

Оглавление

1. Основні етапи розвитку уявлень про структуру матерії.....	1
2. Історія відкриття перших субатомних частинок - електрона, протона, нейтрона, нейтрино	5
3. Античастинки	5
4. Склад та заряд ядра.....	6
5 Стабільні та нестабільні ізотопи та ізобари, “доріжка стабільності”	7
6 МАГІЧНИХ ЯДЕР (МАГІЧНІ ЧИСЛА).....	8
7. Ізоспін.....	9
8. Маса та енергія звязку. Формула Вейцзекера.	10
9 Розміри ядра та методи визначення.	10
10.Форма, електричні та магнітні моменти ядер.	12
11. ПАРНІСТЬ ТА ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ ПАРНОСТІ.	12
12.1 КРАПЛИННА МОДЕЛЬ	13
12.2 КОЛИВАННЯ ПОВЕРХНІ. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ КОЛИВАННЯ.	14
12.3 АНГАРМОНІЧНІ КОЛИВАННЯ ВАЖКИХ ЯДЕР. ЯДЕРНІЙ ПОДІЛ.	15
13. Оболонкова модель.	16
14. Самоузгоджений ядерний потенціал та роль спін-орбітальної взаємодії.....	17
15. Пояснення магічних чисел.	18
16 УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЯДРА	19
17-Області проявлення, інтенсивність та основні характеристики гравітаційних та електромагнітних сил, сил слабкої та сильної взаємодії.	19
18 ГІПОТЕТИЧНА ЧАСТИНКА „ГРАВІТОН”	21
19.Фотони та основні процеси квантової електродинаміки	22
20.Властивості ядерних сил: радіус дії та інтенсивність; тензорний та обмінний характер; ізоспінова інваріантність; насичення.....	23
21.Електрослабкі сили.	24
22. Відкриття мюонів та загальні властивості лептонів.	24
23. Відкриття мезонів та нових баріонів, загальні властивості адронів.	26
24. Кваркова структура баріонів та мезонів, експериментальні проявлення	28
25. Систематизація лептонів і кварків: покоління, аромати, колір.....	29
26. Проміжні бозони та уявлення про об'єднану теорію електрослабких сил - квантову ароматодинаміку.	31
27. Глюони, міжкваркові взаємодії та основні ідеї квантової хромодинаміки.	33
28. Проблема конфаймента та проявлення кваркглюонної структури адронів у процесах глибокого непружного розсіювання лептонів; адронні струмені.	35
29. Природна та штучна радіоактивність, закон радіоактивного розпаду.....	36
30.1. Альфа-розпад. Спектри альфа частинок.....	37

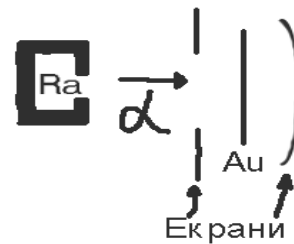
Теорія альфа-распада.....	37
Спектр альфа-частиц	39
30.2 Бета-перетворення. Електронний та позитронний розпади. Електронне та нейтронне захоплення.	40
30.3 Проблема маси нейтрино	41
31.0 Розпад ядер з точки зору деформації ядерної матерії.	41
31. γ -випромінювання ядер.	42
32. ЯДЕРНА ІЗОМЕРІЯ, ВНУТРІШНЯ КОНВЕРСІЯ.....	43
33. ЕФЕКТ МЕССБАУЕРА	44
34. Протонний та двопротонний розпади, спонтанний поділ ядер.	45
35. Детектори ядерних частинок	46
37 Лінійні та циклічні прискорювачі заряджених частинок, накопичення частинок, зустрічні пучки.	48
38. Прискорення заряджених частинок за допомогою потужного лазерного імпульсу.	49
39. Спостереження процесів народження та розпаду частинок.....	50
40. Методи спостереження короткоживучих частинок.	51
41 Переріз та канали реакцій, закони збереження, класифікація реакцій	51
43. Поділ та синтез атомних ядер.	54
44. Ланцюгова реакція, стаціонарні та імпульсні ядерні реактори	56
45. Конструкція ядерного реактора, порогові параметри та кінетика процесів контрольованої ланцюгової реакції ділення важких ізотопів.	57
46. Неконтрольовані ядерні реакції ділення та синтезу (ядерний вибух), атомна та воднева бомба.	58
47. Проблеми керованого термоядерного синтезу, критерій Лоусона.....	59
48. Методи реалізації контрольованих термоядерних реакцій	61
49. СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ КОСМОЛОГІЇ, БУДОВА ВСЕСВІТУ.	62
50. ДИНАМІЧНЕ РІВНЯННЯ ЕВОЛЮЦІЇ ВСЕСВІТУ. 51. СТАЛА ХАББЛА.	63
52. Замкнена та незамкнена моделі Всесвіту.	65
53. Критична густина речовини у Всесвіті.....	65
54. Еволюція та взаємоперетворення речовини у Всесвіті з початку Великого вибуху.	66
56. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ СИНТЕЗУ В ЗІРКАХ	67
57. Проблема сонячних нейтрино.	68
58. Гіпотези про утворення зірок.	70
59.1. Концентрація речовини (густина):.....	72
59.2. Енергія збудження:	72
59.3. Еволюція атомарного стану речовини під дією тиску:	72
59.4. Вироджений Нерелятивіський газ \bar{z} :.....	73
59.5 Умова ідеальності виродженого нерелятивіського \bar{z} газу:.....	75
59.6 Релятивіський вироджений газ \bar{z} :.....	76

59.7 Границя між нерелятивістським і ультрарелятивістським Фермі газом \bar{z} :.....	77
60. Співвідношення між силою гравітації та станом виродженої електронної підсистеми в критичних космічних об'єктах на стадії їх гравітаційного колапсу.	78
Релятивістський вироджений електронний газ	80
61. Еволюція зірок в залежності від їх початкових умов.	81
62. Моделі утворення планет. Космічні промені, проходження космічних променів крізь атмосферу.....	84
63. Радіаційні пояси Землі.....	85
64. Ядерні реакції та синтез елементів в зірках на різних етапах еволюції Всесвіту	86
65. Проблеми синтезу та стабільності надважких елементів.....	87
55 Уявлення про внутрішню будову зірок та перенесення випромінювання	90
67. Дозиметричні одиниці.....	91
66. Дозиметрія і захиста.....	92
69. Дія ядерних випромінювань на структуру речовини.....	93
68. Хімічна дія ядерних випромінювань	94

1. Основні етапи розвитку уявлень про структуру матерії.

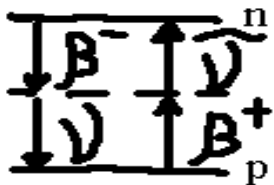
Кінець XIXст. Бекерель спостерігав дію солей радію на сірчистий цинк – радіоактивність, α -розпад ядра. Відкриття α -частинок He^{2+} . => Початок XXст. Дж. Томсон запропонував модель атома: атом – середовище з розподіленим позитивним зарядом і концентрованими краплями негативного заряду (як родзинки в булці). => 1912р. Резерфорд поставив експеримент по розсіянню α -частинок (з препарату радію) на золотій фользі. В результаті виявлено розсіяння на малі та великі кути. Отже, масивні α -частинки легко проходять через тонкий шар речовини, але можуть розсіюватись (завернутись) на масивних центрах – ядрах. Нова модель атома – планетарна (легкі електрони обертаються навколо масивного ядра). =>

1920 він же встановив, що під дією α -частинки $E_{\alpha}=5\text{MeV}$ з ядра вилітають позитивно заряджені частинки з зарядом e . Маса будь-якого ядра кратна масі протона \rightarrow електрон-протонна модель ядра $N=A(\text{протонів})+[A-Z](\text{електронів})$. Протиріччя моделі: а) μ_p на 4 порядки менший за μ_e , тому для дейтерію $d: 2p+e \mu_d = \mu_e$, але це не так; б) електрони і протони є ферміонами (мають напівцілий спіні), тому сумарний спіні дейтерію повинен бути $3/2\hbar$ або $1/2\hbar$, а насправді \hbar ; в) існування електрона в ядрі протирічить принципу невизначеності: $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, $\Delta p \geq \hbar/2\Delta x$, $\Delta x \leq 2R$ (розмір ядра відомий з досліда Резерфорда) – за такими розрахунками шв. електрона в ядрі більша за швидкість світла. => 1933 Іваненко / Гейзенберг запропонували протон-нейтронну модель ядра $N(\text{нуклонів})=Z(\text{протонів})+[A-Z](\text{нейтронів})$.



2. Історія відкриття перших субатомних частинок - електрона, протона, нейтрона, нейтрино.

Початок ХХст. Астон побудував мас-спектрометр на схрещених ел. і магн полях, частинки з різними масами потрапляють на різні частини екрана. Відкрито протон (p – перший) $m_p=1836.1m_e$, $\mu_p=2.79\mu_0$ ($\mu_0=10^{-24}$ СГСЕ)-магн. момент. => 1933 Чадвік спостерігав випромінювання великої проникної здатності, на нього дуже слабо впливає магнітне поле



(на γ -випромінювання магнітне поле взагалі не впливає). Ці частинки – нейтрони: $m_n=1838.6m_e$, $\mu_n=1.91\mu_0$ (μ_0 – ядерний магнетон). $E_n>E_p$ у вільному просторі нейтрону вигідно перетворюватись у протон:

$n \rightarrow p + e^-$ (період піврозпаду 1000с). => Паулі запропонував гіпотезу про існування ще одного продукта реакції розпаду нейтрона. Нова частинка

нейтрино (маленький нейтрончик) повинна бути ферміоном для виконання закону збереження спіна. На експерименті нейтрино зафіксували значно пізніше – середина ХХст. Реакція розпаду нейтрона є зворотною $p + e^- \rightarrow n + \{\text{антинейтрино}\} \equiv n + \text{нейтрино}$, тому вважають що нейтрон і протон є станами однієї частинки з різними енергіями $E_n>E_p$

3. Античастинки

В загальному випадку для кожної частинки існує античастинка. Проте є випадки коли всі відомі параметри елементарної частинки співпадають з параметрами частинки. Такі частинки називаються супер-мега-нейтральними (істинно-нейтральними). До істинно нейтральних відносяться фотони, π -мезони, η мезони і так далі. В основному ж античастинки співпадають наприклад за масою спіном часом життя, а також співпадають за абсолютною велечиною проте відрізняються за знаком заряд, магнітний момент. Так нейтрон від антинейтрона відрізняється лише знаком магнітного моменту.

Поняття частинки та античастинки відносні. Що назвати частинкою, а що античастинкою – питання домовленостей.

1. Перша античастинка – **позитрон**. Її аналітично вивів Дірак, розглядаючи своє Лоренс інваріантне хвильове рівняння, а також принцип Паулі. А через рік, досліджуючи космічні випромінювання в камері Вільсона, Андерсон виявив частинки, що рухались по аналогічних траєкторіях, як і електрони, проте в магнітному полі відхилялись в іншу сторону.

За відсутності речовини позитрон і як само стабільний, як і електрон.

Та при зустрічі ці дві частинки анігілюють. При цьому утворюється два, або більше γ кванти. Один γ квант не може утворитись оскільки тоді не виконається закон збереження імпульсу в системі прив'язаній до центру мас електрона та позитрона. γ квант теж може породити електронно позитронну пару. Та для цього потрібно, щоб його енергія була більша ніж $2m_e c^2$. Такий процес може відбуватись лише за присутності третього тіла, якому повинен передатись імпульс γ кванту (сумарний імпульс електронно-позитронної пари рівен нулеві).

Для фанатів це можна пояснити таким чином – є деяка тіло з масою. Довкола них утворюється “шуба віртуальних частинок”. Тобто довкола частинки виникають інші “віртуальні” частинки таким чином, щоб не порушувати принцип невизначеності Гейзенберга. І тут в цю шубу влітає фотон, який дає енергію, для того, щоб “віртуальна” електронно-позитронна пара розлетілась.

Також позитрони можуть утворюватись при процесах перетворення ядерних елементів.

Повільні позитрони можуть захоплюватись електронами з атомної оболонки. Тоді утвориться ортопозитроній (спіни електрона та позитрона паралельні), та парапозитроній (антипаралельний). Це утворення має невеликий час життя через анігіляцію. Є дуже цікавою через те, що сили зв'язу чисто електромагнітні

Взагалі кажучи Висоцький нам античастинок як таких і не давав. Про деякі з них згадувалось в процесі розповідання інших тем.

Беручи за основу Сівухіна напишу ще про антинейтрони, та антипротони.

2. Антипротон – отримали в прискорювачі, бомбардуючи мідну мішень протонами. Прискорені протони взаємодіючи з протонами в ядрах мішені, утворювали антипротони. Спочатку їх було важко виділити на фоні π -мезонів. Та потім їх навчилися відрізняти, завдяки тому, що π -мезони мають значно більшу швидкість. В основному антипротон від протона відрізняється зарядом. Проте в пізніше було виявлено ще ряд протилежних за знаком властивостей, на зразок баріонного заряду і т.д. проте нам це толком не розповідали і раджу сильно про це не поширюватись.

3. Антинейтрон – вперше отримали шляхом перезарядки антипротонів Тобто $\bar{p} + p = \bar{n} + n$, нейтрони взагалі важко детектуються, оскільки електронейтральні. А відрізнити антинейтрон від нейтрона тим важче. В основному антинейтрони детектують шляхом анігіляції з нейтроном. При цьому виникає декілька заряджених частинок.

4. Якщо комусь дуже цікаво, чому у нас в сесвіті так багато речовини, і так мало антиречовини, то відповідь десь така. На перших секундах утворення всесвіту, внаслідок флуктуації речовини утворилось більше ніж антиречовини. Антиречовина проанігілювала, а та речовина, що залишилась, і досі льотає довкола нас. Докладніше про це дивись 54 запитання.

4. Склад та заряд ядра

Питання, дуже захоплююче. Річ в тім, що всі можливі процеси, залежності, моделі ядра, розглядається в наступних питаннях. І мені нічого не залишається, як написати, що ядро складається з протонів і нейтронів.

Але подивимось на це ширше. Ядерна фізика, почалась тоді, коли почали спостерігати радіоактивність. І коли пан Резерфорд занявся цим впритул, він догнав ядерну природу радіоактивності. І висунув модель ядра, де воно складалося з нейтронів, протонів, та електронів. Така модель згодом була відмінена принципом невизначеності Гейзенберга. Да і з експериментом не сходилось.. Відтоді всі знають, що ядро складається з нейтронів та протонів. Хоча ті, що були на супер-пупер доповіді висоцького і чув казку про надважкі ядра, той знає, що ідея резерфорда не була облишена змісту.

Маса нейтрона на 2,5 маси електрона більша від маси нейтрона. Він відповідно і

розпадається (коли вільний) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ Ота фенічка в кінці – це нейтрино (чи

антинейтрино?), або фігня, видумана для того, щоб виконувався закон збереження імпульсу та енергії. Можна подумати, що не варто говорити про протон, як елементарну частинку.

Проте в середині ядра можливий і такий процес $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. Тобто протон складається з нейтронів, а нейтрони з протонів ☺. Таким чином говорити, хто з них більш елементарний немає змісту. Отож обидві ці частинки називають елементарними. Розрізняються переважно зарядами, і являються ферміонами (мають спін, як і електрон 1/2), тобто підкоряються статистиці Фермі-Дірака. Звідси мабуть і береться ідея виродженого фермі газу, як моделі ядра.

Число протонів в ядрі Z – називають зарядовим числом (або порядковим номером елемента). А кількість нейтронів N . $A = N + Z$ – називають масовим числом ядра. Думаю не варто казати, що заряд ядра визначається кількістю протонів в ньому.

Атоми з однаковими Z , але різними N – **ізотопи**

однакові A , але різні Z – **ізобари**

однакові N але різні Z – **ізотонами**

однакові A, Z, N але різні квадрупольні моменти – **ізомери**

Як правило для невеликих A $Z \approx \frac{1}{2} A$, для великих – $Z < \frac{1}{2} A$.

5 Стабільні та нестабільні ізотопи та ізобари, “доріжка стабільності”

1) Зара відомо понад 2500 нуклідів $Z_{\text{MAX}} = 114$

2) Ізотопи (однакове Z). Існують нукліди із $Z = 0 \dots 114$. Ядро є стабільним якщо його час життя $> 10^{10}$ років. Передбачається існування нукліда із $Z = 128$ для якого $A = 310$.

3) Сердне число стабільних ізотопів \bar{Z} – для кожного хім. Елемента.

4) Відомо що не існує стабільних ізотопів із $Z = 0, 43, 61, > 84$.

5) Є багато елементів для яких великий $U_{92}^{238}, U_{92}^{235}$

6) Ізобари (однакове A). Відомі ізобари з $A = 1, \dots, 260$, Є також A порядку 10^{57} (10 в 57-мій) для нейтронних зірок.

7) Не існує стабільних ізобар для $A = 5, 8, > 210$.

8) Емпіричне правило якщо нуклід ${}^Z_F X$ стабільний то немає стабільного нукліда ${}^{Z+1}_F Y$

але можливе існування ${}^{Z+2}_F Y$

9) Але є виключення

10) для відносно невеликих A $Z \approx 1/2 A$ але коли A зростає то для компенсації $Z < 1/2 A$

11) найбільшій стабільності відповідають ситуації коли Z та N – непарні.

12) найбільш стабільні ядра, коли Z, N або $Z+N$ співпадає з магичними числами 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, Ї передбачається 184

13) $\epsilon = E(Z, A) / A$

малюнок $\epsilon = const$ Ця залежність відповідає стабільним ізотопам та відносно стабільним.

“Дорожка стабільності”

Напівемпірична формула Вайцеккера для енергії зв'язку ядра має вигляд:

$$E_{\text{зв}}(Z, A) = \epsilon_1 A - \epsilon_2 A^{2/3} - \epsilon_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \epsilon_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \epsilon_5 \frac{\delta}{A^{3/4}},$$

Очевидно, що найстабільніші ізобари повинні мати мінімальну масу при заданій кількості нуклонів. Тому знайдемо зарядове число Z , при якому енергія зв'язку ядра буде максимальною. Для цього дослідимо на екстремум функцію (1.2.3):

$$\left. \frac{\partial E_{\text{зв}}(Z, A)}{\partial Z} \right|_{A=const} = -\frac{\epsilon_3}{A^{1/3}} \cdot 2Z - \frac{\epsilon_4}{A} \cdot 2 \left(\frac{A}{2} - Z \right) \cdot (-1) = 0. \quad (1.6.1)$$

Звідси отримаємо рівняння так званої «доріжки стабільності» ядер (див. Рис. 1.1):

$$Z_{\text{стаб}} = \frac{A}{2 + 2 \frac{\epsilon_3}{\epsilon_4} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 2 \frac{0,712}{94,8} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}}. \quad (1.6.2)$$

Всі ядра, що знаходяться вище кривої (1.6.2), мають надлишкову кількість протонів, тому є β^+ -радіоактивними (надлишкові протони в ядрі перетворюються на нейтрони згідно реакції ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \beta^+ + \nu$). Аналогічним чином, ядра, що мають меншу за оптимальну кількість протонів (знаходяться нижче «доріжки стабільності»), позбавляються від надлишкових нейтронів

шляхом β^- - розпаду згідно реакції ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^- + \nu$. П'ятий доданок в формулі Вайцеккера (1.2.3), який пов'язаний з парністю нуклонів у ядрі, ми враховуємо непрямым чином за допомогою (1.6.2).

