 \approx 1$, радіус дії $r_s \approx 10^{-15}$ м; саме вона забезпечує зв'язок нуклонів в ядрі.

Електромагнітна взаємодія менш інтенсивна і характеризується параметрами $g_e^2 \sim 10^{-2}$, $r_e \sim \infty$; зокрема, ця взаємодія відповідальна за зв'язок електронів з ядрами в атомах і атомів в молекулах.

Слабка взаємодія, як і сильна, – короткодійча, її параметри $g_w^2 \sim 10^{10}$, $r_w \approx 10^{-18}$ м; вона відповідальна за повільні процеси β -розпаду ядер та розпад квазістабільних елементарних частинок, час життя яких лежить в межах (10^{-6} - 10^{-14}) с.

Гравітаційна взаємодія – універсальна, але у зв'язку з малими масами елементарних частинок на характерних для них відстанях $\approx 10^{-15}$ м вона помітної ролі не відіграє; $g_g^2 \approx 10^{-38}$, $r_g \sim \infty$; однак, вона може стати суттєвою на відстанях $\approx 10^{-35}$ м.

Слід відмітити, що відносна роль різних взаємодій змінюється з ростом енергії частинок. Проте, різні властивості симетрії у різних видів взаємодій сприяють їх розділенню до досить значних енергій. Лише в границі дуже великих енергій поділ взаємодій на види, мабуть, втрачає зміст.

В залежності від участі в тих чи інших видах взаємодій елементарні частинки розбивають на класи: фотон, лептони («легкі» частинки), адрони («сильні» частинки) з підкласами мезонів («середніх» частинок) і гіперонів («важких» частинок), гравітон.

Фотони γ є квантами електромагнітного поля зі спіном $j = 1$; вони приймають участь лише в електромагнітній взаємодії, але не зазнають сильної і слабкої взаємодії.

Групу лептонів складають: електрон e^- , мюон μ^- , тау-лептон τ^- , відповідно нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) та їх античастинки.

Спін всіх цих частинок $j = 1/2$, тобто вони є ферміонами (підкоряються статистиці Фермі-Дірака); $m_\mu = 207m_e$, $m_\tau = 3494m_e$. Лептони приймають участь у слабкій взаємодії (заряджені – також і в електромагнітній), але не зазнають сильної взаємодії.

Підгрупу мезонів складають піони π^{\pm} , каони K^{\pm} , η -мезон, деони D^{\pm} ; $m_K = 970 m_e$, $m_\eta \approx 1074 m_e$, $m_D \approx 3658 m_e$. Всі вони нестабільні: $\tau_K \approx 10^{-8}$ с, $\tau_\eta \approx 10^{-19}$ с, $\tau_D \approx 10^{-13}$ с; розпадаються за рахунок слабкої і електромагнітної взаємодії, приймають участь також в сильній взаємодії. Спін мезонів $j = 0$,

тобто вони є бозонами (підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна).

Підгрупа баріонів об'єднує нуклони (p , n) і гіперони (λ , Σ^+ , Σ^0 , ξ^0 , Ξ^0), маса яких $\approx (1,2 - 1,8) m_p$. Спін баріонів $j = \frac{1}{2}$, тобто вони, як і лептони, є ферміонами. Баріони приймають участь у всіх видах взаємодій. Відкриті на прискорювачах починаючи з 60-х років резонанси, список яких все збільшується, є сильновзаємодіючими короткоживучими частинками ($\tau \approx 10^{-23}$ с). Резонанси трапляються з цілим і напівцілим спіном, тому, відповідно, відносяться до підгрупи мезонів або баріонів.

Гравітони (гіпотетичні – кванти гравітаційного поля) – частинки зі спіном $j = 2$, приймають участь лише в гравітаційній взаємодії. Кожна елементарна частинка поряд зі специфікою притаманних їй взаємодій описується сукупністю дискретних значень певних фізичних величин, що її характеризують (так званих квантових чисел).