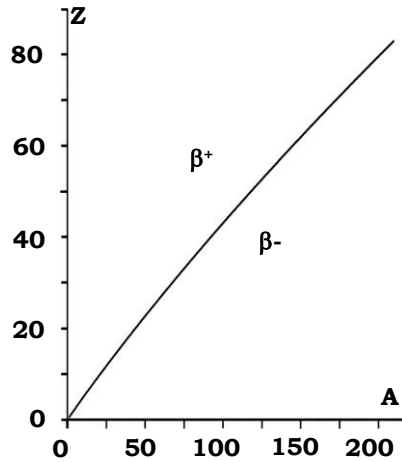
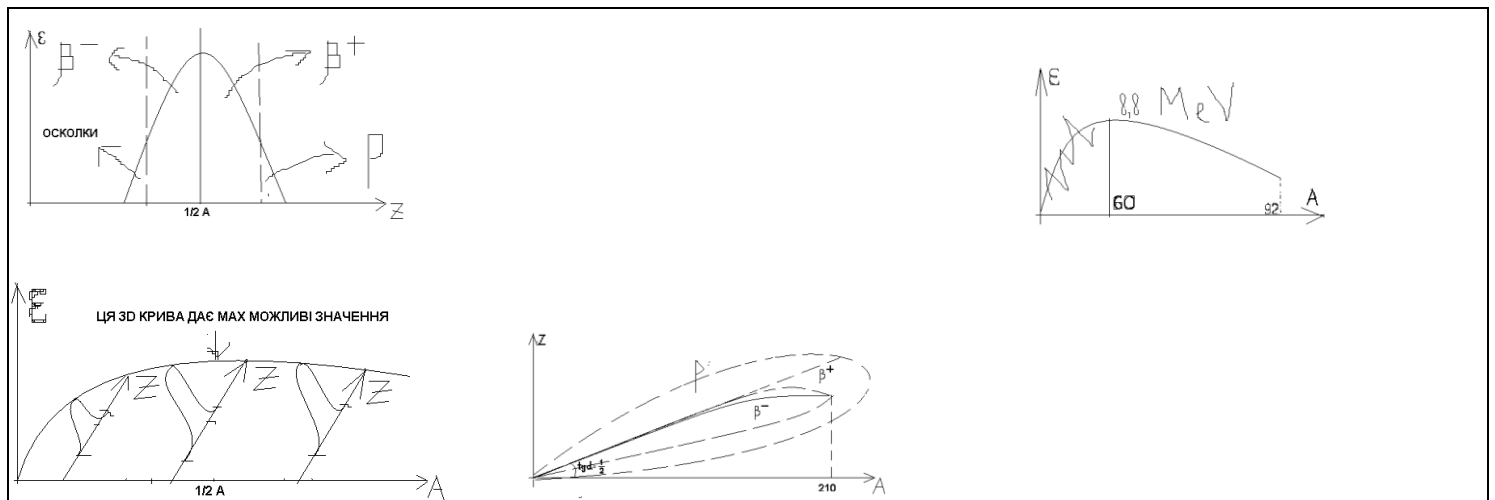


Рис.1.1. Залежність зарядового числа Z від масового числа A для стабільних по відношенню до β -розпаду ядер («Доріжка стабільності»).



6 МАГІЧНИХ ЯДЕР (МАГІЧНІ ЧИСЛА)

Енергія зв'язку ядра описується напівемпіричною формулою Вейцеккера

$$E_{CB} = C_{OB}A - C_{ПОВ}A^{2/3} - C_{КУЛ}Z^2A^{-1/3} - C_{СИМ}(A - 2Z)^2A^{-1} + C_{СПАР}A^{-\epsilon}\delta$$

Ця формула не описує **магічні ядра** і флуктуації енергії спаровування.

Магічними називаються ядра, у яких число протонів або нейтронів дорівнює одному з чисел 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (у останньому випадку тільки для нейтронів). Самі ці числа називаються також **магічними**. Якщо у ядра одночасно є магічними як число протонів так і число нейтронів, то таке ядро називається **двічі магічним**. Таких ядер всього п'ять ${}^4\text{He}_2$, ${}^{16}\text{O}_8$, ${}^{40}\text{Ca}_{20}$, ${}^{48}\text{Ca}_{20}$, ${}^{208}\text{Pb}_{82}$. Магічні і особливо двічі магічні ядра відрізняються **повищеною стійкістю** те (є володіють великими питомими енергіями зв'язку) і довший поширеністю в природі в порівнянні з іншими ядрами. Існування магічних чисел об'ясняється оболонковою моделлю ядер.

PS: см також квиток № 15 - пояснення магічних чисел.

Магічні (число протонів чи нейтронів дорівнює 2,8,20,28,50 чи 82, або число нейтронів дорівнює 126) та в особливості двічі «магічні» ядра («магічним» є й число протонів, й число нейтронів) відрізняються підвищеною стійкістю

(тобто мають більші питомі енергії зв'язку) та більшою розповсюдженістю в природі у порівнянні з іншими ядрами. Це можна пояснити наступним чином. Згідно до оболонкової моделі, ядра, що містять „магічну” кількість нуклонів, мають заповнені зовнішні оболонки. Також енергія альфа – та бета-розпаду ядер при переході через магічні числа зазнає різкого стрибка. Інша особливість – такі ядра мають максимальну кількість ізотопів та ізотонів. А квадрупольний електричний момент ядер з “магічними” числами є нульовим, оскільки ці ядра характеризуються сферичною симетрією розподілу зарядів у незбуджених станах.

7. Ізоспін

Дане поняття тісно пов'язане з нуклонами. А точніше нуклони(протони і нейтрони) мають таку характеристику – ізоспін. Це оператор, його проекція на вісь Z набуває значень $T_z = \pm \frac{1}{2}$. За допомогою цього оператора можна ввести заряди протона, нейтрона та

оператор заряду ядра: $q_p = |e|(T_z^p + 1/2); q_n = |e|(T_z^n + 1/2),$

$$Q_{ядра} = |e| \left(\sum_{i=1}^A T_z^i + \frac{1}{2} A \right). \text{ Оце й усе, що нам розказав Висоцький про ізоспін...}$$

більше нам знати мабуть і не треба

Ізотопічний спин (ізоспін) - одна з внутрішніх характеристик (квантове число), що визначає число зарядових станів адронів. Зокрема, протон і нейтрон (загальне найменування цих елементарних частинок - нуклони) розрізняються значенням проекції ізоспіна, тоді як абсолютні значення їх ізоспіна однакові. Останнє виражає властивість ізотопічної інваріантності сильної взаємодії.

З погляду сильної взаємодії, протон і нейтрон є однаковими частинками, а багато інших властивостей у них також близькі. Тому була розроблена модель, по якій будь-який нуклон володіє ізотопічним спином, рівним 1/2, у якого є дві можливі «проекції» в особливому ізотопічному просторі. Коли проекція ізотопічного спину I_z рівна +1/2, то нуклон стає протоном, а коли -1/2 - нейтроном. (Це угода про знаки прийнята у фізиці елементарних частинок; у ядерній фізиці для осі z ізотопічного простору вибраний протилежний напрям, щоб проекція ізоспіна нейтрона була рівна +1/2 і сумарна проекція ізоспіна у більшості ядер була позитивною).

Така поведінка ізотопічного спину виглядає природною з погляду квантової механіки, оскільки в ній вже є квантове число з аналогічними властивостями - спин. По аналогії з цією назвою і був введений термін «ізотопічний спин».

Поняття ізотопічного спину було запропоноване в 1936 році Б. Кассеном і Е. Кондоном. Ізоспін зберігається у всіх процесах, обумовлених сильною взаємодією, проте порушується в слабкій і електромагнітній взаємодії. Ізоспін I однаковий для всіх адронів, створюючих ізотопічний мультиплет, число адронів в такому мультиплеті дорівнює $2I+1$. У кожного адрону в ізомультіплеті своя проекція ізоспіна I_z і свій електричний заряд, але однакова решта всіх квантових чисел (спин, парність, баріонне число, дивність і т. д.). Так, ізодублет нуклонів ($I=1/2$) складається з двох членів: протона і нейтрона з $I_z = \pm 1/2$. Ізотріплет піонів має ізоспін 1 і проекції ізоспіна +1, 0, -1.

Збереження ізоспіна в сильних взаємодіях дозволяє приблизно обчислювати перетини реакцій і передбачати структуру ядерних рівнів у випадках, коли ефекти взаємодій, що не зберігають ізоспін, малі.

8. Маса та енергія зв'язку. Формула Вейцекера.

Енергія зв'язку – це та енергія, яку потрібно ззовні надати, аби поділити ядро на складові частинки. Вона виражається через дефект мас: $E_{Z,A} = \Delta M c^2$. Дефект мас – це різниця мас усіх нуклонів у ядрі і самого ядра. Дефект мас слугує мірою енергії зв'язку ядра. Тобто, якщо маса усіх нуклонів більше, ніж маса ядра – то нуклонам більш енергетично вигідно знаходитися в ядрі – тобто таке ядро буде стійким. (див. Запитання про стабільність ядер, доріжку стабільності). Абсолютно очевидною є така формула для дефекту мас:.

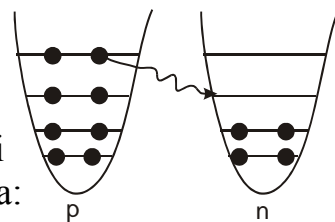
$$\Delta M = Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}$$

Формула Вейцекера – дає залежність енергії зв'язку ядра і кількості протонів і нейтронів

– на один нуклон: $\varepsilon = \frac{E_{ZA}}{A} = \varepsilon(Z, A)$. Ця формула є напів-емпіричною.

Тобто ми приблизно прикидуємо від чого ця енергія має залежати, а потім обраховуємо, або знову експериментально визначаємо усі коефіцієнти.

Отже сама формула:



$$E_{ZA} = \bar{\varepsilon}A - C_k \frac{Z^2}{A^{1/3}} - C_{\text{поверхні}} A^{2/3} - C_{\text{симетр}} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + C_{\text{парності}} \frac{\delta}{A^\alpha}$$

формули пов'язаний з кулонівськими силами:

$$U_k = \frac{3Z^2 e^2}{5R} \sim \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \text{ тут}$$

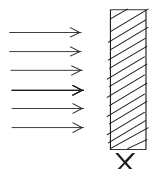
врахована експериментальна формула для радіусу ядра: $R = r_0 A^{1/3}$. Третій член пов'язаний з взаємодією нуклонів на поверхні ядра – для цих нуклонів зв'язок буде слабкіший, ніж для тих, що знаходяться в середині ядра. Четвертий член, наскільки я зрозумів, зв'язаний з співвідношенням протонів і нейтронів у ядрі (можна знову подиситися запит. Про стабільність ядер ☺). Вважається, що максимальна енергія зв'язку буде при $Z=A/2$, тому

поправка буде $\sim (Z - \frac{A}{2})^2$. Тобто, як це все пояснюється: Зквантової механіки відомо, що наші протони і нейтрони знаходяться у потенціальній ямі. Оскільки вони ферміони, то на одному рівні може знаходитись по 2 протони або нейтрони. Нехай нейтронів менше ніж протонів, тоді буде енергетично вигідно протону перейти у яму нейтрона (адже деякі протони знаходяться на вищих рівнях ніж найвищі нейтрони) із виділенням β^\pm частинки. При великих значеннях A , рівні будуть згущуватися, і процес перекачки стає менш вигідним – менші різниці енергій між рівнями.

Далі Висоцький уточнював і виводив усі ці коефіцієнти в моделях ядра (див. Пит. 12-16). А наша історія на цьому мабуть закінчиться. Good Luck и да пребудет с вами шара ☺

9 Розміри ядра та методи визначення.

Розміри ядер можна визначити різними експериментальними методами серед яких ,методом дослідження розсіяння нейтронів на ядрі. Для цього береться пластинка настільки тонка ,що можна вважати ,що зіткнення нейтронів з ядрами в ній будуть лише однократними .



Тоді врахувавши що ослаблення початкового пучка нейтронів dI буде пропорційне

величині самого пучка I , концентрації n , площі ефективного перерізу розсіяння σ та відстані що пройшов пучок в зразку dx отримаємо наступне диференціальне рівняння

$$dI = -In\sigma dx$$

розв'язком якого буде $I(x) = I(0)e^{-\sigma nx}$ де x товщина пластинки,

звідси можна знайти $\sigma = \frac{1}{nx} \ln \frac{I(0)}{I(x)}$ врахувавши що $\sigma = \pi R^2$ можна визначити розміри ядра.

Якщо вважати що ядро має форму сфери тоді всі методи визначення його розмірів

приводять до формули $R = r_0 A^{1/3}$ де A -масове число ядра, а $r_0 = (1.2 - 1.5) * 10^{-13}$ см.

Структуру ядра можна досліджувати якщо взяти атом в якого натомість електрона мю-мюон який має такий же заряд як і електрон, але його маса більша в 207 разів тому з формули для

першої борівської орбіти $r_1 = \frac{\hbar^2}{zme^2}$ виходить, що радіус обертання навколо ядра

буде набагато меншим за радіус обертання електрона, таким чином виходить так що існують атоми в яких мю-мюон рухатиметься всередині ядра, ітаким чином можна досліджувати структуру ядра. Досліди по розсіянні швидких електронів показують закон

розподілу густини в ядрі $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{R-R_0}{\Delta r})}$, ρ_0 -густина в середині ядра,

$$R_0 = 1.08 * 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \quad R = rA^{1/3}, \quad \Delta r = (0.3 - 0.5) * 10^{-14} \text{ см}.$$

10. Форма, електричні та магнітні моменти ядер.

Спін і магнітні властивості ядер.

+ Спін. мом. $\hat{S} = \sum_i \hat{s}_i$
 + орбіт. мом. $\hat{L} = \sum_i \hat{l}_i$

$\hat{J} = \hat{S} + \hat{L}$

$\mu_p = 2.79 \mu_N$ - ядерний магнетон
 $\mu_n = -1.91 \mu_N$

$\mu_d = 0.28 \mu_N$ (Чому так аномально?
 - змінюють полярність спіну певною структурою)

$p = \begin{cases} 0_p & 30\% \\ \pi^+ & 70\% \end{cases}$ - німець

$n = \begin{cases} 0_n & 30\% \\ \pi^- & 70\% \end{cases}$

(тому вибір - є середнім) p, n - динамічна сист. нові сильної зв'язки

$\mu_n = \frac{\Delta t}{T} \mu_{p_0} + (1 - \frac{\Delta t}{T}) (\mu_p - \mu_{\pi^+}) = -1.91 \mu_N$
 $\mu_p = (1 - \frac{\Delta t}{T}) \mu_{p_0} + \frac{\Delta t}{T} (\mu_n + \mu_{\pi^+}) = 2.79 \mu_N$

dT -- вагова доля перебування в одному стані, T - період перетворення. Беруть такий варіант: $d/T = 0.3, T = 10^8 \cdot 23$ c. $\mu_{\pi^\pm} = \pm 7 \mu_N$

11. ПАРНІСТЬ ТА ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ ПАРНОСТІ.

Парність(укр.)=Четність(руський.)

Парність це квантомеханічна характеристика і є фундаментальним поняттям. Вона характеризує властивості симетрії ядра. Елементарних частинок і взагалі будь-яких фізичних систем по відношенню до дзеркальних віддзеркалень. Важливість цього поняття обумовлена законом збереження парності, згідно якому фізична система, що володіє дзеркальною симетрією в початковому стані, зберігає цю симетрію у все подальші моменти часу. Цей закон справедливий як для електромагнітних взаємодій, що визначають структуру атомів і молекул, так і для ядерних сил, що визначають структуру ядер.

Закон збереження парності приводить до ряду обмежень, або, як то кажуть, правил відбору, для різних реакцій взаємоперетворень ядер і елементарних частинок. Для формулювання цих правил необхідне точне квантово-механічне визначення парності як величини, що зберігається. У квантовій теорії стан системи n частинок описується комплексною

хвильовою функцією $\Psi(r_1, K, r_n)$, залежною від координат цих частинок. Для протонів, нейтронів і електронів, тобто для частинок, з яких складаються атоми і ядра, а також для ряду інших мікрочасток визначення парності еквівалентне розділенню функцій на парних і непарних. Стан системи n таких частинок називається парним, якщо її хвильова функція не міняється при зміні знаків координат всіх частинок, (1) і непарним, якщо хвильова функція при такій операції (званою інверсією координат) міняє знак:

$\Psi_{четн}(-r_1, K, -r_n) = \Psi_{четн}(r_1, K, r_n)$ (2) Зв'язок цього визначення парності з дзеркальною симетрією обумовлений тим, що перетворення інверсії складається з дзеркального віддзеркалення щодо площини, що проходить через початок координат, з

подальшим поворотом на 180° навколо осі, перпендикулярної цій площині. (Далі піде муть про яку Висоцкий точно не говорив)

Для загального випадку довільних мікрочасток визначення парності стану (1), (2) доводиться трохи ускладнити. Саме, виявляється, що кожна частинка з ненульовою масою спокою володіє невід'ємною характеристикою, званою внутрішньою парністю. Внутрішня парність Π частинки є числом, рівним або $+1$, або -1 . Частинки, для яких $\Pi = +1$, називаються парними, а частинки з $\Pi = -1$ називаються непарними. Що охоплює всі частинки визначення парності стану таке: стан парний, якщо

$$\Pi_1 K \Pi_n \Psi_{\text{четн}}(-r_1, K, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, K, r_n)$$

$$\Pi_1 K \Pi_n \Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, K, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, K, r_n)$$

(3) і непарно, якщо (4) В (3), (4) -внутренні парності частинок.

З цих формул можуть бути виведені наступні прості правила, що дозволяють використовувати закон збереження парності для отримання правил відбору в різних ядерних реакціях, а також для експериментального визначення внутрішніх четностей елементарних частинок і атомних ядер: а) парність частинки з орбітальним моментом l і внутрішньою парністю Π рівна $\Pi (-1)^l$;

б) внутрішня парність Π_2 складної системи, що складається з двох частинок (і взагалі з двох підсистем) з внутрішніми четностями Π_1 і Π_2 і з відносним орбітальним моментом l , рівна $\Pi_1 \Pi_2 (-1)^l$. При цьому внутрішньою парністю системи частинок ми називаємо її парність в змозі з нульовим сумарним імпульсом. З сукупності самих різних досвідчених даних виходить, що внутрішні парності протона, нейтрона і електрона можна покласти рівними одиниці. Тоді з правил а), б) слідує важливе для теорії атомів і ядер співвідношення: парність системи n нуклонів (або електронів) з орбітальними моментами

l_1, K, l_n рівна $(-1)^{l_1+l_2+K+l_n}$. Тільки що викладені правила визначення четностей різних станів непридатні для фотонів (і взагалі для частинок з нульовою масою спокою і ненульовим спином)

12.1 КРАПЛИННА МОДЕЛЬ

Енергія зв'язку ядра (відносно всіх нуклонів) $E_{зв}$ є мірою його міцності, вимірювана мінімальною роботою, яку необхідно виконати, щоб повністю розщепити ядро на його складові протони і нейтрони. Через енергію зв'язку визначають и розділення ядра на будь-які дві частини. Наприклад енергія зв'язку протона в ядрі – це мінімальна робота, яку потрібно виконати щоб видалити протон із ядра.

$$E_p = E_{зв}(Z, A) - E_{зв}(Z-1, A-1) \quad \text{аналогічно} \quad \text{зв'язок нейтрона у ядрі,}$$

$$E_n = E_{зв}(Z, A) - E_{зв}(Z, A-1)$$

також альфа частинки $E_\alpha = E_{зв}(Z, A) - E_{зв}(Z-2, A-4) - E_{зв}(\alpha)$ де $E_{зв}(\alpha)$ - енергія зв'язку альфа частинки.

Корисним поняттям в ядерній фізиці є дефект маси ядра, пов'язаний з його енергією зв'язку. Дефектом маси ядра називають різниці між масою розглядуваного ядра, вираженою

в а.о.м., и відповідним числом A : $\Delta(Z, A) = M_{яд}(Z, A) - A$. Відношення $E_{зв} / A$ тобто середня енергія зв'язку, що припадає на один атом, називається питомою енергією зв'язку, а

дефект маси, віднесений до одного нуклону, $f = \Delta / A$ - упаковочним коефіцієнтом. Відмітимо деякі властивості атомних ядер, встановленні експериментально, і подивимось, які висновки слід зробити з них відносно будови ядра.

Виявляється, що для стабільних на занадто легких ядер ($A \geq 20$) питома енергія зв'язку в грубому наближенні постійна і становить біля 8 МеВ на нуклон. Цей факт свідчить про те, що ядерні сили є короткодійними – їх радіус дії порядку розмірів самих нуклонів і навіть менше. Така особливість ядерних сил проявляється в їх насиченні. В цьому відношенні ядерні сили аналогічні хімічним силам, обумовлюючим валентність хімічних елементів.