Загальними характеристиками всіх елементарних частинок є маса m , час життя τ , спін j , електричний заряд q . В залежності від часу життя елементарні частинки поділяються на стабільні, квазістабільні і нестабільні. Стабільними вважаються електрони ($\tau > 10^{21}$ с), протон ($\tau > 10^{31}$ с), фотон, нейтрино. До квазістабільних відносяться частинки, які розпадаються за рахунок електромагнітної і слабкої взаємодії ($\tau > 10^{-20}$ с). Нестабільним є резонанси, які розпадаються за рахунок сильної взаємодії з характерним часом життя $\tau \approx 10^{-23}$ с. Спін частинки j , що характеризує її власний момент імпульсу, може бути цілим

або напівцілим, кратним величині $\frac{\hbar}{2\pi}$, де \hbar – постійна Дірака.

В цих одиницях Y , відомих частинок j набуває значень 0, $\frac{1}{2}$, 1; серед резонансів зустрічаються частинки і з більшим спіном. Електричний заряд q частинки є цілим кратним елементарного електричного заряду e ; у відомих елементарних частинок $q = 0, \pm 1, \pm 2$.

Було помічено, що квантові числа елементарних частинок пов'язані з законами збереження, які відображають певні

симетрії природи. Наприклад, закони збереження енергії E , імпульсу \vec{P} , моменту імпульсу \vec{M} відображають властивості симетрії простору і часу. Відповідні закони збереження (а також закон збереження електричного заряду) є точними, вони виконуються у всіх видах взаємодій. Разом з цим елементарні частинки характеризуються ще низкою квантових чисел, пов'язаних з так званими «внутрішніми» симетріями. Це, перш за все, баріонний заряд B ; для всіх баріонів $B = +1$, для антибаріонів $B = -1$, для решти частинок $B = 0$; має місце закон збереження баріонного заряду; вважається, що він може порушуватися.

По-друге, лептонний заряд L для всіх лептонів $L = +1$, для антилептонів $L = -1$, для решти частинок $L = 0$; має місце закон збереження лептонного заряду, вважається, що і він може порушуватися.

При розгляді адронів було помічено, що вони розбиваються на групи частинок близьких по масі з подібними властивостями, якщо «виключити» електромагнітну взаємодію (так звані зарядові мультиплети). Для характеристики цього було введено квантове число ізотопічного спіну I , яке пробігає цілі і напівцілі значення. Кількість частинок в мультиплеті $N = 2I + 1$, вони відрізняються значенням «проекції» ізоспіну I_3 і величиною електричного заряду (заряд часток в мультиплеті $Q = I_3 + \frac{B}{2}$). Наприклад, для нуклонів $I = \frac{1}{2}$,

тому $N = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$ (протон, нейтрон). Має місце закон збереження ізоспіну, порушується електромагнітною і слабкою взаємодією.

Важливою характеристикою адронів є так звана внутрішня парність $P = \pm 1$, яка описує симетрію правого і лівого; порушується слабкою взаємодією. Нею ж порушується так звана зарядова парність $C = \pm 1$, яка описується симетрією частинок і античастинок і вводиться для абсолютно нейтральних частинок.

Поняття античастинки у 1928р. ввів П.Дірак. Він встановив квантово-релятивістське рівняння для електрона, яке, при заданому імпульсі частинки P , дає власні значення енергії:

$$E = \pm \sqrt{c^2 P^2 + m_e^2 \cdot c^4}, \quad (48)$$

тобто одержуються дві області значень енергії, розділені забороненим проміжком шириною $2m_e c^2$ (рис. 7).

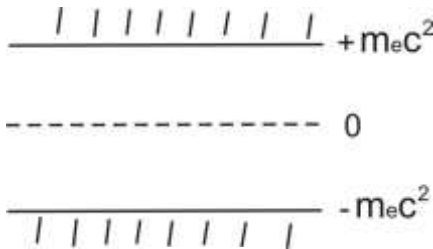
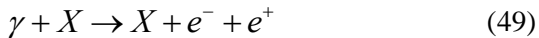


Рис. 7.