Насиченням ядерних сил пояснюється, чому енергія зв'язку не занадто легких стабільних ядер в грубому наближенні пропорційна масовому числу A . Якщо б насичення не було, а кожній нуклон ефективно взаємодіє з іншими $A-1$ нуклонами, то енергія зв'язку ядра виявилась б пропорційною $A(A-1)/2$, тобто при великих A зростала приблизно другій, а не першій степені A . З насиченням ядерних сил пов'язана і та обставина, що густина ядерної речовини для не занадто легких ядер приблизно стала, тобто не залежить від A . Завдяки цьому радіус ядра R виявляється пропорційний до $A^{1/3}$. Це дає можливість розглядати атомне ядро як краплю нестискуваної рідини, зарядженої додатнім електричним зарядом; таке припущення вводиться в так званій крапельній моделі ядра. Така класична модель представляється найбільш обґрунтованою для ядер з великими масовими числами A .

12.2 КОЛИВАННЯ ПОВЕРХНІ. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ КОЛИВАННЯ.

Будь яке порушення рівноважного стану ядерної речовини приведе до колективних коливань навколо положення рівноваги. Поверхня ядра і його густина можуть бути фіксованими, але якщо ядро поляризується (наприклад, під дією падаючого електромагнітного випромінювання) так, що центр мас протонів зміститься відносно центру нейтронів, то виникнуть нейтрон-протонні поляризаційні коливання навколо рівноважного розподілу протонів і нейтронів в ядрі. Можуть бути також поляризаційні коливання, зв'язані зі збуренням орієнтації спінів нуклонів. Можна прийняти модель в якій нейтрони і протони розглядаються як взаємопроникні стискувані рідини, що знаходяться всередині фіксованої ядерної поверхні. В основному стані обидві рідини рівномірно розподілені по об'єму ядра. Електромагнітне поле порушує цю рівновагу, тому при поглинанні γ -кванту виникають коливання густини нейтронної та протонної рідин (поляризаційні коливання), які на експерименті проявляються як широкі піки (гігантські резонанси) в перерізах фотоядерних реакцій. Коливання рідин відбувається в протифазі,

так що загальна ядерна густина $\rho(r,t) = \rho_p(r,t) + \rho_n(r,t) = \rho_0$ залишається незмінною. Коливання протонної (чи нейтронної) рідини задовольняють звичайному

хвильовому рівнянню гідродинаміки: де $\Delta \rho_p(r,t) - u_{пол}^2 (\partial^2 \rho_p(r,t) / \partial t^2)$ $u_{пол}$ - швидкість поширення поляризаційних коливань в середовищі. Часова залежність для гармонічних коливань зводиться до рівняння Гельмгольца

$\Delta\rho_{p(r+k^2)} * \rho_p = 0$ тут $k = \omega / u_{пол} = E / \eta$ відповідно хвильовий вектор, частот, енергія поляризаційних коливань.

Швидкість поширення поляризаційних коливань рівна $u_{пол} = (b_{пол} / m)^{1/2}$ де m-маса нуклона b-аналог коефіцієнта стиснення для рідин. Будемо вважати, що поляризація відбувається в кожній точці об'єму ядра а також що ядро має фіксовану сферичну форму.

Це означає відсутність потоку нуклонів через поверхню $\left. \frac{\partial \rho_p(r)}{\partial r} \right|_{r=R} = 0$ де $R = r_0 A^{1/3}$ - радіус ядра. Загальний розв'язок має вигляд $\Delta\rho_p(r) = const * j_k(k_{n\lambda} * r) * Y_{\lambda\mu}(\Theta, \varphi)$

Де $j_k(k_{n\lambda} * r)$ - сферичні функції Бесселя, $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ характеризують кутовий момент коливань та $\mu = -\lambda, -\lambda+1, \dots, \lambda-1, \lambda$ - проекцію кутового моменту на вісь z. Власні значення вектор $k_{n\lambda}$ - знаходяться з граничної умови відсутності потоку нуклонів

(задача пошуку нулів функції Бесселя) : $\left[\frac{\partial}{\partial r} J_\lambda(k_{n\lambda} * r) \right]_{r=R} = 0$ квантове число $n=0, 1, 2, \dots$

нумерує власні числа хвильового вектора, відповідні до одного значення λ , в порядку зростання. Найменшу енергію має дипольна поляризаційна мода першого порядку ($\lambda = 1, n=1$), всі інші моди - квадрупольна ($\lambda = 2$), монопольна ($\lambda = 0$), октупольна ($\lambda = 3$), знаходяться значно вище по шкалі енергій. Оціночно енергія дипольного коливання для ядра з $A=100$ рівна 17MeV, Колективні коливання з такою великою енергією можуть існувати лише короткий проміжок часу так як вони швидко затухають, передаючи свою енергію іншим ступеням свободи ядра (в тому числі одночастинковим, що закінчується випусканням нуклонів ядра), Але чим більший час життя t стану, тим більше відповідно

принципу невизначеності, його ширина $\Delta E \sim \eta / \tau$

тому на експерименті нейтронно-протонні поляризаційні коливання спостерігаються у вигляді широких піків - гігантських резонансів.

12.3 АНГАРМОНІЧНІ КОЛИВАННЯ ВАЖКИХ ЯДЕР. ЯДЕРНІЙ ПОДІЛ.

Нехай ядро випадковим чином деформується, маємо деформований еліпсоїд який описується поліномом Лежандра $r(\theta) = R(1 + \sum a_n P_n(\cos\theta)) = R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + \dots)$ Присутні тільки парні гармоніки. Об'єм ядра

$$V = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^r \sin\theta d\theta d\varphi r^2 = 4\pi / 3 * R^3 (1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2) = const$$

бо не можливе стиснення п $a_0 = -\frac{1}{5} a_2^2$

лоща ядра $S = 2\pi R^2 (1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2) \Rightarrow 2\pi R^2 (1 + \frac{1}{5} a_2^2)$ Енергія зв'язку ядра

$$W = -cA + c_s A^{2/3} + c_q \frac{z^2}{A^{1/3}} + \dots$$

де $c_s A^{2/3} = 4\pi R^2 \sigma = 4\pi R_0^2 A^{2/3} \sigma$

$S\sigma = c_s A^{2/3} (1 + \frac{1}{5} a_2^2)$ Як пов'язана енергія зв'язку з деформацією

$$W_q = \sum_{i,q} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle Z^2 \frac{e^2}{2} = \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle \Big|_{\text{сфера}} = \frac{6}{5} \frac{1}{R} \text{ порахуємо для еліпсоїда}$$

$$\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle \Big|_{\text{Еліпс}} = \frac{6}{5} \frac{1}{R} \left(1 - \frac{1}{5} a_2^2\right) \Rightarrow W_q = \frac{6}{5} \frac{1}{R} Z^2 e^2 \left(1 - \frac{1}{5} a_2^2\right) = \frac{6}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0 A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5} a_2^2\right) \text{ Для деформації}$$

$$\text{ядра } W_{\text{деф}} = -c_s A + c_s A^{2/3} \left(1 - \frac{1}{5} a_2^2\right) + c_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5} a_2^2\right) \text{ бачимо що поверхнева енергія зростає а кулонівська спадає, сумарно як}$$

$$W_{\text{деф}} - W_{\text{недеф}} = -c_s A^{2/3} a_2^2 - c_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{1}{5} = \frac{2c_s a_2^2 A^{2/3}}{5} \left(1 - \frac{c_q}{2c_s} \frac{Z^2}{A}\right) \text{ що } \frac{Z^2}{A} < 48 \text{ то}$$

$$W_{\text{деф}} > W_{\text{недеф}} \text{ ядра нестійкі А при } \frac{Z^2}{A} > 48 \text{ ядра стійкі. Наближено}$$

$$A \approx (2,0 - 2,5)Z \Rightarrow \frac{Z^2}{A} \rightarrow \frac{A}{4 \dots 6} < 48 \Rightarrow A < 180 - 230 \text{ ядра є стійкими, а вище нестійкі}$$

13. Оболонкова модель.

Ядрам притаманна певна періодичність, аналогічно періодичності атомів в таблиці Менделєєва. Ядра, що містять магічне число протонів або нейтронів (2, 8, 20, 50, 82 і 126 для нейтронів), і особливо двічі магічні вирізняються особливою стабільністю. Наприклад для таких ядер як ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ енергія збудження приблизно на порядок більша (~1 MeV), ніж для не “магічних” ядер.

Періодичну повторюваність властивостей атомних ядер, немонотонну залежність енергії зв'язку від масового числа та деякі інші експериментальні дані намагається пояснити оболонкова модель ядра. Вона будується по аналогії з теорією періодичної системи хімічних елементів. На перший погляд така аналогія не можлива по таким причинам:

Атом

1. Існує спільний силовий центр (ядро)
2. Електрони взаємодіють між собою слабо в порівнянні з взаємодією з ядром
3. Існує далеко діюче центральне поле (кулонівське)
4. Електрони займають малу частину атома
5. Електрони рухаються майже вільно

Ядро

1. Спільного силового центра немає
2. Нуклони між собою сильно взаємодіють
3. Немає далеко діючого поля, є сукупність локальних парних взаємодій
4. Ядро щільно заповнено нуклонами
5. Вільного руху немає, нуклони наштовхуються один на одного.

Однак слід врахувати такі особливості : по-перше, в не збудженому ядрі нуклони займають всі енергетично найнижчі стани, а принцип Паулі забороняє двом однаковим нуклонам знаходитись в одному і тому ж квантовому стані. При зіткненні двох нуклонів один з них повинен втратити енергію і перейти в енергетично більш низький стан. А такий процес неможливий так, як в ядрі всі такі стани вже зайняті. В результаті, якщо ядро знаходиться в не збудженому стані, то ефективно все це проявляється так, ніби довжина вільного пробігу нуклона в ядрі стала більше і перевищує розміри самого ядра. Тобто можна говорити про

незалежний рух нуклонів в ядрі. По-друге, сильна взаємодія між нуклонами і малий радіус дії ядерних сил дозволяють ввести центральносиметричне поле, в якому незалежно рухаються нуклони.

14. Самоузгоджений ядерний потенціал та роль спіно-орбітальної взаємодії.

В оболонковій моделі ядра реальні сили, що діють між нуклонами, замінюються самоузгодженим полем, в якому незалежно один від одного рухаються нуклони. Але сили між нуклонами в ядрі вивчені досить мало, тому самоузгоджене поле в ядрі треба підбирати емпіричним шляхом, так щоб найкращим чином узгодити результати оболонкової моделі з експериментальними даними.

З врахуванням електричної взаємодії між нуклонами, самоузгоджені поля повинні підбиратись окремо для протонів і нейтронів. Але ядерні сили між протонами і нейтронами однакові, а електричне відштовхування між протонами на малих відстанях в сотні разів слабше ядерних сил. Тому в першому наближенні самоузгоджене поле для протонів і нейтронів можна вважати однаковим.

Приблизно, самоузгоджений потенціал являє собою потенціальну яму:

$$U = \begin{cases} U_0, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases}$$

, тобто задачу нуклонів в ядрі можна розглядати по законам квантової механіки.

Стаціонарні стани нуклона можна характеризувати 4-ма квантовими числами: головним квантовим числом n , орбітальним квантовим числом l , квантовим числом j повного моменту, квантовим числом m_j , що визначає проекцію повного моменту на вибраний напрямок.

Стан нуклонів в ядрі сильно залежить від орієнтації спінів нуклонів (спін – орбітального зв'язку). Енергія спіно – орбітального зв'язку :

$$U_{SL} = -\frac{\hbar^2}{2m^2 c^2 r} \cdot \frac{\partial U_k}{\partial r} \cdot (\vec{S} \vec{L})$$

, а рівняння Шредінгера :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + (U_{\text{я}}(r) + U_k(r) + U_{SL}(r)) \Psi = E \Psi$$

де

$$\Psi_{nlj} = \varphi_{nl}(r) \rho_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi} = \varphi_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

СПІНО-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ - ВПЛИВ СПІНА НА РУХ КВАНТОВОЇ ЧАСТИНКИ.

СПІНО-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ - РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ЕФЕКТ. ВОНА ТИМ СИЛЬНІША, ЧИМ БІЛЬША ШВИДКІСТЬ ЧАСТИНКИ. ТОМУ, ЯКЩО ДЛЯ АТОМІВ ЛЕГКИХ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, ЕЛЕКТРОНИ ЯКИХ РУХАЮТЬСЯ ДОВОЛІ ДАЛЕКО ВІД ЯДРА І МАЮТЬ НЕ ДУЖЕ ВИСОКІ ШВИДКОСТІ, СПІНО-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ ПРИЗВОДИТЬ ЛИШЕ ДО НЕВЕЛИКИХ ПОПРАВOK

У ЕНЕРГІЇ СТАНІВ, ДЛЯ АТОМІВ ВАЖКИХ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, ВНУТРІШНІ ЕЛЕКТРОНИ ЯКИХ ПЕРЕБУВАЮТЬ БЛИЗЬКО ДО ЯДРА І МАЮТЬ ЗНАЧНІ ШВИДКОСТІ ОБЕРТАННЯ, СПІН-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ Є СУТТЄВИМ ЕФЕКТОМ.

СПІН-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ ЗВ'ЯЗУЄ СПІНОВУ ПІДСИСТЕМУ КВАНТОВОЇ СИСТЕМИ З ЇЇ КООРДИНАТНОЮ ПІДСИСТЕМОЮ. ФАКТИЧНО ЦЕ ОЗНАЧАЄ, ЩО ЗАВДЯКИ СПІН-ОРБІТАЛЬНІЙ ВЗАЄМОДІЇ ВЕКТОР СПІНУ МАЄ ОРІЄНТАЦІЮ В ЗВИЧАЙНОМУ КООРДИНАТНОМУ ПРОСТОРИ. НАПРИКЛАД, У ФЕРОМАГНЕТИКУ БЕЗ ВРАХУВАННЯ СПІН-ОРБІТАЛЬНОЇ ВЗАЄМОДІЇ СПІНИ ЕЛЕКТРОНІВ МОГЛИ Б БУТИ ДОВІЛЬНО-ОРІЄНТОВАНИМИ. ОДНАК, СПІН-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ ПРИЗВОДИТЬ ДО ТОГО, ЩО У КРИСТАЛІ ІСНУЮТЬ ТАК ЗВАНІ ОСІ ЛЕГКОГО НАМАГНІЧУВАННЯ, СТРОГО ОРІЄНТОВАНІ ВЗДОВЖ ПЕВНИХ НАПРЯМКІВ КРИСТАЛІЧНОЇ ҐРАТКИ.

СПІН-ОРБІТАЛЬНА ВЗАЄМОДІЯ ЗУМОВЛЮЄ ТАКОЖ ВЕЛИКУ КІЛЬКІСТЬ ІНШИХ ВАЖЛИВИХ ЯВИЩ У ФІЗИКІ МІКРОСВІТУ. НАПРИКЛАД, ЯВИЩЕ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЇ ЗДЕБІЛЬШОГО ЗВ'ЯЗАНЕ З ПЕРЕХОДОМ ЗБУДЖЕНИХ МОЛЕКУЛ ЧИ ЗБУДЖЕНЬ У КРИСТАЛАХ ІЗ СИНГЛЕТНОГО У ТРИПЛЕТНИЙ СТАН. ТАКИЙ ПЕРЕХІД, ЯКИЙ НАЗИВАЮТЬ МІЖСИСТЕМНОЮ КОНВЕРСІЄЮ, МОЖЛИВИЙ ТІЛЬКИ ЗАВДЯКИ ВЗАЄМОДІЇ СПІНОВОЇ І КООРДИНАТНОЇ СКЛАДОВИХ ВЕКТОРІВ СТАНУ.

15. Пояснення магічних чисел.

Група рівнів, близьких один до одного по енергії, називається *оболонкою*. Для перекладу нуклона з однієї оболонки в іншу потрібна досить велика енергія, що істотно перевищує енергії, необхідні для переходів з одного рівня на іншій усередині оболонки.

Очевидно, що ядра, у яких всі нуклони хоч би одного сорту (тут «сорт» це різні нуклони: протон нейтрон і так далі) знаходяться в замкнутих (повністю заповнені оболонки) оболонках, повинні володіти підвищеною стійкістю. Такі особливо стійкі ядра дійсно існують. Вони отримали назву магічних. З досвідчених даних виходить, що магічними є ядра, що містять 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 нуклонів одного вигляду, тобто або протонів, або нейтронів. Тільки що перераховані числа також називаються магічними(магічні числа). Ядра, в яких магічним є як число про тонів, так і число нейтронів, називаються двічі магічними. Таких ядер відомо всього п'ять: ${}^2_2\text{He}^4$ ($Z=2, N=2$); ${}^8_8\text{O}^{16}$ ($Z=8, N=8$); ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{40}$ ($Z=20, N=20$); ${}^{28}_{20}\text{Ca}^{48}$ ($Z=20, N=28$); ${}^{82}_{82}\text{Pb}^{208}$ ($Z=82, N=126$). Ці ядра особливо стійкі. Зокрема, у них перші збуджені стани лежать на 1 - 2 Мев вище в порівнянні з сусідніми ядрами.

Магічні ядра за рахунок їх підвищеної стійкості володіють цілим рядом інших відмітних властивостей. Багато магічних ядер поширеніші у Всесвіту, чим їх немагічні сусіди. Окрім двічі магічних ядер (окрім ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{48}$) властивістю підвищеної поширеності володіють ${}^{28}_{28}\text{Ni}^{60}$ ($Z=28$); ${}^{38}_{38}\text{Sr}^{88}$ ($N=50$); ${}^{40}_{40}\text{Zr}^{90}$ ($N=50$); ${}^{50}_{50}\text{Sn}^{120}$ ($Z=50$); ${}^{56}_{56}\text{Ba}^{138}$ ($N=82$); ${}^{58}_{58}\text{Ce}^{140}$ ($N=82$). Магічні ядра мають найбільше число стабільних ізотопів і ізотонів. Так, найбільшим зі всіх елементів числом стабільних ізотопів володіє олово ($Z=50$). Ядра з магічним N порівняно слабо поглинають нейтрони. Перетин захоплення нейтрона з енергією порядку одного Мев при $N=50, 82, 126$ менше на 1-2 порядки, чим на ядрах з близькими значеннями N .

16 УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЯДРА



Досвід показує, що у більшості ядер окрім одночасткових мір свободи, що описуються оболонковою моделлю, виявляються також і колективні міри свободи. Це підтверджується величинами квадрупольних моментів ядер, а також наявністю збуджених станів, що відповідають оберतालним і коливальним модам колективних рухів в ядрі. Крім того, в експерименті виявилася неузгодженість в лініях спектру, вслідствие зроблених припущень. Наприклад, нуклон, який рухається по поверхні заповненої оболонки, деформує потенційну яму. Відцентрова енергія:

$$U = \frac{L}{2mR^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} = \left| l=1; R=3 \cdot 10^{-13} \text{ см} \right| \frac{10^{-54} \cdot 1 \cdot 2}{2 \cdot 2 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{-25}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ ерг} \cdot \frac{1}{1.6 \cdot 10^{-6}} = 2.5 \text{ MeV}$$

- додатковий тиск на стінку ядра;

Так звана *узагальнена модель ядра* об'єднує оболонкову і краплинну моделі в одну і розглядає ядро з погляду уявлення про незалежність руху окремих нуклонів в самоузгодженому полі, що поволі змінюється. При цьому ступені свободи, пов'язані з рухом одного або декількох слабозв'язаних нуклонів в самоузгодженому полі, враховуються, як в оболонковій моделі, а колективні ступені свободи, пов'язані із зміною форми і орієнтації ядра в просторі, враховуються так само, як в краплинній моделі.

17-Області проявлення, інтенсивність та основні характеристики гравітаційних та електромагнітних сил, сил слабкої та сильної взаємодії.

Під елементарними частинками розуміють такі мікрочастинки, внутрішню структуру яких на сучасному рівні розвитку фізики не можна представити як об'єднання других частинок. Кожна така частинка веде себе як єдине ціле. Елементарні частинки можуть перетворюватись одна в одну. Зараз відомо чотири види взаємодій між елементарними частинками: 1) Сильна (взагалі-то ця взаємодія розпадається на дві – сильна і помірно сильна, але це ми розглядати не будемо); 2) Електромагнітна; 3) Слабка; 4) Гравітаційна. Види взаємодій перераховані в порядку спадання інтенсивності.

Сильна взаємодія.

Цей вид взаємодії називають також ядерним, так як він забезпечує зв'язок нуклонів в ядрі.

Інтенсивність взаємодії прийнято характеризувати безрозмірною сталою взаємодії G^2 . Ця ж стала характеризує імовірність процесів, обумовлених даною взаємодією. Для сильних взаємодій $G^2 = G_S^2 = 1$. Найбільша відстань, на якій проявляється сильна взаємодія (радіус дії r), складає, як ми знаємо, приблизно 10^{-13} см . Частинка, що пролітає із швидкістю, близькою до швидкості світла, в безпосередній близькості до другої частинки, буде

взаємодіяти з нею на протязі часу $\tau \approx r/c \approx 10^{-13} / 3 \cdot 10^{10} \approx 10^{-23} \text{ сек}$. у

відповідності з цим кажуть, що сильна взаємодія характеризується часом взаємодії τ_s порядку 10^{-23} сек .

Електромагнітна взаємодія.

Радіус дії електромагнітної взаємодії не обмежений ($r = \infty$). Константа взаємодії рівна

$$G^2 = G_e^2 = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Таким чином, інтенсивність електромагнітної взаємодії приблизно в 100 разів менша ніж сильної. Час, необхідний для того щоб проявилась взаємодія, обернено пропорційний її інтенсивності (або імовірності). Тому для електромагнітної взаємодії

$$\tau_e = \tau_s \frac{G_s^2}{G_e^2} \approx 10^{-21} \text{ сек}$$

Слабка взаємодія.

Слабка або розпадна взаємодія відповідальна за всі види β -розпадів ядер (включаючи К-захват), за різноманітні розпади елементарних частинок, а також за всі процеси взаємодії нейтрино з речовиною. Слабка взаємодія (так як і сильна) являється короткодіючою. Стала

взаємодії $G^2 = G_w^2 = 10^{-14}$. Таким чином, час взаємодії. $\tau_w = 10^{-9} \text{ сек}$

(Если плохо видно, то индекс при G и при τ - буквочка «омега»).

Гравітаційна взаємодія.

Радіус дії не обмежений ($r = \infty$). Стала взаємодії дуже мала: $G^2 = G_g^2 = 10^{-39}$. Час взаємодії

складає $\tau_g \approx 10^9 \text{ лет}$. Гравітаційна взаємодія є універсальною, їй підкоряються всі без виключення елементарні частинки. Але в процесах мікросвіту гравітаційна взаємодія помітної ролі не відіграє.

Вид Взаємодії	Стала взаємодії G^2	Час взаємодії τ , сек.	Значення G^2 і τ для різних
Сильна (ядерна)	1	10^{-23}	
Електромагнітна	$1/137 \approx 10^{-2}$	10^{-21}	
Слабка (розпадна)	10^{-14}	10^{-9}	
Гравітаційна	10^{-39}	10^{16} (10^9 лет)	

х видів взаємодії представлені в таблиці:

У відповідності з характером взаємодій, в яких вони можуть брати участь, елементарні частинки поділяються на три класи. (Імовірно існує ще один клас частинок – гравітони (кванти гравітаційного поля). Експериментально ці частинки ще не спостерігались).

1. **Фотони**, γ (кванти електромагнітного поля). Ці частинки беруть участь в електромагнітних взаємодіях, але не беруть участі у сильній і слабкій взаємодії.

2. **Лептони** (грецьке слово лептос означає легкий). До них відносяться частинки, для

яких НЕ характерна сильна взаємодія: мюони (μ^-, μ^+), електрони (e^-, e^+),

нейтрино ($\nu, \bar{\nu}$). Всі лептони мають спіні, рівний $1/2$. Такі частинки підкоряються статистиці Фермі-Дірака (що враховує принцип Паулі), внаслідок чого називаються *ферміонами*. Для всіх лептонів характерна слабка взаємодія. Ті з них, які мають електричний заряд (тобто мюони і електрони) – то взаємодія ще й електромагнітна.

3. **Адрони** (грецьке слово адрос – означає крупний, масивний). Цей клас включає в себе всі сильно взаємодіючі частинки. Поряд із сильним для цих частинок характерні слабка і електромагнітна взаємодія. **Адрони поділяються на дві підгрупи: мезони і баріони.**

Мезони – сильно взаємодіючі нестабільні частинки, які не несуть так званого баріонного заряду. До їх числа належать π - мезони (π^+, π^-, π^0) і К-мезони, або каони (K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0). Маса К-мезонів складає $\sim 970m_e$ ($494MeV$ для заряджених і $498MeV$ для нейтральних К-мезонів). Час життя К-мезонів складає приблизно 10^{-8} сек. Вони розпадаються з утворенням π - мезонів і лептонів, або тільки лептонів. Заряджені π - мезони розпадаються з утворенням лептонів; π^0 - мезон розпадається переважно з утворенням γ -фотонів. Розпад мезонів (за виключенням π^0 - мезона) відбувається за рахунок слабкої взаємодії, внаслідок чого вони відрізняються тривалістю життя ($\sim 10^{-8}$ сек), що значно перевищує „ядерні часи” (рос. «ядерные времена»). Розпад π^0 - мезона на γ - фотони визначається не слабкою, а електромагнітною взаємодією

(фотони в слабких взаємодіях участі не беруть). У відповідності з цим час життя π^0 - мезона ($\sim 10^{-16}$ сек) на багато порядків менше, ніж часи життя інших мезонів. На відміну від лептонів для мезонів характерна не тільки слабка (а якщо вони заряджені – то й електромагнітна), але також і сильна взаємодія, яка проявляється при взаємодії їх між собою, а також при взаємодії між мезонами і баріонами. Спін всіх мезонів рівний нулю, так що принцип Паулі на них не розповсюджується. Частинки з цілим (або нульовим) спіном підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна, у зв’язку з чим носять назву **бозони**.

Підгрупа **баріонів** об’єднує в собі нуклони (р, n) і нестабільні частинки з масою,

більшою маси нуклонів, які отримали назву **гіперони** ($\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^-, \Xi^0, \Xi^+, \Omega^-$).

Для всіх баріонів характерна сильна взаємодія, і відповідно, вони активно взаємодіють з атомними ядрами. Спін всіх баріонів рівний $\frac{1}{2}$, так що всі баріони є ферміонами. За виключенням протона, всі баріони нестабільні. При розпаді баріона, поряд із іншими частинками, обов’язково утворюється баріон. (Саме так! Тут нема помилки.) Ця закономірність являється одним із проявів закону збереження баріонного заряду.

Додатково: В останній час виявлено близько 70 короткоживучих частинок, які отримали назву **резонанси**. Ці частинки представляють собою резонансні стани, що утворені двома або більшим числом елементарних частинок. Час життя резонансів складає всього-навсього $\sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ сек. Це вказує на те, що розпад резонансів відбувається за рахунок сильної взаємодії. Розпад інших частинок відбувається за рахунок слабкої (іноді - електромагнітної) взаємодії. Тому і час життя їх значно більший.

18 ГІПОТЕТИЧНА ЧАСТИНКА „ГРАВІТОН”

Гравітон - гіпотетичний квант-переносник гравітаційної взаємодії - елементарна частинка без електричного заряду із спином 2 і двома можливими напрямками поляризації. Спин гравітону дорівнює 2 з тієї причини, що плоска гравітаційна хвиля

носить квадрупольний характер, переходячи сама в себе при повороті на 180° навколо осі, паралельної напрямку розповсюдження. Термін «гравітон» був запропонований в 1930-х роках, часто приписується роботі 1934 року Д. І. Блохинцева і Ф. М. Гальперіна. [1][2]

Не дивлячись на відсутність в даний час повноцінної теорії квантової гравітації, можливе квантування слабких обурень заданого гравітаційного поля. В рамках такої лінеаризованої теорії елементарним збудженням і є гравітон. В результаті надзвичайної слабкості гравітаційної взаємодії, експериментальне виявлення окремих гравітонів в даний час не представляється можливим.

Гіпотеза про існування гравітонів з'явилася завдяки успіху квантової теорії поля (особливо Стандартній моделі) в моделюванні поведінки решти фундаментальних взаємодій за допомогою подібних частинок: фотони в електромагнітній взаємодії, глюони в сильній взаємодії, W і Z бозони в слабкій взаємодії. Аналогічно, за гравітаційну взаємодію може також відповідати частинка. Ряд фізиків відкидає гіпотезу про гравітон, як неспроможну [3]. Наприклад, якщо гравітони існують, то вони повинні випромінюватися чорними дірками, що, ймовірно, протіворечит загальної теорії відносності.

Проте спроби розширити Стандартну модель гравітонами стикаються з серйозними теоретичними складнощами в області високих енергій (рівних або таких, що перевищують планківську енергію) із-за расходимостей квантових ефектів (гравітація не ренормалізується). Рішення цього питання було мотивом побудови декількох запропонованих теорій квантової гравітації, зокрема, однією із спроб є теорія струн. Згідно цієї теорії, гравітони, також як і інші частинки - це стани струн, а не точкові частинки, і в цьому випадку нескінченність не з'являється. В той же час при низьких енергіях ці збудження можна розглядати як точкові частинки. Тобто гравітон - це деяке наближення до реальності, яке можна використовувати в області низьких енергій.

19. Фотони та основні процеси квантової електродинаміки

Фотон (від греч. phos, родовий відмінок phots - світло), елементарна частинка, квант електромагнітного випромінювання (у вузькому сенсі - світла). Маса спокою m_0 Ф. дорівнює нулю (з досвідчених даних виходить, що в усякому разі m_0 ($4 \cdot 10^{-21} m_e$, где m_e - маса електрона), і тому його швидкість дорівнює швидкості світла $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек. Спин (власний момент кількості руху) Ф. рівний 1 (в одиницях $\hbar = h/2\pi$, где $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ ерг·сек - постійна Планка), і, отже, Ф. відноситься до бозонів. Частинка із спином J і ненульовою масою спокою має $2j + 1$ станів спинів, що розрізняються проекцією спину, але у зв'язку з тим, що у Ф. $m_0 = 0$, він може знаходитися тільки в двох станах спинів з проекціями спину на напрям руху ± 1 ; цій властивості Ф. у класичній електродинаміці відповідає поперечність електромагнітної хвилі.

Т. до. не існує системи відліку, в якій Ф. покоїться, йому не можна приписати певної внутрішньої парності. По електричній і магнітній мультипольностям системи зарядів, що випромінює даний Ф., розрізняють стани Ф. електричного і магнітного типу; парність електричного мультипольного Ф. рівна $(-1)^l$, магнітного $(-1)^{l+1}$.

Ф. - абсолютно (істинно) нейтральна частинка і тому володіє певним значенням зарядової парності, рівним -1. Окрім електромагнітної взаємодії, Ф. бере участь в гравітаційній взаємодії.

Квантова електродинаміка, квантова теорія електромагнітних процесів; найбільш розроблена частина *квантової теорії поля*. Класична електродинаміка враховує тільки безперервні властивості електромагнітного поля, в основі ж До. е. лежить уявлення про те, що електромагнітне поле володіє також і переривчастими (дискретними) властивостями, носіями яких є кванти поля - *фотони*, фотони володіють нульовою масою спокою, енергією $E = h\nu$ і імпульсом $p = (h/2\pi)\mathbf{k}$, де h - *Планка постійна*, ν - частота електромагнітної хвилі, \mathbf{k} - хвилевий вектор, що орієнтований по напрямку розповсюдження хвилі і має величину $k = 2\pi\nu/c$, c - швидкість світла. Взаємодія електромагнітного випромінювання із зарядженими частинками розглядається в До. е. як поглинання і випускання частинками фотонів.

До. е. кількісно пояснює ефекти взаємодії випромінювання з речовиною (випускання, поглинання і розсіяння), а також послідовно описує електромагнітні взаємодії між зарядженими частинками. До найважливіших проблем, які не знайшли пояснення в класичній електродинаміці, але успішно вирішуються До. е., відносяться теплове випромінювання тіл, розсіяння рентгенівських променів на вільних (точніше, слабо зв'язаних) електронах (*Комптона ефект*), випромінювання і поглинання фотонів атомами і складнішими системами, випускання фотонів при розсіянні швидких електронів в зовнішніх полях (гальмівне *випромінювання*) і тому подібне До. е. з високим ступенем точності описує ці явища, а також будь-які ін. явища взаємодії електромагнітного випромінювання з електронами і позитронами. Менший успіх теорії при розгляді ін. процесів обумовлений тим, що в цих процесах, окрім електромагнітних взаємодій, грають визначальну роль і взаємодії інших типів (сильні *взаємодії*, слабкі *взаємодії*).

Послідовна побудова До. е. привело до перегляду класичних уявлень про закони руху матерії.

20. Властивості ядерних сил: радіус дії та інтенсивність; тензорний та обмінний характер; ізоспінова інваріантність; насичення

Сильні взаємодії, одна з основних фундаментальних (елементарних) взаємодій природи (разом з електромагнітною, гравітаційною і слабкою взаємодіями). Частинки, в с, що беруть участь. ст., називаються адронами

Загальні властивості сильних взаємодій

Короткодійний характер С. ст. Найважливіша особливість С. ст. - їх короткодійний характер; як вже наголошувалося, вони помітно виявляються лише на відстанях близько 10-13 см між взаємодіючими адронами, тобто їх радіус дії приблизно в 100 000 разів менше розмірів атомів. На таких відстанях С. ст. в 100-1000 разів перевищують електромагнітні сили, що діють між зарядженими частинками. Із збільшенням відстані С. ст. швидко (приблизно експоненціально) убувають, так що на відстані декілька радіусів дії вони стають порівнянними з електромагнітними *взаємодіями*, а на ще більших відстанях практично зникають.

Виявляється, що для стабільних на занадто легких ядер ($A \geq 20$) питома енергія зв'язку в грубому наближенні постійна і становить біля 8 МеВ на нуклон. Цей факт свідчить про те, що ядерні сили є короткодійними - їх радіус дії порядку розмірів самих нуклонів і навіть менше. Така особливість ядерних сил проявляється в їх насиченні. В цьому відношенні ядерні сили аналогічні хімічним силам, обумовлюючим валентність хімічних елементів.

Насиченням ядерних сил пояснюється, чому енергія зв'язку не занадто легких стабільних ядер в грубому наближенні пропорційна масовому числу A . Якщо б насичення на було, а

кожній нуклон ефективно взаємодіє з іншими $A-1$ нуклонами, то енергія зв'язку ядра виявилась б пропорційною $A(A-1)/2$, тобто при великих A зростала приблизно другій, а не першій степені A . З насиченням ядерних сил пов'язана і та обставина, що густина ядерної речовини для не занадто легких ядер приблизно стала, тобто не залежить від A . Завдяки цьому радіус ядра R виявляється пропорційний до $A^{1/3}$. Це дає можливість розглядати атомне ядро як краплю нестискуваної рідини, зарядженої додатнім електричним зарядом; таке припущення вводиться в так званій крапельній моделі ядра..

21. Електрослабкі сили.

Слабкі взаємодії, один з чотирьох типів відомих фундаментальних взаємодій між елементарними частинками (три інших типу - електромагнітне, гравітаційне і сильне). С. ст. набагато слабкіше не тільки сильного, але і електромагнітного взаємодій, але набагато сильніше гравітаційного.

Про силу взаємодії можна судити за швидкістю процесів, які воно викликає. Зазвичай порівнюють між собою швидкості процесів при енергіях близько 10^8 — 10^9 *ев*, які є характерними для фізики елементарних частинок, оскільки саме такого порядку маси (виражені в енергетичних одиницях) більшості елементарних частинок (наприклад, маса р-мезона $1,4 \cdot 10^8$ *ев*, маса протона $9,4 \cdot 10^8$ *ев*). При таких енергіях процес, обумовлений сильною взаємодією, відбувається за час $\sim 10^{-24}$ сек; *за цей час* сильно взаємодіюча частинка (адрон, рухома із швидкістю порядку швидкості світла ($3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*), *пролітає* відстань порядку своїх розмірів ($\sim 10^{-13}$ *см*). Електромагнітний процес в цих же умовах триває приблизно 10^{-21} сек. Характерний же час процесів, що відбуваються за рахунок С. ст. («слабких процесів»), значно більше: $\sim 10^{-10}$ сек. Отже в світі елементарних частинок слабкі процеси протікають надзвичайно поволі.

Інша характеристика взаємодії - довжина вільного пробігу частинки в речовині. Сильно взаємодіючі частинки зазвичай затримуються залізною плитою завтовшки в декілька десятків *див*. *Нейтрино* же, що володіє лише С. ст., проходило б, не випробувавши жодного зіткнення, через залізну плиту завтовшки близько мільярда *км*. Ще слабкішою є гравітаційна взаємодія, сила якої при енергії 10^9 *ев* в 10^{33} раз (на 33 порядки) менше, ніж у с. ст. Проте в повсякденному житті роль гравітаційної взаємодії набагато помітніше ролі С. ст. Це пов'язано з тим, що гравітаційна взаємодія, так само як електромагнітне, має нескінченно великий радіус дії; тому, наприклад, на тіла, що знаходяться на поверхні Землі, діє гравітаційне тяжіння з боку всіх атомів, з яких складається Земля. Слабка ж взаємодія володіє настільки малим радіусом дії, що величина цього радіусу до цих пір не зміряна: вона напевно менше 10^{-14} *см*, а можливо, і 10^{-15} *см*, що на два порядки менше радіусу сильної взаємодії. Внаслідок цього, наприклад, С. ст. між ядрами двох сусідніх атомів, що знаходяться на відстані 10^{-8} *см*, абсолютно нікчемно.

22. Відкриття мюонів та загальні властивості лептонів.

не может существовать нейтральный мюон.

Лептони – це частинки, які не приймають в сильній взаємодії і мають спін $\frac{1}{2}$. До них відносять електрони, мюони, таони та відповідні ним нейтрино. Лептони приймають участь в слабкій взаємодії. За виключенням нейтрино, лептони приймають участь і в електромагнітних взаємодіях. Всі лептони можна віднести до суто елементарних частинок, оскільки у них, на відміну від адронів, не знайдена внутрішня структура.

Існує три види лептонних зарядів: електронний L_e (для e та ν_e), мюоний L_μ (для μ та ν_μ) і таоний L_τ (для τ та ν_τ). Тут ν_e , ν_μ , ν_τ - електронне, мюонне та таонне нейтрино. З досліду слідує, що це різні нейтрино.

За допомогою лептонних зарядів легко інтерпретується встановлений експериментально закон, згідно якого в замкнутій системі при \forall процесах різниця між числом лептонів та антилептонів зберігається (це саме відноситься і до баріонів).

Домовились вважати, що

$$L_e = L_\mu = L_\tau = \begin{cases} +1 \text{ для лептонів } (e^-, \nu_e; \mu^-, \nu_\mu; \tau, \nu_\tau) \\ -1 \text{ для антилептонів } (e^+, \tilde{\nu}_e; \mu^+, \tilde{\nu}_\mu; \tau^+, \tilde{\nu}_\tau) \end{cases}$$

Для всіх інших елементарних частинок лептонні заряди приймаються рівними нулю. Закон збереження лептонного заряду вимагає, щоб при розпаді, наприклад, нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ разом з електроном з електроном народжувалося електронне антинейтрино, так як сумарний лептонний заряд цих двох частинок рівний нулю. З формули для розпаду нейтрона слідує, що оскільки протон p - частинка ($B=+1$), то частинкою є й нейтрон n (також $B=+1$). (Тут B - скоріш за все баріонний заряд частинки). Законом збереження лептонного заряду пояснюється неможливість наступних процесів: $\nu_\mu + p \rightarrow e^+ + n$, $\nu_e + p \rightarrow \mu^+ + n$, хоча іншим законам збереження вони дозволені. Процеси $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$, що задовільняють закону збереження лептонного заряду, спостерігали експериментально. Ці два приклади показують, що нейтрино (як електронне, так і мюонне) не тотожні своїм античастинкам. Після того, як було встановлено, що ν_e та ν_μ - різні частинки, і були введені різні лептонні заряди L_e та L_μ . Аналогічно було діло і з введенням таонного лептонного заряду L_τ .