В класичній теорії переходи в стани з від'ємною енергією заборонені, оскільки енергія змінюється неперервно. В квантовій теорії, де енергія квантується, такі переходи

можливі. Але частинка з від'ємною енергією має від'ємну масу, тому, наприклад, прискорюється гальмівним полем, що нефізично.

Дірак висунув гіпотезу, що стани з від'ємною енергією не спостерігаються, оскільки вони заповнені електронами (вакуум системи є станом, коли всі рівні з від'ємною енергією заповнені електронами, а всі рівні з додатною енергією – вільні). Збудження системи до переходу електрона з заповнених рівнів на вільні; внаслідок цього виникає вільний електрон і вакансія в системі заповнених рівнів – «дірка». Ця вакансія веде себе як електрон з додатніми масою і зарядом, вона одержала назву арзітрон; для такої пари потрібна мінімальна енергія $E = 2m_e c^2$. Процес:



є процесом народження пари фотоном; через необхідність виконання законів збереження енергії та імпульсу він повинен відбуватись в полі частинки X. Можливий і зворотній процес:



процес анігіляції пари; він не вимагає присутності сторонньої частинки, оскільки народжуються два (три) фотони.

Існування позитрона у 1932 році було підтверджено експериментально (К.Андерсон виявив позитрон в космічних променях); у 1955-1956рр. були відкриті антипротон p і антинейтрон n . Античастинки існують і у бозонів: π^- , наприклад, є античастинкою для π^+ . Існують і абсолютно нейтральні частинки (γ , π^0 , η), вони не здатні анігілювати, але можуть перетворюватися в інші частинки. Найбільша група елементарних частинок адронів поділяється на «звичайні», «дивні», «чарівні», «красиві», «істинні» частинки. Цьому поділу відповідає наявність у адронів екзотичних квантових чисел: дивності S , чарівності C , краси b , істинності t ; вони зберігаються у сильній та електромагнітній взаємодіях, але не зберігаються у слабкій взаємодії. Таким чином, кожне квантове число описує певний вид симетрії часток і взаємодій з відповідним законом збереження, який може бути точним чи наближеним. Вивчення цих симетрій привело до класифікації елементарних частинок і спроб побудови єдиної теорії фундаментальних взаємодій.

Виділення ізотонічних мультиплетів адронів було першим кроком на цьому шляху, оскільки проілюструвало плідність концепції симетрії в теорії елементарних частинок. Математичний апарат, який використовується для опису симетрії між частинками і взаємодіями, відомий як теорія груп.

Групою називається множина елементів, для яких визначена операція множення, тобто для елементів a і b існує $C = ab$; існує також одиничний елемент e такий, що $ae = a$ і обернений елемент a^{-1} ($a^{-1} \cdot a = e$). Якщо $ab = ba$, група абелева, у випадку $ab \neq ba$ група неабелева.

Елементами групи, зокрема, можуть бути $n \cdot n$ унітарні матриці U . Тоді говорять про унітарну унімодулярну групу $SU(n)$. Можна уявити собі, що матриці групи $SU(n)$ діють на n – компонентні величини в деякому n – мірному векторному (комплексному) просторі (спінори групи). Величини, що перетворюються як добуток співорів, називаються тензорами. Якщо при дії елементів групи на тензор його перетворені компоненти лінійно виражаються через компоненти вихідного тензора, про нього кажуть як про незвідне представлення групи.

У фізичних застосуваннях компоненти незвідних представлень співставляються з певними частинками.

З точки зору теорії груп об'єднання адронів в ізотонічні мультиплети виражає наявність у них симетрії, пов'язаної з групою $SU(2)$, яка діє в «ізотопічному просторі»; ізотопічні мультиплети є незвідними представленнями групи $SU(2)$, розмірність яких $T = 2I + 1$. Ізотопічні мультиплети розмірності 1, 2, 3, 4 реалізуються на адронах відповідно до значень ізоспіну I : 0, 1/2, 1, 3/2. На початку 60-х років виявилось, що звичайні і дивні адрони утворюють більш широкі об'єднання, ніж ізотонічні мультиплети (у них однакові j і P , але різні m , Q і S). Такі об'єднання дістали назву унтарні мультиплети; їх виникнення пов'язане з існуванням у адронів більш широкої групи симетрії, ніж $SU(2)$, а саме – групи $SU(3)$. Незвідні представлення цієї групи мають розмірність 1, 3, 6, 8, 10, 15... На адронах реалізуються представлення 1, 8, 10; фундаментальне представлення розмірності 3 чомусь не реалізується.

У 1964 році М.Гел-Ман і Дж.Цвейг висунули гіпотезу: частинки, що відповідають фундаментальному представленню розмірності 3, не є адронами, вони є новою різновидністю сильно взаємодіючих частинок зі спіном $j = 1/2$, з яких побудовані всі адрони. Ці частинки трьох типів (ароматів) були названі кварками: U (верхній), d (нижній), S (дивний).

Спостережувана розмірність унітарних мультиплетів адронів (1, 8, 10) була відтворена в припущенні, що мезони складаються із кварка q і антикварка \bar{q} ($M = q\bar{q}$), а баріони – з трьох кварків ($B = qq\bar{q}$). В подальшому з врахуванням нових експериментальних фактів (відкриттям τ -лептона, «чарівних» і «красивих» адронів) і усвідомленням важливості лептон-кваркової симетрії (Ш. Глешоу, 1964 р.) ця модель будови адронів була розширена шляхом включення в неї ще трьох ароматів кварків: «чарівного» C , «красивого» b , «істинного» t . З теорії слідують квантові числа кварків, наведені в таблиці 2.

Таблиця 2

	J	b	I	S	C	b	t	Q
U	1/2	1/3	1/2	0	0	0	0	2/3
D	1/2	1/3	1/2	0	0	0	0	- 1/3
S	1/2	1/3	0	-1	0	0	0	- 1/3
C	1/2	1/3	0	0	1	0	0	2/3
B	1/2	1/3	0	0	0	1	0	- 1/3
t	1/2	1/3	0	0	0	0	1	2/3

Привертають увагу дробові значення баріонного та електричного заряду кварків, які не зустрічались ні в одії зі спостережуваних частинок.

Вся багатоманітність адронів виникає за рахунок різних комбінацій кварків; зокрема, звичайні адрони, побудовані лише з U і d -кварків, наприклад: $P = U U d$, $n = U d d$, $n^+ = U d$. Якщо в склад адрона входять S , C , b - кварки, він буде «дивним» ($S \neq 0$), «чарівним» ($C \neq 0$), «красивим» ($b \neq 0$), наприклад омега – мінус гіперон $\Omega^- = S S S$ з дивністю $S = -3$, деон $D^+ = C d$ з «чарівністю» $C = 1$, беон $B = b U$ «краса» якого $b = 1$.

Оскільки квантові числа елементарних частинок Q , B , L , C , b , S , t , адитивні (для античастинок вони мають протилежний знак, як і внутрішня парність P для адронів), баріонний і електричний заряд адронів визначається сумуванням відповідних зарядів кварків (антикварків), що входять до складу адрона. Це дає, наприклад, $B = 1$ для баріонів і $B = 0$ для мезонів.

В основному стані спін мезонів може бути 0 або 1, а баріонів – 1/2 чи 1/3 відповідно до спінових конфігурацій кварків: $\uparrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow\uparrow$.

Гіпотеза кварків спочатку зустрілась з трудностю: хвильова функція, наприклад, $\Omega^- = S S S$, побудованого з однакових кварків, була симетричною, хоча повинна бути антисиметричною, оскільки кварки – ферміони. Ця трудноість

була усунена припущенням (М.Боголюбов, Й.Намбу, 1965р.), що кварки, крім аромату, мають ще внутрішню характеристику «колір», яка є аналогом електричного заряду. Тоді симетрична по просторових, спінових і унітарних змінних хвильова функція Ω може бути антисиметричною по кольорових змінних. Виявилось необхідним для кожного аромату кварка ввести три основні кольори: червоний, зелений, синій; для антикварків – відповідні антикольори: блакитний, рожевий, жовтий. Введення кольору потроєє число різних кварків.