Зведена таблиця для лептонів:

Тип	Символ	Маса, MeV	Спін	Час життя, с	Тип взаємодії		
					Сильна	Слабка	Ел.-магнітна
Електрони	β^\pm	0,51	1/2	∞	-	+	+
Нейтрино	ν_e, ν_μ	<10eV		∞	- -	+ +	- -
τ -лептони	τ^\pm	11784		$5 \cdot 10^{-13}$	-	+	+
мюони	μ^\pm	103		$2.2 \cdot 10^{-8}$	-	+	+

Мезони							
Піон	π^\pm	140	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	+	+	+
	π^0	135	0		+	+	-
Каон	K^\pm	494	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	+	+	+
	K^0	498	0		+	+	-
Омезон	η^\pm	1869	0	10^{-9}	+	+	+
	η^0	1864	0	10^{-9}	+	+	-
				10^{-12} 10^{-12}			
Баріони							
протон	p	939,6	$\frac{1}{2}$	$>10^{17}$	+	+	+
нейтрон	n	939,6	$\frac{1}{2}$	10^3	+	+	-
гіперон	Λ^\pm	1115	$\frac{1}{2}$	$2,6 \cdot 10^{-10}$	+	+	-
	Σ^\pm	1180	$\frac{1}{2}$		+	+	+
	Σ^0	1192	$\frac{1}{2}$	$0,8 \cdot 10^{-10}$	+	+	-
				$6 \cdot 10^{-25}$			

24. Кваркова структура баріонів та мезонів, експериментальні проявлення

До середини шестидесятих років число виявлених сильновзаємодіючих елементарних частинок - адронів переважило за 100. Виникла впевненість, що спостережувані частинки не відображають граничний елементарний рівень матерії.

У 1964 році незалежно один від одного М. Гелл-манн і д. Цвейг запропонували модель кварків - частинок, з яких можуть складатися адрони. Поява такої моделі була цілком природною. Експерименти по розсіяню електронів на нуклонах показали, що нейтрон і протон на відміну від електрона мають складну структуру. Тому гіпотеза про нові фундаментальні частинки, з яких можна будувати адрони, здавалася цілком правдоподібною.

Легко бачити, що кварків у складі нуклона повинно бути не менше двох, щоб з них можна було отримати нульовий електричний заряд нейтрона і позитивний - протона. Спини у нуклонів $1/2$, отже, для того, щоб отримати такі спини, кварків в нуклоні повинне бути непарне число, а спини їх напівцілі. Таким чином, в нуклоні повинні бути 3 кварки двох типів. Вирішуючи нескладну систему рівнянь для електричних зарядів, отримуємо $q_1 = -1/3$ і $q_2 = +2/3$. Приписавши кваркам такі заряди і поклавши їх спини $1/2$, можна описати не тільки нуклони і нуклонні резонанси, але і π і ρ -мезони. Баріони "конструювалися" з трьох кварків, мезони "конструювалися" з кварка і антикварка.

Всі виявлені до 1974 р. адрони, у тому числі і дивні, для яких необхідно було ввести s-кварк, можна було описати, складаючи їх з кварків всього лише трьох типів - u, d, s. При цьому трьохкваркова модель адронів здавалася достатньо замкнутою - кожній комбінації кварків відповідала експериментально спостережувана частинка, а "зайвих" частинок не виходило.

1974 рік завершився для фізиків сенсацією. Одночасна дві групи фізиків оголосили про спостереження нової частинки. Тепер її називають J/ψ . Маса виявленої частинки ~ 3.1 ГэВ.. Причиною сенсації був незвичайно великий час життя J/ψ . Виявилось, що її час життя майже в 1000 разів більше, ніж у відомих частинок такої маси. Подальші дослідження показали, що причиною такого долгожиття є те, що в її склад входить новий невідомий раніше s-кварк, названий зачарованим кварком. Було висловлено припущення, що це мезон, що складається з s-кварка і s-антикварка, тобто це частинка з прихованою чарівністю. Так само як з s-кварком пов'язано квантове число s - дивність, s-кварк несе нове квантове число z, назване "чарівністю". Зачарований кварк повинен породжувати нове сімейство адронів, що мають в своєму складі s-кварк або s-антикварк. Всі ці частинки важкі, оскільки маса зачарованого кварка більше маси дивного кварка. Отже кварків стало 4, але на цьому відкриття нових кварків не завершилося.

У 1977 році були відкриті нейтральні мезони з масами близько 10 ГэВ. Вони отримали назву іпсилон-мезонів. Так само як і J/ψ -мезони вони спостерігалися в реакції утворення мюонних пар в протон-ядерних зіткненнях і на електронно-позитронних коллайдерах і також як -мезони вони довго живуть (ширина розпаду γ -мезона 53 кев). Це означало відкриття п'ятого кварка b (від beauty). До складу -мезона входять b-кварк і b-антикварк і він володіє прихованою красою.

Після майже двадцятирічних пошуків, в 1995 році був відкритий шостий, "найважчий" кварк - t-кварк.

Таким чином, на цьому етапі розвитку наших уявлень про структуру матерії на перший план виходять "нові елементарні частинки" - кварки. Всі адрони складаються з шести кварків і є достатньо серйозні підстави вважати, що їх не повинно бути більше.

Адрони підрозділяються на **баріони**, що мають баріонний заряд $B = 1$, і **мезони**, для яких $B = 0$. Баріони складаються з трьох кварків. Мезони - з кварка і антикварка. Баріони є ферміонами (мають напівцілий спин), мезони є бозонами (мають нульовий або цілочисельний спин). Адрони також характеризуються квантовими числами s (дивність), z (чарівність), b (краса), t (істина), ізоспіном I і його третьою проекцією I_3 .

Мезони і баріони можна утворити з кварків різних типів, складаючи їх різні комбінації. Наприклад:

$$\pi^+(u\bar{d}), \pi^-(d\bar{u}), K(s\bar{d}), p(uud), \Delta^{++}(uuu), \text{ и т.д.}$$

25. Систематизація лептонів і кварків: покоління, аромати, колір.

Фундаментальні частинки можна розбити на два типи - на частинки речовини - фундаментальні ферміони і калібрувальні бозони, що переносять взаємодії між частинками речовини.

Фундаментальними ферміонами - частинками речовини є кварки і лептони. Кварки і лептони є ферміонами і мають власний спин $J = 1/2$.

Покоління

У стандартній моделі лептони і кварки групуються в левоспіральніє дублети - покоління. Сьогодні відомо 3 покоління лептонів і кварків:

	Лептони	Кварки
1 поколение:	ν_e, e^-	u, d
2 поколение:	ν_μ, μ^-	c, s
3 поколение:	ν_τ, τ^-	t, b

Оцінка кількості поколінь проводилася за часом життя Z -бозона, тобто визначалася максимальна кількість можливих типів нейтрино (а значить і поколінь) на яких може розпадатися Z -бозон, по перетину в максимумі і ширині резонансної кривої e^+e^- анігіляції в Z -бозон.

Аромат

Кварки мають внутрішні квантові числа: електричний заряд Q , спин $1/2$, парність P , баріонне число B , ізоспін I , проекцію ізоспіна I_3 , дивність s , шарм z , bottomness b , topness t . Сукупність цих внутрішніх квантових чисел, що характеризують певний тип кварка, називається також "ароматом" кварка.

Характеристика	Тип (аромат) кварка					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Барионное число B	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Спин J	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Четность P	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Изоспин I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина I_3	-1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность s	0	0	-1	0	0	0
Очарование (charm) c	0	0	0	+1	0	0
Красота (bottomness) b или beauty) b	0	0	0	0	-1	0

Верхний (topness) t	0	0	0	0	0	+1
Масса в составе адрона, ГэВ	0.33	0.33	0.51	1.8	5	
Масса "свободного" кварка, ГэВ	0.007	0.005	0.15	1.3	4.1-	174 4.4

Цвет

Простейшая кварковая модель столкнулась с нарушением принципа Паули при построении таких барионов как $\Omega^-(sss), \Delta^{++}(uuu), \Delta^-(ddd)$. Ці баріони складаються з трьох тотожних кварків, що знаходяться в симетричних станах по просторових координатах, спині і ароматі (типу кварка). Для того, щоб зберегти принцип Паулі, необхідно було ввести для кварків ще одну додаткову міру свободи. Ця дискретна змінна отримала назву кольору і приписується всім кваркам. Колір має 3 можливих значення, звичайно це червоний (к), синій (с) і зелений (з). Існує колірна симетрія сильних взаємодій. Сильна взаємодія кварка не залежить від його колірнього стану, тобто він однаковий для всіх трьох квітів. Оскільки адрони складаються з кварків, то структура адронів в основному визначається сильною і електромагнітною взаємодією кварків

26. Проміжні бозони та уявлення про об'єднану теорію електрослабких сил - квантову ароматодинаміку.

Проміжні бозони - частинки із спином одиниця, заряджені W^\pm і нейтральні Z^0 , являючися переносниками слабкої взаємодії. **Електрослабка взаємодія** об'єднує електромагнітну і слабку взаємодії в рамках єдиного опису. Це і закон Кулона, і магнітні явища, і електромагнітні хвилі (фотони). Слабкі взаємодії - приводять до розпадів багатьох частинок, і в більшості подібні до електромагнітних взаємодій, але приводять до сил, які на відміну від далекодействующих кулонових є короткодіючими. Короткодействие означає, що частинки, відповідні полям, що здійснюють перенесення взаємодій, мають масу не нульову, як фотони, а визначену, причому досить велику. Тоді замість закону Кулона для потенціалу ми маємо

закон Юкавы: $V(r) = -\frac{g^2}{r} e^{\mu r}$ $\mu = \frac{Mc}{\hbar}$, здесь M - масса частицы и g - соответствующий полю заряд, который несет на себе частица, c - скорость света и \hbar - постоянная Планка. Всего таких массивных частиц имеется три: две электрически заряженные W^+ и W^- и нейтральная Z^0 . Частицы W^+ , W^- , Z^0 , называемые **промежуточными бозонами**, имеют массы, определённые экспериментально:

Частица	Масса	Спин
W^\pm	80.33 ГэВ	1
Z^0	91.19 ГэВ	1

Единица массы, которая здесь использована: $\text{ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ ☺, а электронвольт (эВ) есть внесистемная единица энергии, равная энергии, приобретаемой одним электроном при прохождении разности потенциалов 1В. Пользуясь знаменитым соотношением $E = mc^2$, мы связываем единицу энергии с массой.

Далі, взаємодія влаштована так, що *нейтральний проміжний бозон* може переходити в пари кварк-антикварк і лептон-антилептон, а ці пари у свою чергу можуть

объединяться в Z^0 . Идут, например, такие процессы:

$$\begin{aligned} Z &\rightarrow e^+ e^-, & Z &\rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e, & Z &\rightarrow \mu^+ \mu^-, & \dots \\ Z &\rightarrow uu, & Z &\rightarrow dd, & Z &\rightarrow ss, & \dots \\ e^+ e^- &\rightarrow Z, & \nu_e \bar{\nu}_e &\rightarrow Z, & \mu^+ \mu^- &\rightarrow Z, & \dots \\ uu &\rightarrow Z, & dd &\rightarrow Z, & ss &\rightarrow Z, & \dots \end{aligned} \quad (1)$$

где многоточием мы обозначили пары других лептонов и кварков которые можно взять из

таблицы (2): $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \\ \mu \\ \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \\ c \\ s \\ t \\ b \end{pmatrix}$ (2) (1-ый столбец –лептоны, 2-ой столбец кварки. (РАЗБУПЛЯЛОВО)

Лептоны объединяются в пары. => Заряженному электрону соответствует нейтральная частица нейтрино электронное ν_e , а позитрону - антинейтрино электронное $\bar{\nu}_e$. Таких пар к настоящему времени открыто три (три рядка таблицы): в дополнение к электронной еще мюон μ (который тяжелее электрона в 207 раз) со своим нейтрино ν_μ и тау-лептон τ (в 3478 раз тяжелее электрона) и его нейтрино ν_τ .

Кварки тоже группируются в пары. первая пара кварков: u (заряд $2/3 e$) и d (заряд $-1/3 e$). Следующая пара кварков: c ($2/3 e$) и s ($-1/3 e$). Наконец, существует тяжелый кварк b ($-1/3 e$), возможный партнер которого с зарядом $2/3 e$ был предсказан и назван t -кварком. Почему он был предсказан? Только по аналогии: три пары лептонов - три пары кварков). *Заряженные промежуточные бозоны* W^\pm тоже взаимодействуют в обе стороны с

парами кварк-антикварк и лептон-антилептон, имеющими суммарный заряд $\pm e$:

$$\begin{aligned}
 W^+ &\leftrightarrow e^+ \underline{V}_e, & W^+ &\leftrightarrow \mu^+ \underline{V}_\mu, & W^+ &\leftrightarrow \tau^+ \underline{V}_\tau, \\
 W^+ &\leftrightarrow \underline{u} \underline{d}, & W^+ &\leftrightarrow \underline{c} \underline{s}, & W^+ &\leftrightarrow \underline{b} \underline{t}, \\
 W^- &\leftrightarrow e^- \underline{V}_e, & W^- &\leftrightarrow \mu^- \underline{V}_\mu, & W^- &\leftrightarrow \tau^- \underline{V}_\tau, \\
 W^- &\leftrightarrow \underline{u} \underline{d}, & W^- &\leftrightarrow \underline{c} \underline{s}, & W^- &\leftrightarrow \underline{b} \underline{t},
 \end{aligned}
 \quad (3) \text{ Тоєсть знаючи набір елементарних частинок (2),}$$

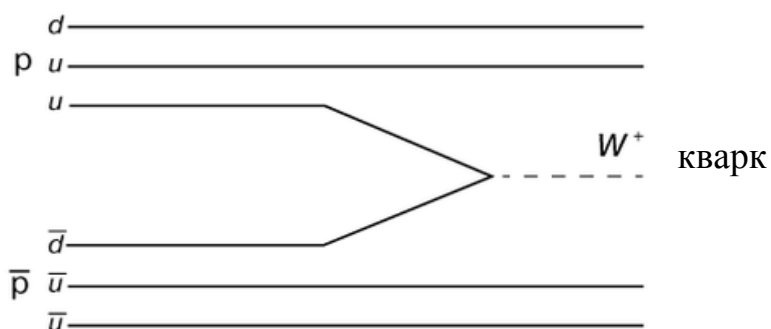
можно отримати переходи (1) і (3), оскільки нам треба тільки знати, що в переходах беруть участь частинки, що належать деякій одній парі, і потрібно прослідкувати, щоб зберігався електричний заряд. (З невеликою інтенсивністю можливі переходи між кварками з різних пар, але це виключення.) Електрослабка теорія добре описала відомі факти, але проміжні бозони W^\pm и Z^0 пока не были экспериментально зарегистрированы. Для того чтобы

породить частицы с такими большими массами (предсказанная масса W^\pm , например, в 85,5 раз больше массы протона), нужно столкнуть протоны с очень высокой энергией. Таких энергий не было в распоряжении физиков во время создания электрослабой теории. Если, мы устроим столкновение протонного и антипротонного пучков, в каждом из которых энергия частицы равна E , то суммарная энергия столкновения будет $2E$. С условия

$$2E > mc^2 \text{ если столкнуть два таких пучка, то может быть рождена частица с массой } m .$$

Рассмотрим процесс $p^+ \bar{p}^- \rightarrow W^+ X$ (4) где под X понимается набор всевозможных состояний, например, $\bar{p} n$. (Как в реакции (4) может появиться W^\pm ?) Процесс проиллюстрирован на рисунке:

(Схематическое изображение процесса рождения промежуточного бозона W в протон-антипротонном столкновении. Кварки u и \bar{d} сливаются в W^+). При этом u из протона и антикварк из антипротона сливаются в W^+ согласно одному из элементарных процессов набора (3). Аналогичным образом пары при слиянии,



могут дать нейтральный промежуточный бозон Z^0 . (Как увидеть рождение W^\pm или Z^0 ?) Эти частицы за счет переходов (1) и (3) быстро распадаются. Среди каналов распада W^\pm ,

согласно (3), есть, например, такие: $W^+ \rightarrow e^+ \underline{V}_e, W^+ \rightarrow \mu^+ \underline{V}_\mu$ (7) Позитрон или положительно заряженный мюон с высокой эффективностью может быть зарегистрирован экспериментальной аппаратурой, и это будет служить меткой рождения W^\pm . Нейтрино улетают, не оставляя следа, и уносят значительную долю энергии. Что касается Z^0 , то здесь

положение еще лучше. Ведь согласно (3) идут распады $Z \rightarrow e^+ e^-, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (5). Таким образом, нужно зарегистрировать пары положительно и отрицательно заряженных лептонов, образующихся в распадах (5). Что и было сделано в 1983 году, и что подтвердило правильность теории.

27. Глюони, міжкваркові взаємодії та основні ідеї квантової хромодинаміки.

Сама ідея кварків виникла в результаті блискучої спроби класифікувати велику кількість частинок, що беруть участь в сильних взаємодіях і званих адронами. М. Гелл-ман і Г. Цвейг припустили, що всі адрони складаються з відповідного набору фундаментальних частинок - кварків, їх антикварків і переносників сильної взаємодії - глюонів. Маса спокою глюонів, як і у фотона, дорівнює нулю. Крім того, глюони електрично нейтральні і не володіють слабким зарядом. Вже створена теорія, так звана **квантова хромодинаміка**, яка описує поведінку кваркових систем у вакуумі. Квантовохромодинамічеськіє розрахунки на якісному рівні, а для деяких випадків на точному кількісному рівні описують експериментальні дані. Згідно цієї теорії, переносниками сильної взаємодії є елементарні частинки - **глюони**. По сучасних уявленнях частинки, що беруть участь в сильній взаємодії і звані **адронами**, складаються з елементарних частинок - **кварків**. Кварками є ферміони із спином $1/2$ і ненульовою масою. Найбільш дивовижною властивістю кварків є їх дробовий електричний заряд. Кварки формуються в три пари (три покоління дублетів), що

позначаються таким чином: $\begin{matrix} u & c & t \\ d & s & b \end{matrix}$ Кожен тип кварка прийнято називати ароматом, так що існують шість кваркових ароматів. При цьому u-, c-, t-кварки имеют електрический

заряд $\frac{2}{3}|e|$, а d-, s-, b-кварки - електрический заряд $-\frac{1}{3}|e|$, где e - заряд електрона. Крім того, існують три кварки даного аромату. Вони відрізняються квантовим числом, званим кольором і що набуває три значення: жовтий, синій, червоний. Кожному кварку відповідає антикварк, що має по відношенню до даного кварка протилежний електричний заряд і так званий антиколір: антижовтий, антисиній, античервоний. Зважаючи на число ароматів і квітів, ми бачимо, що всього існують 36 кварків і антикварків. Кварки взаємодіють один з одним за допомогою обміну вісьма глюонами (англійське слово "glue", від якого утворено

назва глюонів, має значення "клей", "приклеювати"), які є безмассовіє бозонами із спином 1. В процесі взаємодії кольору кварків можуть змінюватися. При цьому сильна взаємодія відбувається таким чином: кварк, що входить до складу адрону, випускає глюон, через що стан руху адрону змінюється. Цей глюон поглинається кварком, що входить до складу іншого адрону, і міняє стан його руху. В результаті виникає взаїмовоздействие адронів один на одного. Природа влаштована так, що взаємодія кварків завжди веде до утворення безбарвних зв'язаних станів, які якраз і є адронами. Відмінна риса кварк-кваркового взаємодії через глюони полягає в тому, що із зменшенням відстані між кварками їх взаємодія ослабляється. Це явище отримала назва асимптотичної свободи і веде до того, що усередині адронів кварки можна розглядати як вільні частинки. Асимптотична свобода природним чином витікає з квантової хромодинаміки. Є експериментальні і теоретичні вказівки на те, що із зростанням відстані взаємодія між кварками повинна зростати, через що кваркам енергетично вигідно знаходитися усередині адрону. Це означає, що ми можемо спостерігати тільки безбарвні об'єкти - адрони. Одиночні кварки і глюони, що володіють кольором, не можуть існувати у вільному стані. Явище утримання елементарних частинок, що володіють кольором, усередині адронів отримало назву конфайнмента. Для пояснення конфайнмента пропонувалися різні моделі, проте послідовний опис, витікаючий з перших принципів теорії, до цих пір не побудований. Труднощі пов'язані з тим, що, володіючи кольором, глюони взаємодіють зі всіма кольоровими об'єктами, у тому числі і один з одним. З цієї причини квантова хромодинаміка є істотно нелінійною теорією і наближені методи дослідження, прийняті в квантовій електродинаміці і електрослабкій теорії, виявляються не цілком адекватними в теорії сильних взаємодій. Кварк-глюонная плазма. Квантовохромодинамічеськіє розрахунки

показують, що при певних температурах і щільності ядерної речовини воно може перейти в новий стан - кваркглюонну плазму. Мал. 5 ілюструє очікування. Тут по осі ординат відкладена температура, а по осі абсцис -

щільність, що нормується на щільність ядер, так що крапка на осі абсцис при

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1$$

позначає місце, де знаходяться звичайні ядра. Жирна лінія - область переходу ядерної речовини в кваркглюонну плазму.