Вибір терміну «колір» обумовлений тим, що з його допомогою можуть бути стисло сформульовані правила побудови адронів: дозволені лише «білі» (безбарвні) комбінації кварків. Цього можна досягти або змішуванням трьох основних кольорів, або змішуванням основного кольору з відповідним антикольором. Перша можливість реалізується в баріонах, друга – в мезонах. При цьому хвильові функції баріонів і мезонів виявляються інваріантними відносно перетворень групи $SU_C(3)$, що діє в «кольоровому» просторі. Така симетрія називається калібровочною інваріантністю (в даному випадку відносно перетворень кольорів кварків).

Екзотичність властивостей кварків обумовила тривалі експериментальні пошуки їх існування у вільному стані (у ґрунті Землі і Місяця, на прискорювачах і в космічних променях), однак всі вони закінчилися безрезультатно. В зв'язку з цим виникла гіпотеза конфайнменту (полонення) кварків в адронах. На основі експериментально визначених мас звичайних, дивних, чарівних, красивих адронів можна оцінити ефективну масу кварків в адронах; такі оцінки приводять до закономірності:

$$m_U \approx m_d < m_s \ll m_c < m_B \ll m_t, \quad (51)$$

тобто можна говорити про легкі і важкі кварки з масами порядку (0,3 – 0,5) ГеВ для легких кварків і (1,5 – 18) ГеВ для важких. З'явившись як гіпотетичні структурні елементи адронів, зручні для їх класифікації, в подальшому кварки набули статусу істинно елементарних часток, що замикають ланцюг структурних складових речовини. Ця думка стала

переконанням після побудови теорії сильної і слабкої взаємодії елементарних частинок.

Для опису взаємодії елементарних частинок суттєве значення має поняття поля, як матеріального утворення, в кожній точці якого на частинку діє сила. Поля, що співставляються з елементарними частинками, мають квантову природу. Квантами електромагнітного поля є фотони, кванти інших полів відповідають всім іншим відомим елементарним частинкам. Розрізняють скалярні (однокомпонентні) поля, що описуються одним числом, спінові (двохкомпонентні) поля, векторні поля, які описуються трьома числами, тензорні поля. Математично поле описується функцією, що задається в кожній точці простору – часу і має певні трансформаційні властивості відносно перетворень групи Лоренца і груп «внутрішніх» симетрій. Трансформаційні властивості відносно перетворень групи Лоренца задають спін частинок (квантів поля): скаляру відповідає $j = 0$, спінору – $j = 1/2$, вектору – $j = 1$; число компонент поля $N = 2 \cdot j + 1$. Трансформаційні властивості полів відносно перетворень «внутрішніх просторів» задають квантові числа L, B, I, S, C, b, t , а також «кольору». Маса елементарних частинок не зв'язана з трансформаційними властивостями полів, вона є додатковою характеристикою елементарних частинок, але дуже суттєвою, оскільки визначає область взаємодії: коли дві частинки взаємодіють між собою віртуально обмінюючись третьою (квантом поля), то масивні кванти обумовлюють скінченний радіус дії сил, а безмасові кванти дають безмежний радіус дії.

Викладені уявлення про взаємодію елементарних часток виникли в квантовій електродинаміці (КЕД), створеній Діраком, Фейнманом, Швінгером, Томонагою протягом 1928-1948рр. на основі об'єднання ідей квантової механіки і спеціальної теорії відносності, що дозволило в прекрасному узгодженні з дослідом пояснити електромагнітну взаємодію. За своєю математичною структурою КЕД є локальною калібровочною теорією з абелевою групою симетрії $U(1)$. Це означає, що закони електромагнітної взаємодії інваріантні відносно перетворень, які виконуються незалежно в кожній

точці простору і в кожний момент часу, причому ці перетворення переставні. Виявляється, що й теорія гравітаційної взаємодії Ейнштейна (ЗТВ) є локальною калібровочною теорією, але з неабелевою групою симетрії, оскільки перетворення в ній непереставні. Успіхи таких теорій уже давно надихали фізиків на пошуки шляхів об'єднання фундаментальних сил природи, але пояснити слабку і сильну взаємодію довгий час не вдавалося, оскільки, як стало зрозуміло зараз, не були знайдені відповідні локальні калібровочні теорії. Ситуація змінилась протягом 50-70-х років. Досліджуючи до яких наслідків приведе заміна глобальної $SU(2)$ – симетрії ізотопного спіну локальною Янг і Мілс (1954р.) показали, що інваріантність законів фізики при такій заміні зберігається ціною введення в теорію додаткових векторних полів (аналогічних електромагнітному полю), які є носіями взаємодії; властивості і кількість цих полів визначаються властивостями групи «внутрішньої» симетрії, Хігс (1964р.) показав, як за рахунок так званого спонтанного порушення симетрії калібровочні поля можна зробити масивними. На основі цих ідей і арсеналу КЕД протягом 1966-1971рр. була побудована теорія сильної взаємодії – квантова хромодинаміка (КХД, Намбу, Глешоу) і теорія електро-слабкої взаємодії (Вайнберг, Салам, Глешоу).

В КХД взаємодія між кварками переноситься безмасовими векторними полями, властивості і кількість яких визначаються неабелевою калібровочною групою $SU_C(3)$. Кванти цих «кольорових» полів дістали назву глюонів; їх є $n^2 - 1$, тобто (при $n = 3$ для групи $SU(3)$) 8 різних глюонів. Кожний глюон несе на собі ознаку «кольору» і «антикольору»; віртуальний обмін кварків глюонами і забезпечує локальну інваріантність сильної взаємодії відносно зміни «кольору» кварків.

Незважаючи на складність структури глюонного КЕД і КХД дуже схожі за формою. Подібність між фотонем і глюоном в тому, що вони мають однаковий спін ($j = 1$), нульовий електричний заряд, обоє безмасові, але за «кольором» глюони не є нейтральними. Це приводить до різної поляризації

вакууму фотонними і глюонними полями. За рахунок електронно-позитронних пар заряд електрона в КЕД «екранується» (зменшується з відстанню), поле ж «кольорових» глюонів в КХД «антиекранує» «кольоровий» заряд кварка; в результаті сила взаємодії кварків на великих відстанях не змінюється з відстанню, тому неможливо йонізувати адрон (вільних кварків, як і глюонів, існувати не може). Модельно глюонне поле аналогічне полю плоского конденсатора, тобто силові лінії глюонного поля мезона, наприклад, стягуються в трубку; це дозволяє уявляти мезон як своєрідну струну з кварком і антикварком на кінцях.



Рис. 8.

На малих відстанях кварки практично не взаємодіють між собою (асимптотична воля), оскільки ефективна хромодинамічна константа взаємодії зменшується зі зростанням енергії. Спираючись на асимптотичну волю і гіпотезу конфайменту кварків в КХД можна описувати процеси в яких деталі утворення кінцевих станів з кварків і глюонів несуттєві, однак питання спектру мас адронів виходить за межі можливостей КХД.

Використання принципу визначальної ролі симетрії у формуванні структури взаємодії дозволило також побудувати теорію слабкої взаємодії. Одночасно був розкритий глибокий внутрішній зв'язок слабкої і електромагнітної взаємодії. Існування пар лептонів e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , ν_τ з однаковими лептонними зарядами, але різними масами і електричними зарядами відображає наявність у лептонів симетрії типу ізотонічної з групою $SU(2)$, а збереження спіральності (напрямку проекції спіна частинки на напрям її руху) у слабких процесах можна зв'язати з існуванням у лептонів особливого «слабкого» гіперзаряду і зарядової симетрії з групою $U_Y(1)$. В цілому глобальна симетрія слабкої взаємодії описується групою $SU_L(2)$, $U_Y(1)$. Вимога локальності цієї симетрії дає 4 янг – мілсовські безмасові калібровочні бозони (3 від групи $SU(2)$ і 1 від групи $U(1)$), причому 2 з них заряджені і 2 нейтральні. За