28. Проблема конфаймента та проявлення кварк-глюонної структури адронів у процесах глибокого непружного розсіювання лептонів; адронні струмені.

	q, e	$m, \text{MeV} (c^2)$	S
u (up, верхній)	$+2/3$	5	$\hbar/2$
d (down, нижній)	$-1/3$	7.5	$\hbar/2$
s (strange, дивний)	$-1/3$	150	$\hbar/2$
c (charm, чарм'яний)	$+2/3$	1200	$\hbar/2$
b (beauty, б'ютивний)	$-1/3$	5000	$\hbar/2$
t (truth, істинний)	$+2/3$	40000	$\hbar/2$

приклад: кварки у вільному стані спостерігаються неможливо утримати.

$\pi^+ (u\bar{d})$, $\pi^0 (\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}))$, $\pi^- (\bar{u}d)$ маса - адіюжна величина. Виміряти реально неможливо!

1964р - експеримент (бомбардували водень електронами великої енергії) - по відтворенні кутової діаграми можна дізнатись про структуру (в водні дозвіряє протоки, але при вел. енергії з'являється електроніка).



$p (uud)$ $n (udd)$
 $\Sigma^+ (uus)$ $\Sigma^- (dds)$

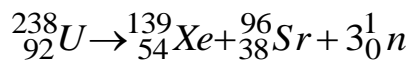
Кварки та антикварки з'єднуються між собою шнурками (однієї кольору), але певної "анімованості" немає.

Пікети: при великій енергії кварки можуть тільки переходити з одних каналів в інші, відстаней - неможливо (розміри "шнурків" 10^{-16} см), кварки не можна розділити.

Проводили досліди по прямому просвічуванню нуклонів і ін. адронів високоенергетичними електронами, процес назив, що відбувається при цьому. глибоконеупругим розсіянням. Теоретичний аналіз його привів до висновку, що внутр. адронів електрони розсіваються на точкових частинках із зарядами $+2/3$, $-1/3$ і спином $\hbar/2$. на цих частинках електрони різко міняють свої імпульси і енергії, повідомляючи їх кварку. Про кінцеві розміри кварків ці досліди нічого не говорять. Витікає тільки, що на відстанях від силового центру більш ніж 10^{-15} см кварки ведуть себе ще як безструктурні точкові частинки. Проводилися численні пошуки вільних кварків, проводилися досліди по їх виявленню, але нікому не посміхнулася удача. Зараз майже всі вважають, що кварки у вільному стані не існують. Кваркова модель припускає, що кварки внутр. адрону існують, але вилетіти остуда не когут. Таке положення назив. «конфаймент». Кварк, що отримав енергію, не вилітає з адрону, а розтрачує її на утворення кварк-антикваркових пар, тобто на утворення нових адронів(в основному мезонів). Можливо однією з причин ненаблюдаємості є їх великі маси, і при тих енергіях, які зараз досягаються в прискорювачах, не можливе народження вільного кварка. Можливо, що у вільному стані кварки принципово не можуть бути із-за великих сил взаємодії між кварками, які не слабшають з відстанню.

29. Природна та штучна радіоактивність, закон радіоактивного розпаду.

Радіоактивність (даліше Р) є самопроизвольне змінення складу атомного ядра, що відбувається за час, суттєво більший характерного ядерного часу (10^{-22}). Час 10^{-12} с вважається досить великим в ядерних масштабах, за такий час може статися багато ядерних процесів і після якого часу ядром можна вважати повністю сформованим. Ядра, що підлягають радіоактивним перетворенням, називаються радіоактивними, а інші – стабільними. Розрізняють наступні види радіоактивності: 1) α - розпад 2) β - розпад 3) – спонтанне ділення атомного ядра, 4) протонний розпад 5) двупротонний розпад і др. 1, 2 – процеси описані в 30 шпоре, по відношенню до спонтанного розпаду можна привести лише приклад такого розпаду:



У ядер з великим надлишком протонів, в принципі можлива протонна і навіть двупротонна Р. У великих ядрах вона спостерігається найчастіше, однак її важко зафіксувати на фоні конкуруючої альфа і бета Р. У штучних легких ядер з відносно коротким часом життя τ Р видно краще. *Природна радіоактивність* – найпростіша. Ч-ки літають з ядер без зовнішнього впливу.

$\alpha, \beta, \gamma, W, p, A$ - основні канали радіоактивності. (А- розвал ядра на фрагменти).

Радіоактивний розпад – явище статистичне, всі передположення, які можуть бути зроблені на основі законів радіоактивного розпаду можуть бути тільки ймовірнісними. Ймовірність розпаду ядра за одиницю часу називається *постійною розпаду* λ . Р ядер даного сорту. Це означає, що з N існуючих радіоактивних ядер за одиницю часу

розпадеться λN а за час $dt - \lambda N dt$ ядер. Величина λN називається *активністю* радіоактивного джерела. Ед Изм. *Кюри (Ки)*. $1\text{Ки} = 3,700 \cdot 10^{10}$ расп/с. Ед 1 расп/с – 1 беккерель (Бк) є ще 1 резерфорд (Рд) = 10^6 Бк. На радіоактивний розпад не впливають зовнішні джерела темп, тиск, хімічні реакції. Не вдалося знайти залежності від зовнішніх джерел постійної розпаду. *Основний закон радіоактивного розпаду* –

пусть N - число (дуже велике) радіоактивних ядер в момент часу t , а $N + dN$ - в більш пізній момент $t + dt$. Величина dN - від'ємна оскільки можуть тільки

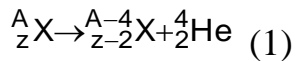
розпадатися. На основі викладеного отримуємо: $dN = -\lambda N dt; N = N_0 e^{-\lambda t}$ N_0 - число нерозпавшихся ядер. Постійну розпаду можна виразити через *середній час життя* τ ядра так як за проміжок часу між t і $t + dt$ розпадається $-dN$ ядер, то можна вважати що кожне з них живе час t Суммарний час життя цих $-dN$ ядер становить $t(-dN)$, а суммарний час життя всіх ядер вважаємо інтегралом:

$$-\int_{N_0}^0 t dN = \lambda \int_0^{\infty} t N dt = \lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{N_0}{\lambda}$$

Таким чином час життя одного Р ядра буде дорівнює $\tau = 1/\lambda$ *Період полурозпаду* $T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.693 \tau$

30.1. Альфа-распад. Спектры альфа частинок.

Явление альфа-распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают альфа-частицы (ядра ${}^4_2\text{He}$). При этом массовое число ядра уменьшается на 4, а атомный номер – на 2:



Исходное ядро часто называют материнским, получившееся дочерним. Основные характеристики – а) область ядер, у которых наблюдается распад; б) период полураспада; в) энергии вылетающих альфа частиц.

А) $Z > 83$ (тяжелые ядра), а также группа ядер с $A=140-160$ (область редких земель)

Б) период полураспада альфа активных ядер варьируется в широких пределах ($1.4 \cdot 10^{17}$ лет - 10(-6)сек). Энергии вылетающих альфа-частиц 2-4МеВ(тяж. ядра) 2-4,5МеВ(область редких земель).

Очень сильная зависимость периода полураспада от энергии вылетающих частиц. Закон Гейга-Неттола:

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

C, D – константы, не зависящие от A и слабо зависящие от Z . Закон (2) эмпирический.

В) Альфа частицы, вылетающие из ядер определенного сорта, как правило, имеют одну и ту же определенную энергию. Более точные измерения показывают что спектр вылетающих

α -частиц обычно имеет тонкую структуру(состоит из нескольких близких друг к другу энергий).

Распад идет по exp (процесс эр годичный - независимый, недетерминированный):

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t) \quad \text{где } \lambda \text{ - постоянная распада}$$

В силу однородности времени $\Delta N \sim -\lambda N \Delta t$

$$T = (\ln 2) / \lambda \quad \text{-период полураспада.}$$

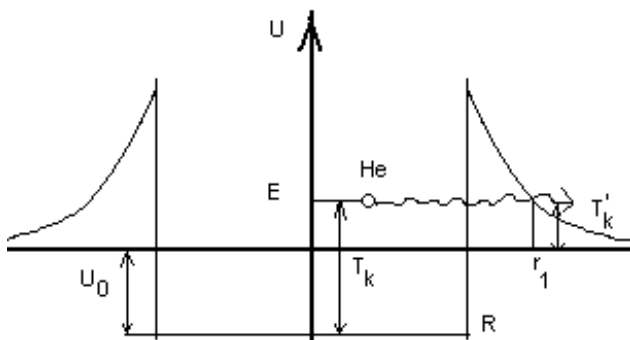
$$A = \lambda N = \left| \frac{dN}{dt} \right| \quad \text{- Активность источника}$$

$$A = [\text{Бк-бекерель}] - 1 \text{ распад/сек}, \quad A = [\text{К - кюри}] - 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/сек}$$

Теория альфа-распада

Базируется на прохождении через потенц. барьер – квантовое тунелирование.

Распад является выгодным, когда энергия материнского ядра $>$ энергии образовавшихся частиц.



$$E_\alpha = M(z, A)c^2 - M(z-2, A-4)c^2 - M(2,4)c^2 > 0$$

Це спонтанне тунелювання конгломерату з $n=2$, $p=2$ з ядра. Не отдельный вылет n и p .

Вероятность пройти ${}^4_2\text{He}$ через барьер:

$$P = A \exp\left(-\frac{2}{\eta} \int_R^{r_1} \sqrt{2M_\alpha (U(r) - E_\alpha)} dr\right)$$

Постоянная распада пропорциональна P . Особенностью этой формулы является то, что в знаменателе exp стоит η (очень малая величина), что объясняет сильную зависимость периода полураспада от энергии.

$A = \text{const}$ – количество ударов частицы с барьером. При каждом таком ударе альфа частица с вероятностью P покидает ядро

$A = v_0 / (2R) = 2\omega_0$ ω_0 – частота стычек. (Грубая оценка – предполагаем, что альфа-частица в ядре имеет скорость v_0)

$$U(r) = \frac{(z-2) \cdot e \cdot 2e}{r} = \frac{2(z-2)e^2}{r} \quad \text{- потенциальный барьер для частиц.}$$

$$E_\alpha = \frac{2(z-2)e^2}{r_1} \quad \text{- энергия, с которой частица покидает ядро.}$$

$$P = \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{2}{\eta} \int_R^{r_1} \sqrt{2M_\alpha E_\alpha \left(\frac{r_1}{r} - 1\right)} dr\right) = \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{4(z-2)}{\eta v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin(2\varphi_0))\right)$$

$$\sin(2\varphi_0) = \sqrt{\frac{E_\alpha}{2(z-2)e^2}} \ll 1$$

где v_0 – скорость альфа- частицы в середине ядра, v – средняя асимптотическая скорость частицы при вылете.

$v = \sqrt{2E_\alpha / M_\alpha}$ скорость, с которой частица покидает яму ядра.

$$U(R) = 2(z-2)e^2 / R = 60 \text{ MeV} !!! \quad P \approx \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{4(z-2)e^2}{\eta v} \pi\right) \quad \text{при} \quad \sin(\varphi_0) \approx \varphi_0$$

$$v_0 = \sqrt{2U_0 / E_\alpha} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ cm} / \text{c} \quad \text{где} \quad U_0 \text{ – глубина пот ямы.} \quad v_0 / (2R) = 10^{22} \text{ c}^{-1} \quad \text{но}$$

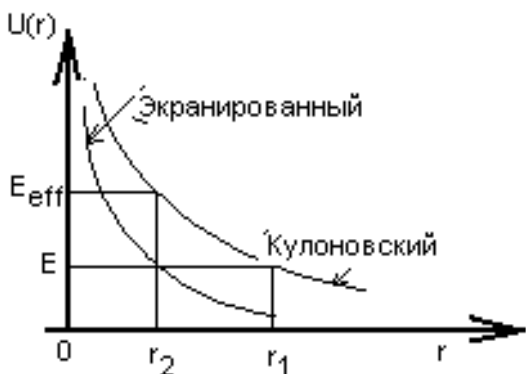
вероятность выйти мала. Для $Z=80$ $v = \sqrt{2E / M} \approx 10^9 \text{ cm} / \text{c}; \quad E = 2 \text{ MeV}$

$P = [1/c] = 4 \cdot 10^{21} \exp(\dots) \approx 4 \cdot 10^{-69} \text{ c}^{-1}$ Для $P = 8 \text{ MeV}$ $P = 4 \cdot 10^{-24} \text{ c}^{-1}$ – то есть вероятность увеличивается быстрее. Почему вылетает He^{2+} , а не отдельно $2p$ и $2n$?

Потому что отдельно нейтрон забирал бы с собой большую энергию связи.

Чистых ядер почти нет, электроны экранируют.

Кулоновский потенциал:



$$\frac{z_1 z_2 e^2}{r} = U_k(r) \quad U_{ek}(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} e^{-r/a}$$

Введение экранирования показывает, что при тунелировании часть имеет дополнительную энергию.

$$E_{eff} = \frac{z_1 z_2 e^2}{r_2}; \quad E = \frac{z_1 z_2 e^2}{r_1} = \frac{z_1 z_2 e^2}{r_2} e^{-r_2/a} \quad \text{- надо выразить}$$

$z_1 z_2 e^2$ и E_{eff} подставить в

$E_{eff} = E \frac{r_2}{r_1} e^{r_2/a}, \quad \frac{E_{eff}}{E} = e^{r_2/a} > 1$ Если мы б смогли сжать электронную плотность (вырожденный Ферми газ: коллективные электроны), то все ядра распадались за считанные

секунды. Единственный способ управления α -распадом и изменение электронной плотности.

Спектр альфа-частиц

Резкая зависимость вероятности альфа-распада от энергии приводит к тому, что распады на возбужденные уровни дочернего ядра идут с очень низкой интенсивностью.

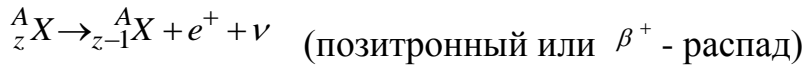
Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения.

30.2 Бета-перетворення. Електронний та позитронний розпади. Електронне та нейтронне захоплення.

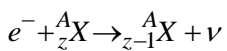
Явище бета-розпаду полягає в тому, що ядро мимоволі випускає електрон e^- і якнайлегшу електрично нейтральну частинку антинейтрино переходячи при цьому в ядро з тим же масовим числом A , але з атомним номером A на одиницю великим:



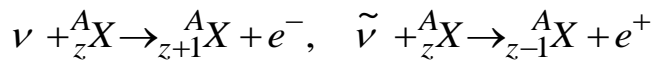
Тим самим при бета-розпаді один з нейтронів ядра перетворюється на протон. Іншим видом бета-розпаду є процес, в якому ядро випускає позитрон e^+ і нейтрино ν . При цьому один з протонів ядра перетворюється на нейтрон:



У бета-распадніє явища входить також електронне захоплення (К-захват) - ядро поглинає один з електронів атомної оболонки (зазвичай з К-оболочки) випускаючи нейтрино. При цьому один з протонів перетворюється на нейтрон:



Спорідненими бета-розпаду є процеси взаємодії нейтрино і антинейтрино з ядрами:



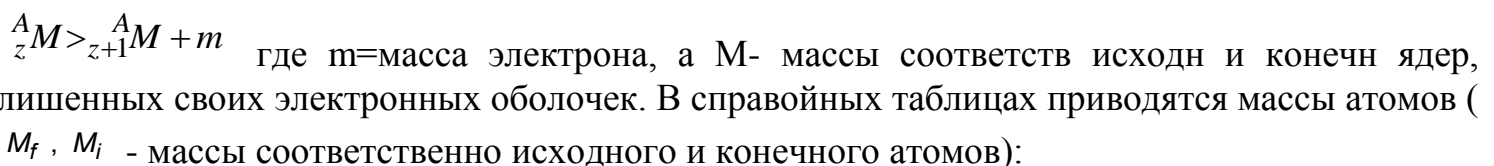
Головною особливістю бета розпаду є те, що він обумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а слабкими взаємодіями. За рахунок того, що інтенсивність слабких взаємодій на 24 порядки менше ядерних, періоди напіврозпаду бета-активних ядер в середньому мають порядок хвилин і годинника.

Бета-розпад - процес не внутріядерний, а внутрішньонуклонний. У ядрі розпадається одиночний нуклон. Це видно з того, що бета-активним є вільний нейтрон:



одиночний протон: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ Длинна свободного пробега нейтрино 10^{21} см (пронизывает звезды). для того щоб виконувалися закони збереження енергії і моменту ядро при бета-розпаді повинне перебудовуватися. Тому період, а також інші характеристики бета-розпаду в сильному ступені залежать від того, наскільки складна ця перебудова. В результаті періоди бета розпаду варіюються в таких же широких межах, як і періоди альфа-розпаду.

Бета-активні ядра є у всій області значень масового числа A . Електронний захоплення має особливо істотне значення у випадки важких ядер, у яких К-шар розташований близько до ядра. Можна сказати, що в цьому випадку у електрона К-шару є кінцева вірогідність знаходиться усередині ядра. Електронне захоплення завжди супроводжується рентгенівським випромінюванням. Допустимо, що був захоплений електрон з К-шару. На свободн місце в К-шарі переходить ел з L-слоя. В результаті збуджується весь спектр характеристичного рентгенівського випромінювання атома. Розглянемо баланс енергії при бета-розпаді. Зараз вважається, що маса спокою нейтрино і антинейтрино дорівнює нулю. Тому бета розпад дозволений енергетично якщо



$M_i = {}_z^A M + Zm$, $M_f = {}_{z+1}^A M + (z+1)m$ Окончательно, условие нестабильности ядра по отношению к бета-распаду

$M_i > M_f$ (β^- -распад); $M_i > M_f + 2m$, β^+ -распад; $M_i > M_f$ (електронний захват).

30.3 Проблема маси нейтрино

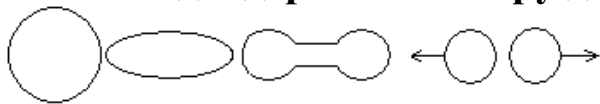
Нейтрино (антинейтрино) утворюється при розпаді нейтрона на протон і електрон (см вищий). Ця частинка має нульовий заряд і дуже малу масу (по словах Висоцкого ще не доведена чи має вона масу спокою).

Цитата з Шарімов, Юдін “Ядерна фізика”:

Була висунута гіпотеза двокомпонентного нейтрино, згідно якої маса спокою нейтрино строго дорівнює нулю. Пояснимо цю гіпотезу. Допустимо, що у якої те частинки спин направлений точно по імпульсу. Якщо маса спокою такої частинки не нуль, то її швидкість менше швидкості світла. При цьому в системі координат, рухомої швидше частинки, імпульс має свій напрям і спин стане направлений не по імпульсу, а проти нього. Тому у частинки із спином $\frac{1}{2}$ і ненульовою масою повинні бути два різні поляризаційні стани (спин по імпульсу і проти імпульсу).

Якщо, проте, маса спокою частинки дорівнює нулю, то знак проекції спину на імпульс стає інваріантним (однаковим у всіх рухомих щодо один одного системах координат). Знак проекції спину на імпульс можна змінити за допомогою дзеркального віддзеркалення. У теорії двокомпонентного нейтрино робиться можливе тільки при нульовій масі спокою допущення про те, що при дзеркальному віддзеркаленні нейтрино переходить в антинейтрино. Експериментальні дані указують на те, що у нейтрино спин направлений проти імпульсу, а у антинейтрино - по імпульсу. Гіпотеза двокомпонентного нейтрино узгоджується з сукупністю експериментальних даних, що є на даний момент (1972г).

31.0 Розпад ядер з точки зору деформації ядерної матерії.