рахунок механізму Хігса 3 з них одержують масу (проміжні векторні бозони W^+ , W , Z^0), а четвертий (фотон) залишається безмасовим. Вони і є носіями електрослабкої взаємодії: обмін фотонами відповідальний за електромагнітну взаємодію, а проміжними векторними бозонами – за слабку. Інтегруючими передбаченнями цієї теорії було:

1. Обмін нейтральними Z^0 -бозонами повинен давати слабкі процеси без зміни заряду частинок;
2. Очікувані маси проміжних векторних бозонів повинні бути порядку (80-100) ГеВ.

Експеримент блискуче підтвердив ці передбачення. Нейтральні слабкі процеси були виявлені у 1973 році, а у 1983 році на зустрічних протон-антипротонних пучках були одержані проміжні векторні бозони з масами 84 ГеВ у W^\pm і 95ГеВ у Z^0 .

Локальна калібровочна квантова теорія полів (КТП), яка сформульована на кварк-лептонному рівні і спирається на групу симетрії $SU_C(3) \cdot SU_L(2) \cdot U_Y(1)$ дістала назву «стандартна модель». Вона охоплює величезний інтервал енергій ($10^2 - 10^{15}$)ГеВ і стверджує, що основу фізичного світу складають 17 «елементів» (істинно елементарних частинок):

6 лептонів ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$);

6 кварків (U, d, S, C, b, t);

4 векторних бозони (фотон γ , глюон g , віони W, Z);

1 гравітон

(звичайно, потрібно враховувати також античастинки і «кольори»). При цьому має місце лептон-кваркова симетрія, яка проявляється в можливості об'єднання лептонів і кварків в покоління:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} U \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} C \\ S \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (52)$$

Сучасний експеримент не дає нічого, що вимагало б виходу за межі стандартної моделі, теорія ж пропонує нові ідеї.

Перш за все, логічно спробувати об'єднати сильну і електрослабку взаємодії в рамках локальної калібровочної КТП. В цьому плані в 70-ті роки були розроблені різні варіанти теорій великого об'єднання (ТВО). В цих теоріях за основу

вибирається достатньо широка калібровочна група наприклад, $SU(5)$ і в таку модель «вкладаються» КХД і електрослабка теорія. Основою подібного об'єднання служить згадувана кварк-лептонна симетрія і той факт, що константа сильної взаємодії зменшується з ростом енергії, а електрослабкої зростає. Тому, при певній енергії вони можуть зрівнятись. Встановлено, що це може відбутись при енергіях $\approx 10^{15}$ ГеВ. Локалізація $SU(5)$ – симетрії веде до виникнення додаткових калібровочних бозонів, відповідальних, зокрема, за перетворення кварків в лептони. Наслідком цього повинна бути нестабільність нуклонів, але з часом життя $\approx 10^{32}$ років через невелику масу відповідних бозонів. При енергіях $< 10^{15}$ ГеВ точна $SU(5)$ – симетрія порушується (механізм цього незрозумілий), перетворюючись у стандартну модель з відповідними їй взаємодіями.

Слід відмітити, що в ТВО не вписується гравітація, оскільки спін гравітона $j = 2$; і в ТВО немає принципу однозначного вибору калібровочної групи, фігурує значна кількість констант (≈ 18) і, як і в КТП, не розв'язана проблема з розбіжностями (перетворення в безмежність деяких фізичних величин).

Включення гравітації в єдину теорію фундаментальних взаємодій вимагає побудови квантової теорії тяжіння. Певні надії пов'язуються тут з супергравітацією. **Супергравітація** – це теорія з локалізованою калібровочною суперсиметрією. Перетворення суперсиметрії переміщують бозонні і ферміонні поля, об'єднуючи в одні супермультиплети частинки однакової маси, але різного (цілого і напівцілого) спіну, включаючи гравітон. Енергетична межа суперсиметрії складає 10^{19} ГеВ, тому зараз немає її експериментального підтвердження (вона може бути лише порушеною).

З 80-х років увагу теоретиків привернули так звані суперструнні теорії, як перспективні кандидати на об'єднання всіх фундаментальних взаємодій, в тому числі і гравітаційної.

Суперструни – одномірні релятивістські об'єкти з довжиною $\approx 10^{-35}$ м, які характеризуються і спіновими

степенями вільності. Кількість ферміонних і бозонних ступенів вільності рівні, що і забезпечує суперсиметрію теорії.

Частинки з найнижчою масою в теоріях суперструн включають гравітон зі спіном 2 і «калібровочні» частинки зі спіном 1. Але є також безмежна кількість масивних частинок, які відповідають вищим гармонікам коливної струни. Масовий масштаб визначається натягом струни $T \approx 10^{39}$ т. Тому струна настільки коротка, що для більшості застосувань теорії струн не відрізняються від теорій точкових частинок і вищі моди струни настільки масивні, що не можуть бути виявлені безпосередньо. Однак на планківському масштабі, де квантові ефекти «наводять безлад» в ЕТВ, струнна природа фундаментальних частинок суттєва для забезпечення несуперечливості квантової теорії.

Квантова теорія суперструн формулюється в 10-вимірному проторі-часі, але з незрозумілих поки що причин відбувається компакфікація («закручування») 6 вимірів до малих розмірів, які не спостерігаються на досліді. Привабливо, що теорія суперструн дозволить практично однозначно вибрати цю компакфікацію, а її топологічні властивості визначать основні риси низькоенергетичної динаміки суперструн, яка описує сучасну фізику елементарних часток без необхідності підгонки параметрів теорії для узгодження з дослідом.

Таким чином, теорія суперструн органічно включає в себе суперсиметрію, ідею про багатовимірність простору – часу і не локальність об'єктів – носіїв фундаментальних взаємодій. Важливою властивістю суперструнних теорій є відсутність в них аномалій (порушень на квантовому рівні класичних симетрій і калібровочної лоренц-інваріантності), а також можливість усунення розбіжностей. Суперструнні теорії не залишають також невизначеності у виборі основної калібровочної групи: її роль можуть виконувати лише групи $SU(32)$ або $E_8 \cdot E_8$.

Суперструнні теорії – це спроба синтезу КТП і ЗТВ, мабуть, більш грандіозного ніж був синтез квантової механіки і спеціальної теорії відносності в КЕД, це спроба створення «теорії всього». Ця теорія ще не має елегантного



математичного формулювання, в ній не знайдений фізичний принцип типу принципу еквівалентності Ейнштейна в ЗТВ. Якщо це буде зроблено, набудуть більш глибокого змісту такі основні поняття фізики як простір, час, поле.

ЛІТЕРАТУРА

1. Погосов А. Ю., Дубковский В. А. Ионизирующая радиация: радиоэкология, физика, технологии, защита / Под ред. А. Ю. Погосова. О. : Наука и техника, 2012. 804 с.
2. Навчальний посібник «Загальна фізика», ч. I / під редакцією Ковалець М. О., Орленка В. Ф. Рівне : НУВГП. 2009.
3. Трофимова Т. И. Курс физики. М., «Высшая школа», 1990.
4. Детлаф А. А., Яворский В. М. Курс физики. М., «Высшая школа», 1989.
5. Савельев И. В. Курс физики. М., «Наука», 1989, т.1-3.
5. Зачек І. Р., Кравчук І. М., Романишин Б. М. та ін. Курс фізики. За ред. Лопатинського І. Є., Львів, «Бескид Біт», 2002.
6. Дубчак Д. І., Ковалець М. О., Орленко В. Ф., Никонюк Є. С., Шляховий В. Л. Загальна фізика. Частина 2. Конспект лекцій для студентів заочної форми навчання. Рівне, 2002.
6. Кучерук І. М. та ін. Загальний курс фізики. У трьох томах, К., 1999.