Збудимо сферичне ядро => коливання ядерної матерії => видовження => перетяжка, енергетично вигідно перетяжку розірвати => 2 ядра. Основні

механізми взаємодії: 1) з-н електростат. енергетично вигідних процесів 2) збільшення еф-на пов-ня => це енергетично невігідно => протиріччя факторів. Який з цих процесів стає більш ефективним. Нехай ядро випадковим чином деформувалося => поліном

випускання γ -лучей є внутреядерний, а не внутрішньонуклонний процес. Збуджені ядра утворюються при β -распаде в тих випадках, коли розпад материнського ядра в основне сосотояніє дочірнього ядра виявляється забороненим. Дочірнє ядро в цьому випадку може вийде як в нижнем так і в одному з верхніх збуджених станів. У останньому випадку відбувається каскадний процес переходів через декілька збуджених сосотояній. Збуджені ядра, здатні до γ -распаду, можуть виникати також і в результаті передування α -распада. Проте Γ -кванти, що випускаються таким шляхом, зазвичай володіють

невисокими енергіями $\leq 0,5 \text{ MeV}$. Це пов'язано з тим що для випускання γ -квантов

високих енергій материнські ядра винні повинні випускати α -частіци з такою ж

високою енергією. Енергія α -частіци повинна бути достатньою не тільки для подолання потенційного бар'єру, але і для сильного збудження, виникаючого дочірнього ядра. Енергія

γ -квантов після β -распада ядер може тостігати 2,5 МЕВ. Процес який може відбутися

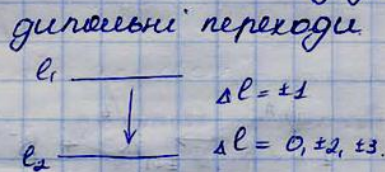
замість γ -ізлучення - енергія від збудженого ядра передається електрону, цей конкуруючий процес називається *внутрішньою конверсією* електронів

31.γ-випромінювання ядер.

γ - розпад ядра

(випромінювання короткою ділянкою, внаслідок релаксації ядерних рівнів)
(по ділянці - не можна вирізати гамма від рентгенівського),
тому дивитись по походженню.

- пеняки випромінювання - дипольні переходи
- γ-випромінювання - переходи вищої мультипольності



(в атомній фізиці - дипольні)
(в ядрах - тільки дипольні)

(це типично для 3-5 порядків)
ядра замкнені оболонками, тому з'являються великі квантові числа, тобто великі мультипольності.

Дипольні переходи

$\Delta E1: \Delta l = \pm 1$

Квадрупольні, шість мультипольні

$E2, M1: \Delta l = 0, \pm 2, \Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$

Остаточні переходи

$E3, M2: \Delta l = \pm 1, \pm 3, \Delta m = 0, \dots, \pm 3$

$E4, M3: \Delta l = \dots, \pm 4, \Delta m = \dots, \pm 4$
 $E5, M4: \Delta l = \dots, \pm 5, \Delta m = \dots, \pm 5$

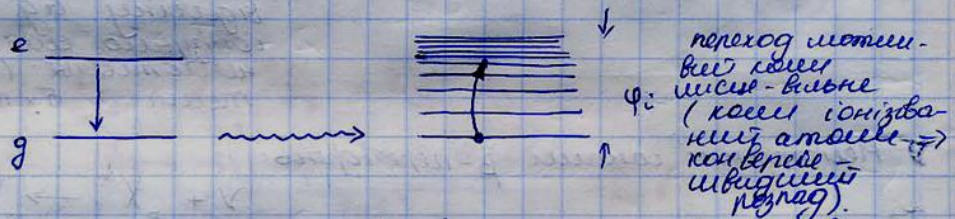
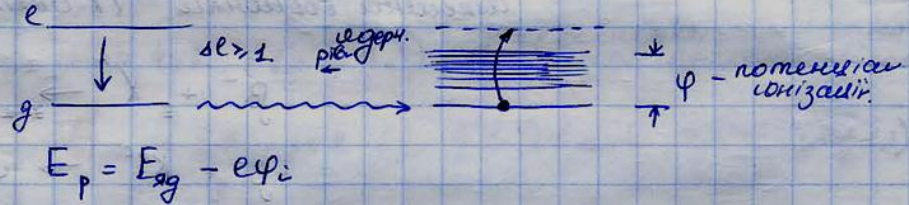
зміна дипольності на одиницю час тато збільши на 4-5 порядків.

$1/\tau = 4\omega^3 |d_{eg}|^2 / 3\hbar c^3$

$|d_{eg}| \Rightarrow |Q_{eg}| = \frac{6\pi(l+1)}{l[l+1]!!} \left(\frac{\omega_{eg}}{c}\right)^{l-2}$

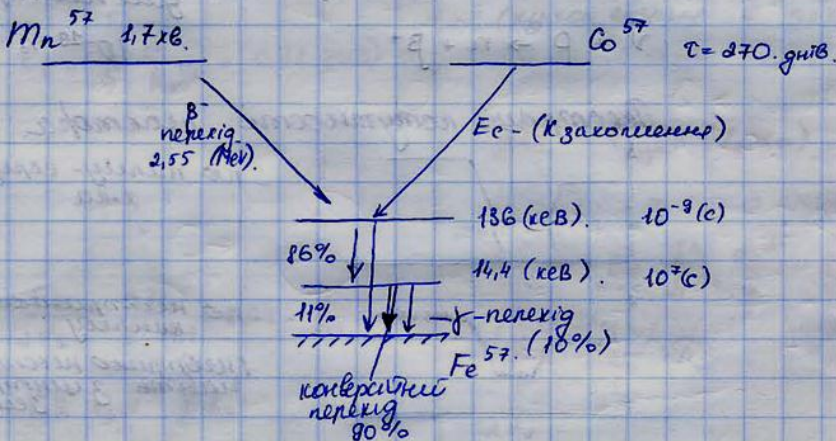
Розпад гелію канал внутрішньоелектронної конверсії

Електронна конверсія:



Приклад:

можна змінити час життя на 6 порядків. Це один вилет!



В конкретних ядрах переходять - чим більше енергії різниця між рівнями (переходів) β, α, γ

- дуже вативий тип розпаду (допускає розширений аналіз хімічного складу) (конверсійний метод по структурі твердих тіл спектральної)

32. ЯДЕРНА ІЗОМЕРІЯ, ВНУТРІШНЯ КОНВЕРСІЯ

Збуджене ядро може перейти в основний стан не тільки випускаючи γ квант, ала і шляхом безпосередньої передачі енергії збудження одному із електронів атомних оболонок (К, L, M і т.д.). Цей процес, який конкурує з гама випроміненням називається *внутрішньою конверсією електронів*, а самі електрони – *електронами внутрішньої конверсії*. Внутрішня конверсія може конкурувати з гама випроміненням, але вона може існувати і без нього. Відношення середнього числа електронів внутрішньої конверсії до сер. кількості випромінюваних гама квантів наз. *коефіцієнтом внутрішньої конверсії (КВК)* переходу. КВК залежить від енергії та мультипольності переходу. Тому, вимірюючи КВК, можна встановити мультипольність і, таким чином, спін збудженого ядра. Енергія електрона внутрішньої конверсії визнач. виразом: $E_e = E - \varepsilon$, де E - енергія, що вивільняється при ядерному переході, а ε - енергія зв'язку електрона в ел. оболонці. Очевидно, що електрони внутрішньої конверсії моноенергетичні. Ця і дозволяє їх відрізнити від електронів β - розпаду, спектр яких неперервний. Внутрішня конверсія супроводжується рентгенівським випроміненням, яке виникає внаслідок переходів електронів з зовнішніх орбіт на вивільнені місця на внутрішніх орбітах. В результаті конверсії можуть з'явитися і Оже електрони. Якщо значення енергії ε перевищує подвоєну власну енергію електрона

$E > 2mc^2 = 1,02MeV$, то може виникати процес парної конверсії, при якому ядро втрачає енергію шляхом одночасного випускання електрона і позитрона. Електронна оболонка не впливає на такий процес. Однак ймовірність такого процесу не перевищує тисячної долі ймовірності випускання гама кванта

Середній час гама активних ядер невеликий ($10^{-7} - 10^{-11}c$). Однак якщо у атома великий ступінь заборони та мала відстань між енергетичними рівнями, то можуть виникати довго живучі чи метастабільні гама активні ядра з часом життя порядку години а то і більше. Такі метастабільні ядра називаються *ізомерами*. Часто ізомерний рівень має спін, який сильно відрізняється від спінів нижчележащих рівнів і характеризується низькою енергією збудження. Цій умові відповідають значення Z та N , які лежать безпосередньо перед магнітними числами 50, 82 та 126 зі сторони менших Z та N . Як правило ізомерні стани співпадають із першим збудженим станом ядра. Відомо близько 100 довгоживучих ядер. Найбільше число ізомерних станів зустрічається у ядер з непарним масовим числом A .

33. ЕФЕКТ МЕССБАУЕРА

Резонансне поглинання гама – променів отримало таку назву. Це явище аналогічне *оптичній резонансній флуоресценції*. Воно полягає у тому, що якщо збуджений атом (чи ядро) випромінює фотон, то інший такий само, але не збуджений атом (чи ядро) здатний з великою ймовірністю його поглинути. В процесі випусканні гама квантів (фотонів) енергія збудженого ядра передається не тільки гама – кванту, але і самому ядру у вигляді кінетичної енергії поступального руху. Тому, якщо обидва ядра знаходяться у стані спокою, то енергії випроміненого кванта буде не достатньо для того, щоб збудити ядро. Аналогічно необхідна додаткова енергія для процесу поглинання. Запишемо закони збереження

$$0 = \eta\omega / c - MV$$

імпульсу та енергії: $E_2 = E_1 + \eta\omega + MV^2 / 2$ - частота яка випромінюється, E_2 та E_1 енергетичні стани випромінювача відповідно до і після випром. M – маса ядра, V – швидкість випромінювача. Звідки

$$\eta\Omega = E_2 - E_1 = \eta\omega + \frac{\eta^2\omega^2}{2Mc^2}; \quad \Omega - \text{частота переходу.}$$

$$(\eta\omega)^2 + 2Mc^2\eta\omega - 2Mc^2\eta\Omega = 0 \quad \text{звідки} \quad \eta\omega = -Mc^2 \pm Mc^2 \sqrt{1 + 2\frac{\eta\Omega}{Mc^2}} \approx -Mc^2 \pm Mc^2 \left(1 + \frac{\eta\Omega}{Mc^2} - \frac{(\eta\Omega)^2}{(Mc^2)^2} \right)$$

Беремо „+“: $\eta\omega = \eta\Omega - \frac{(\eta\Omega)^2}{Mc^2}$ Другий доданок відповідає за енергію віддачі. Таким чином частоти випромінювання та поглинання запишуться у вигляді:

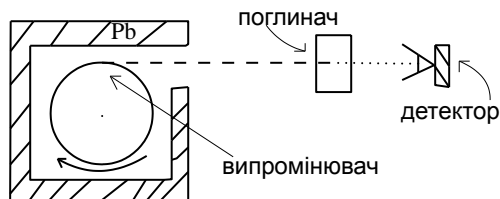
$$\omega_{\text{випр., погл}} = \Omega \pm \frac{\eta\Omega^2}{2Mc^2} \quad \text{Останній доданок –}$$

частота розщеплення. Для того, щоб ефект мав місце,

необхідно, щоб частотний інтервал $\omega_{\text{випр.}} - \omega_{\text{погл.}}$ був меншим ніж природна ширина ліній. Уширення ліній зумовлено різними причинами. наприклад, у газовому середовищі значним є доплерове уширення. За допомогою доплерового зсуву можна також можна

звужити інтервал $\omega_{\text{випр.}} - \omega_{\text{погл.}}$. Для цього випромінювач розміщується на центрифугі. Таким чином, в момент випромінювання зразок рухається назустріч поглиначу. Випромінювані фотони отримують додатковий імпульс, якого для деяких значень частот обертання достатно, щоб зпрацював ефект Мессбауера.

Основне застосування ефекту пов'язане з тим, що він дає унікальний метод вимірювання найменших змін енергії, які не можуть бути виміряні ніяким другим методом. Так за допомогою ефекту Мессбауера вдалося знайти в лабораторних умовах гравітаційний зсув спектральних ліній, вплив електронних оболонок на процеси, які проходять всередині ядра. Мессбаурські спектри сильно відрізняються при переході до різних хімічних сполук. Також вони чутливі до механічних навантажень.



34. Протонний та двохпротонний розпади, спонтанний поділ ядер.

Радіоактивність є спонтанна зміна складу ядра. Спонтанний поділ ядра можна проілюструвати на α -розпаді. α частинка являє собою іонізоване ядро гелію, яке є дуже стабільним. В тяжких ядрах сукупність нуклонів знаходяться у потенціальній ямі, зумовленій близькою взаємодією. 2 протони і 2 нейтрони можуть групуватися у ядрі утворюючи альфа частинку. Ця частинка знаходиться у тій ямі. Взагалі кажучи, можливий тунельний перехід цієї частинки через бар'єр, хоч він і мало ймовірний. Таким чином, ядро може самовільно (спонтанно) поділитися.

Розрізняють такі види радіоактивного розпаду: 1) α 2) β 3) спонтанний розпад 4) протонний розпад, 5) двохпротонний розпад та інші. У ядер з надлишком протонів можливий протонний та навіть двохпротонний розпад, але таку радіоактивність важко

помітити внаслідок сильного фону конкуруючих α^- і β^- розпадів, які призводять до утворення ізотопів таких же само хімічних елементів. Протонна радіоактивність можлива лише у невеликій кількості отриманих штучно елементів з відносно малими часами життя, які мають великий надлишок протонів. Двохпротонна радіоактивність більш ймовірна, ніж одно протонна. Справа у тому, що між протонами діють сили спарювання. В результаті із ядра може вилетіти не тільки одиночний протон, але й біпротон, тобто 2 спарені протони з протилежними спінами.

35. Детектори ядерних частинок

Реєстрація заряджених частинок заснована на явищі іонізації або збудженні атомів, яке вони викликають в речовині детектора. На цьому заснована робота таких детекторів як камера Вільсона, бульбашкова камера, іскрова камера, фотоемульсії, газові сцинтиляційні і напівпровідникові детектори. Незаряджені частинки (-кванти, нейтрони, нейтрино) детектуються по вторинних заряджених частинках, що виникають в результаті їх взаємодії з речовиною детектора.

Нейтрино безпосередньо не реєструються детектором. Вони відносять з собою певну енергію і імпульс. Недостачу енергії і імпульсу можна виявити, застосовуючи закон збереження енергії і імпульсу до інших зареєстрованих в результаті реакції частинок.

Бистрораспадаючися частинки реєструються по їх продуктах розпаду. Велике застосування знайшли детектори, що дозволяють безпосередньо спостерігати траєкторії частинок. Так за допомогою камери Вільсона, поміщеної в магнітне поле були відкриті позитрон, мюон і π -мезони, за допомогою бульбашкової камери - багато дивних частинок, за допомогою іскрової камери реєструвалися події нейтрино і так далі

1. Лічильник Гейгера. Лічильник Гейгера є, як правило, циліндровим катодом, уздовж осі, якого натягнутий дріт - анод. Система заповнена газовою сумішшю.

При проходженні через лічильник заряджена частинка іонізує газ. Електрони, що утворюються, рухаючись до позитивного електроду - нитки, потрапляючи в область сильного електричного поля, прискорюються і у свою чергу іонізують молекули газу, що приводить до коронного розряду. Амплітуда сигналу досягає декілька вольт і легко реєструється. Лічильник Гейгера реєструє факт проходження частинки через лічильник, але не дозволяє зміряти енергію частинки.

2. Пропорційний лічильник. Пропорційний лічильник має таку ж конструкцію, як і лічильник Гейгера. Проте за рахунок підбору напруги живлення і складу газової суміші в пропорційному лічильнику при іонізації газу зарядженою частинкою, що пролетіла, не відбувається коронного розряду. Під дією електричного поля створюваного поблизу позитивного електроду первинні частинки проводять вторинну іонізацію і створюють електричну лавину, що приводить до посилення первинної іонізації створеної частинки, що пролетіла через лічильник, в $10^3 - 10^6$ разів. Пропорційний лічильник дозволяє реєструвати енергію частинок.

3. Іонізаційна камера. Так само як в лічильнику Гейгера і пропорційному лічильнику в іонізаційній камері використовується газова суміш. Проте, в порівнянні з пропорційним лічильником напруга живлення в іонізаційній камері менше і посилення іонізації в ній не відбувається. Залежно від вимог експерименту для вимірювання енергії частинок використовується або тільки електронна компонента струмового імпульсу, або електронна і іонна.

4. Напівпровідниковий лічильник. Пристрій напівпровідникового лічильника, які зазвичай виготовляються з кремнію або германію, аналогічно пристрою іонізаційної камери. Роль газу в напівпровідниковому лічильнику грає певним чином створена чутлива область, в якій в звичайному стані немає вільних носіїв заряду. Потрапивши в цю область заряджена частинка викликає іонізацію, відповідно в зоні провідності з'являються електрони, а у валентній зоні - дірки. Під дією прикладеного до напилених на поверхню чутливої зони електродів напруги, виникає рух електронів і дірок, формується імпульс струму. Заряд імпульсу струму несе інформацію про кількість електронів і дірок і відповідно про енергію, яку заряджена частинка втратила в чутливій області. І, якщо частинка повністю втратила енергію в чутливій області, проінтегрувавши струмовий імпульс отримують інформацію про енергію частинки. Напівпровідникові лічильники володіють

високим енергетичним дозволом.

Число пар іонів $n_{\text{іон}}$ в напівпровідниковому лічильнику визначається формулою

$$n_{\text{іон}} = E/W$$

де E - кінетична енергія частинки, W - енергія, необхідна для утворення однієї пари іонів.

Для германію і кремнію $W \sim 3-4$ еВ і дорівнює енергії необхідною для переходу електрона з валентної зони в зону провідності. Мала величина W визначає високий дозвіл напівпровідникових детекторів, в порівнянні з іншими детекторами, в яких енергія первинної частинки витрачається на іонізацію ($E_{\text{іон}} \gg W$).

5. Камера Вільсона. Принцип роботи камери Вільсона заснований на конденсації пересиченої пари і утворенні видимих крапель рідини на іонах уздовж сліду зарядженої частинки, що пролетіла через камеру. Для створення пересиченої пари відбувається швидке адіабатичне розширення газу за допомогою механічного поршня. Після фотографування трека, газ в камері знову стискується, крапельки на іонах випаровуються. Електричне поле в камері служить для "очищення" камери від іонів тих, що утворилися при попередній іонізації газу

6. Бульбашкова камера. Принцип дії заснований на скипанні перегрітої рідини уздовж трека зарядженої частинки. Бульбашкова камера є судиною, заповненою прозорою перегрітою рідиною. При швидкому пониженні тиску, уздовж трека іонізуючої частинки утворюється ланцюжок бульбашок пари, які освітлюють зовнішнім джерелом і фотографуються.

Після фотографування сліду тиск в камері підвищується, бульбашки газу схлопиваються і камера знову готова до роботи. Як робоча рідина в камері використовується рідкий водень одночасно службовець водневою мішенню для дослідження взаємодії частинок з протонами. Камера Вільсона і бульбашкова камера мають величезну перевагу, яка полягає в тому, що можна безпосередньо спостерігати всі заряджені частинки, що утворюються в кожному акті реакції. Для того, щоб визначити тип частинки і її імпульс камери Вільсона і бульбашкові камери поміщають в магнітне поле. Бульбашкова камера має велику щільність речовини детектора в порівнянні з камерою Вільсона і тому пробіги заряджених частинок повністю поміщені в об'ємі детектора. Розшифровка фотографій з бульбашкових камер представляє окрему трудомістку проблему.

7. Ядерні емульсії. Аналогічно, як це відбувається в звичайній фотографії, заряджена частинка порушує уздовж свого шляху структуру кристалічної решітки зерен галоїдного срібла роблячи їх здібними до прояву. Ядерна емульсія є унікальним засобом для реєстрації рідкісних подій. Стопки ядерних емульсій дозволяють реєструвати частинки дуже великих енергій. З їх допомогою можна визначити координати трека зарядженої частинки з точністю ~ 1 мікрона. Ядерні емульсії широко використовуються для реєстрації космічних частинок на кулях-зондах і космічних апаратах.

8. Іскрова камера. Іскрова камера полягає декількох плоских іскрових проміжків, об'єднаних в одному об'ємі. Після проходження зарядженої частинки через іскрову камеру на її електроди подається короткий високовольтний імпульс напруги. В результаті уздовж трека утворюється видимий іскровий канал. Іскрова камера, поміщена в магнітне поле, дозволяє не тільки детектувати напрям руху частинки, але і по викривленню траєкторії визначати тип частинки і її імпульс. Розміри електродів іскрових камер можуть доходити до декількох метрів.

9. Стріммерная камера. Це аналог іскрової камери, з великою міжелектродною відстанню ~ 0.5 м. Тривалість високовольтного розряду що подається на іскрові проміжки складає $\sim 10^{-8}$ с. Тому утворюється не іскровий пробій, а окремі короткі світлові канали, що світяться, - стріммери. У стріммерной камері можна реєструвати одночасно декілька заряджених частинок.

10. Пропорційна камера. Пропорційна камера зазвичай має плоску або циліндрову форму і в якомусь сенсі є аналогом багатоелектродного пропорційного лічильника. Високовольтні дротяні електроди отстоят один від одного на відстані декількох мм. Заряджені частинки, проходячи через систему електродів, створюють на тяганні імпульс струму тривалістю $\sim 10^{-7}$ с. Реєструючи ці імпульси з окремої тяганини можна з точністю до декількох мікрон відновити траєкторію частинок. Вирішуючий час пропорційної камери складає декілька мікросекунд. Енергетичний дозвіл пропорційної камери $\sim 5-10\%$.

11. Дрейфова камера. Це аналог пропорційної камери, що дозволяє з ще більшою точністю відновити траєкторію частинок.

Іскриста, стрімерная, пропорційна і дрейфова камери володіючи багатьма перевагами бульбашкових камер, дозволяють запускати їх від події, що цікавить, використовуючи їх на збіги з сцинтиляційними детекторами.

12. Сцинтиляційний лічильник. Сцинтиляційний лічильник використовує властивість деяких речовин світитися (сцинтилювати) при проходженні зарядженої частинки. Кванти світла, що утворюються в сцинтиляторі, потім реєструються за допомогою фотопомножувачів. Використовуються як кристалічні сцинтилятори, наприклад, NaI, BGO, так і пластикові і рідкі. Кристалічні сцинтилятори в основному використовуються для реєстрації гамма-квантів і рентгенівського випромінювання, пластикові і рідкі - для реєстрації нейтронів і тимчасових вимірювань. Великі об'єми сцинтиляторів дозволяють створювати детектори дуже високої ефективності, для реєстрації частинок з малим періодом взаємодії з речовиною.

13. Калориметри. Калориметрами є шари речовини, в якій гальмуються частинки високих енергій (звичайно це шари заліза і свинцю) і детектори, як які використовують іскрові і пропорційні камери або шари сцинтиляторів, що чергуються. Іонізуюча частинка високої енергії ($E > 10^{10}$ еВ), проходячи через калориметр, створює велике число вторинних частинок, які, взаємодіючи з речовиною калориметра, у свою чергу створюють вторинні частинки - утворюють зливу частинок у напрямі руху первинної частинки. Вимірюючи іонізацію в іскрових або пропорційних камерах або світловий вихід сцинтиляторів, можна визначити енергію і тип частинки.

14. Черенковський лічильник. Робота черенковського лічильника заснована на реєстрації випромінювання Черенкова - Вавілова, що виникає при русі частинки в середовищі із швидкістю v що перевищує швидкість розповсюдження світла в середовищі ($v > c/n$). Світло Черенковського випромінювання направлене вперед під кутом по напрямку руху частинки.

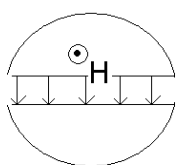
$$\cos \theta = c/vn.$$

Світлове випромінювання реєструється за допомогою фотопомножувача. За допомогою черенковського лічильника можна визначити швидкість частинки і отсеєктіровать частинки за швидкостями.

37 Лінійні та циклічні прискорювачі заряджених частинок, накопичення частинок, зустрічні пучки.

Для дослідження структури ядра у якого $\lambda_{ел} < d_{ядра}$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv}$$



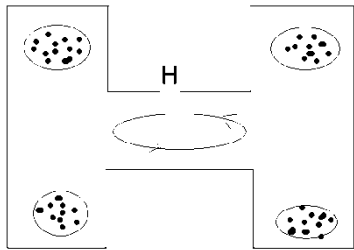
$$\gamma \geq \frac{2\pi\hbar}{mvR_n} = \frac{6 \cdot 10^{-27}}{10^{27} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-13}} = 10^3 \quad W = mc^2 = 700 \text{ MeV (для електрону)}$$

для важких частинок $\sim 1 \text{ GeV}$. В в найбільших прискорювачах 70

~GeV. До сотого елементу для синтезу нових ядер вккористувався реакторний метод – опромінення потоком нейтронів. Після сотого ядра починають розпадатися по альфа каналу і нейтрони не встигають накопичуватися, тоді використовують зіткнення важких ядер.

Лінійні прискорювачі: (єсть куча трубок, они они через одну підключены к разным полюсам источника переменного тока) при перельоті частинок змінюється фаза джерела струму, і частинки прискорюються. Однорідний потік збирається в порції. У зв'язку із складністю виготовлення, використовують прискорювач біжучої хвилі - теж саме, але джерело струму під'єднується до кінців кожної трубки.

Циклічні прискорювачі: (перша картинка), в середину подається частинка в проміжках розганяється, в середині зваertaється. $\omega = \frac{eH}{\gamma mc}$ - Ларморова частота. Параметри полів підбираються так, щоб частинка прискорювалася.



Бетатрон (картинка2) Коли магнітне поле змінюється,

збуджується ЕРС самоіндукції $\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt}$ $\Phi = \pi r^2 B_{\text{середнее}}$ середнє у круговій траєкторії електрона. Полюсам магніту придається така геометрична форма, при якій не просто передається енергія електронам, а ще і вдається їх вдержати на орбіті. Дає прискорення порядку 100MeV при радіусі орбіти в

2м, і вазі магніту 130тон (важкий падло).

Синхротрон: те ж саме що і бетатрон, але замість щільного кільця у нього секції. У ньому компенсуються релятивістські ефекти. Їх роблять великого радіусу, щоб при зміні траєкторії частинки втрачали мало

38. Прискорення заряджених частинок за допомогою потужного лазерного імпульсу.

Ця гадость працює наступним чином – дуже мосчний лазерний імпульс шарабанить у фольгу, і виходить така ситуація (на атомке решали такі задачки), що фотони доганяють електрони, і шарабаняють їх ззаду, що їх дуже сильно прскорює (на практиці до порядку

$$H^{\wedge} = \frac{(p + e/cA)^2}{2\mu} + u = \frac{p^{\wedge}^2}{2\mu} + u + \frac{e}{\mu c} \frac{p\rho}{Ap} + \frac{e^2 A^2}{2\mu c}$$

10GeV). Маємо:

Останній доданок

$$\Delta u = \frac{e^2 A^2}{2\mu c^2}, E = \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{mA}{c} \quad \frac{p}{A} \approx \frac{cE}{\omega}$$

мона представити як потенціальну енергію.

$$I = \frac{E^2}{4\pi} c = \frac{\omega^2 A^2 c}{4\pi c} \Rightarrow \Delta u = \frac{2\pi e^2 I}{\mu \omega^2 c}$$

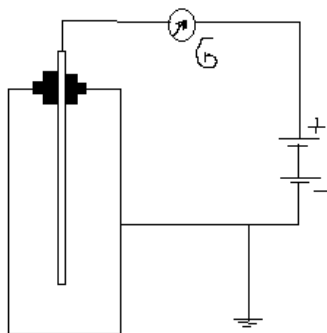
це питання треба для Джинні, щоб мало писать

39. Спостереження процесів народження та розпаду частинок.

Детекторами називаються прилади, службовці для реєстрації частинок. Вони розділяються на лічильники (електронні детектори), що виробляють електронний імпульс, коли залітає заряджена частинка, і трекові детектори, дозволяють також залишати слід траєкторії частинки. До счетчикам відносяться імпульсні іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера - Мюллера, сцинтиляційні, черенковські і напівпровідникові лічильники. До трекових детекторів - камери Вільсона, бульбашкові камери, толстослойні фотоемульсії, широкозорні іскрові і стримерні, пропорційні і дрейфові камери.

Осн. Хар-ки:

- 1.) Ефективність - число зареєстрованих частинок / реальна к-ть.
- 2.) просторовий дозвіл - погрішність реєстрування в просторі.
- 3.) Тимчасовий дозвіл - мін період між двома част, щоб детектор розумів їх окремо один від одного.
- 4.) время встановлення - час після реєстрації однієї частинки, для підготовки до реєстрації наступної.



Найбільш обширна група Іонізаційні детектори (іонізація молекул і атомів.). Електричний кондер (плоский, сферичний, циліндровий) заповнений газом, між електродами которого прилож різниця потенціалів. Іонізуюча частіца образует на шляху електрони і іони,

які йдуть на обкладання кондера, получаю різницю потенціалу і струм, че і відем на гальванометрі G

Пропорційний лічильник - іспользуются коаксіальні електроди. Заповнення інертним газом з невеликою домішкою багатоатомних ядер. При попаданні частинки. Велика частина електронів дрейфуеть, що утворилися, електричному полі до анода без розмноження. Поблизу анода поле E настільки велике, що електрони викликають вторинну ударну іонізацію - виникає несаможітний електричний заряд. Коротше на анод приходять електронна лавина всього від однієї частинки, що влетіла. Цей коефіц. Називається коефіц газозовищення.

Лічильник Гейгера- Мюллера практично теж саме, тільки сильні неоднорідні поля, і електрон утворився в рез влета частинки розгониться на стільки що іонізує ще електрони, які теж розганяються і виходить ні інжирна лавина. Потім її гасячи опором $10^8 - 10^9$.

Сцинтиляційні - є речовина, здатне люмінісцировать під дією заряджених частинок і фотопомножувача (ФЕУ) - дуже чувствітелен і швиденький.

Черенковськіе - використовують ефект коли частинка рухається з швидкістю, більший фазовій швидкості світла в цій речовині.

Напівпровідникові лічильники - використовують перехідне випромінювання в рентеновській області. Принцип як і у іонізаційного, тільки замість газа- напівпровідник. Трековий детектор - камера Вільсона - заснована на конденсації перенасичених паровводи і спирті на іонах, утворених при двіженні вдоль траєкторії зарядженої частинки.

Діфузійная камера - на відміну від Вільсона, де перенасичення створювалося адиабатичним розширенням, тут за сченепреривного потоку пари від гарачей поверхні кришки до холоднішого дна.

Бульбашкова камера - отримуємо рідину з температурою більшої температури кипіння, вона нестабільна і ось-ось закипить (рідкий водень, суміш неону з воднем.). Частинка при проходженні утворює центри кипіння уздовж своєї траєкторії.

Найдешевший трековий детектор- товсті ядерні фотоемульсії. Працює за принципом фотографії

40. Методи спостереження короткоживучих частинок.

Смотри прошлый вопрос и думай. Практически тоже самое

41 Переріз та канали реакцій, закони збереження, класифікація реакцій

Класифікація ядерних реакцій:

По взаємодіючим частинкам :Прямі або з утворенням проміжного стану. Прямі характеризуються малим часом взаємодії. Приклад проміжної реакції

$a_1 + a_2 \rightarrow X \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + Q$ в даному випадку X – компаунд ядро, Q – енергія яка виділяється в реакції. В залежності від значення Q реакції бувають: $Q > 0$ – екзотермічні

; $Q < 0$ – ендотермічні реакції. Прямі реакції має вигляд $a + A \rightarrow b + B + Q$, де Q -

визначається за формулою $Q = E_a + E_A + E_b + E_B$ Кожний з шляхів проходження реакції

називається **каналами**. Наприклад: $a + A \rightarrow b + B$ або $a + A \rightarrow c + C$ або $a + A \rightarrow d + D$, тобто можливе протікання реакцій по різним шляхам и кожний з шляхів є каналом протікання реакцій.

В процесі ядерних реакцій повинні виконуватись **закони збереження**:

- 1) Енергій
- 2) Заряду
- 3) Числа нуклонів, баріонного заряду, для реакцій без античастинок або частинок з не релятивістською енергією.
- 4) Закон збереження імпульсу для кінцевих продуктів
- 5) Закон збереження моменту імпульсу

Як правило частинки не вилітають синхронно, тому для багатьох частинок можна розбити реакції на проміжні.

Частина енергій йде на рух всієї системи, тому порогова енергія для ендотермічних реакцій $E_0 \neq Q$, $E_0 = \frac{M_a + M_A}{M_a} Q$

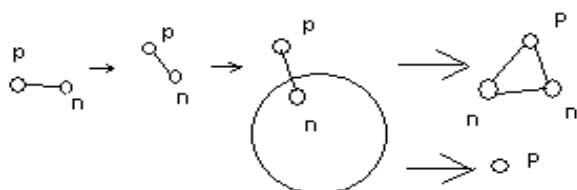
При взаємодії важкого ядра з дейтронами (ядро яке утворене з протону и нейтрону) виділяють два типи реакцій :

- 1) Реакцій зриву
- 2) Реакцій підхвату

Для такої реакції її енергетичний поріг буде нижче, за рахунок того що нейтрон здатен проникнути в ядро, а протон залишається ззовні, за рахунок того що він має заряд. Розглядаючи механізм взаємодій можна спостерігати два види реакцій:

- 1) Підхвату, коли утвориться частинка з двома нейтронами и одним протоном
- 2) Зриву, коли протон в результаті реакції залишиться один

На малюнку зображений ланіт дейтрона, який по мірі наближення до ядра обертається за рахунок сил відштовхування, на важке ядро і можливі варіанти проходження реакцій



Ефективний переріз ядерних реакцій

Розглянемо ядро А на яке налітає однорідний потік частинок а з концентрацією n_a . Тоді реакцію можна записати в вигляді $a + A \rightarrow b + B + Q$. Ймовірність такого процесу відповідно пропорційна $W_{aA,bB} \sim n_a v_a$. Де ймовірність має розмірність обернених секунд. Тоді веде

ліна $n_a v_a - [\frac{1}{\text{cm}^2 \text{c}}]$. Записуючи останню формулу в вигляді рівності, отримаємо

$W_{aA,bB} = \sigma_{ab} n_a v_a$, де σ_{ab} - ефективний переріз реакцій. В загальному випадку можливе

пружне або не пружне розсіювання, введемо відповідні позначення: $W_{aA,bB}^s$ - пружне,

$W_{aA,bB}^a$ - не пружне, Тоді для перерізів $\sigma_{ab}^s = \frac{W^s}{n_a v_a}$ та $\sigma_{ab}^a = \frac{W^a}{n_a v_a}$ та загальний переріз

розсіювання $\sigma_{ab} = \sigma_{ab}^s + \sigma_{ab}^a$

Виведення формули перерізу реакцій :

З минулого нам відома формула для ймовірності

$W_{aA,bB} = \frac{2\pi}{\eta} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \delta(E_{кін} - E_{початкова})$ - ймовірність переходів без виродження

$H_{aA,bB}^{int} = \int \varphi_{aA} \hat{H} \varphi_{bB} dq$ - енергія взаємодії. Перейдемо до системи центра мас ввівши

позначення $\mu_b = \frac{M_B M_b}{M_B + M_b}$; $\bar{R} = \frac{\bar{r}_b M_b + M_B \bar{r}_B}{M_b + M_B}$; $\bar{r} = \bar{r}_b + \bar{r}_B$. Провівши сумування по всі

імпульсам $W_{aA,bB} = \sum_{P_b} \frac{2\pi}{\eta} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \delta(E_{кін} - E_{початкова}) d(E_{кін})$. Використовуючи правило

квантування Бора-Зомерфельда

$\int P_x dx = 2\pi\eta$ та $\delta(\int P_x dx) = 2\pi\eta$ Кількість станів в $\Delta P_x \Delta x$ рівна

$N = \frac{\Delta P_x \Delta x}{2\pi\eta} = g \frac{\int d^3 P^* d^3 x}{(2\pi\eta)^3} = g V \frac{\int P^2 dP d\Omega}{(2\pi\eta)^3} = \frac{g V 4\pi}{(2\pi\eta)^3} \int_0^P P^2 dP$, де g - кратність виродження. Тоді

$dN = \frac{g V 4\pi}{(2\pi\eta)^3} P^2 dP$ та $P_b = m_b v_b$ та $E_{кін} = m_b v_b^2 / 2 \Rightarrow dE_b = m_b v_b dv_b = v_b dP_b$

Тоді $\frac{dN_b}{dE_b} = \frac{g V R_b^2}{2\pi\eta^2 v_b} = \rho(E_b)$ - кількість станів на одиничний інтервал енергій. Тоді вираз для

ймовірності $W_{aA,bB} = \frac{2\pi}{\eta} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \frac{g V R_b^2}{2\pi\eta^2 v_b}$ Тоді переріз буде мати вигляд

$\sigma_{a,b}^2 = \frac{W_{aA,bB}}{n_a v_a} = \frac{2\pi}{\eta} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \frac{g V R_b^2}{2\pi\eta^2 v_b n_a v_a}$ Ввівши пере позначення $\sigma_{a,b}^2 = \frac{|M_{ab}|^2 g R_b^2}{v_b v_a}$ -

переріз ефективної взаємодії двох частинок.

Розглянемо деякі варіанти

1) Пружне розсіяння $a + A \rightarrow a + A$ тоді $v_a = v_b$
 $\sigma_{a,b}^2 = \frac{|M_{ab}|^2 g m_b^2 v_b}{v_a} \neq f(v_a, v_b) = \text{const}$ не залежить від швидкості

2) Екзотермічні реакції при малій швидкості $a + A \rightarrow b + B + Q$ де $Q > 0$, та $Q \gg \frac{m_a v_a^2}{2}$;
 $Q \approx \frac{m_b v_b^2}{2}$ Частинки які утворилися мають велику різницю в масі $v_b = v_B \frac{M}{m} \gg v_B$ тоді

$T_b = \frac{M_B}{M_b} T_B$ та $v_b = \sqrt{\frac{2Q}{m_b}} \Rightarrow \sigma_{ab} = \frac{|M_{ab}|^2 m_b \sqrt{2Q/v_b}}{v_a} \sim \frac{1}{v_a}$ Переріз сильно зростає при малих швидкостях руху налітаючих частинок.

3) Ендотермічна реакція, нехай $T_a \geq \frac{M_a + M_A}{M_a} |Q|$ тоді $v_a \geq \sqrt{2Q(\frac{M_a + M_A}{M_a})/M_a}$ Нехай

$T_a \geq T_{\text{порогове}}$ (трошки більше). Тоді $v_a = \sqrt{2Q(M_a + M_A)/M_a^2}$; $v_b = \sqrt{2(T_a - T_{\text{порог}})/M_a}$. Тоді для

перерізу реакцій $\sigma_{ab} \sim \frac{v_a}{v_b} \sim \sqrt{(T_a - T_{\text{порог}})}$. Отже переріз реакцій зростає з ростом швидкості и температури налітаючих частинок при ендотермічному процесі і зрає при екзотермічному процесі.

Для перерізу вводиться спеціальна одиниця $1_{\text{бадн}}(1_{\text{бн}}) = 10^{-24} \text{ см}^2$

43. Поділ та синтез атомних ядер.



Ділення атомних ядер. Якщо порушити ядро, то відбуватимуться коливання ядер-ной матерії, воно подовжиться, утворюється перетяжка, яку енергетично вигідно збільшувати => утворюється 2 ядра. З одного боку із-за кул-ого взаємодії ядр-у вигідно розтягуватися, з іншою із-за зміни сферичної форми -нет. Тепер порахуємо це. Хай ядро випадковим чином деформувалося, розкладемо зміну на поліноми Лежандара:

$$r(\theta) = R(1 + \sum a_\Lambda P_\Lambda(\cos\theta))$$

$$= R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + \dots) \quad \text{Объем}$$

$$V = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^r \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi \cdot r^2 = \frac{4\pi}{3} R^3 (1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2)$$

должен оставаться const => (с точностью до 2-го

полинома) => $a_0 = -\frac{1}{5} a_2^2$ Тогда площадь

$$S = 2\pi \int_0^\pi \sin\theta \cdot r^2 \sqrt{1 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2} d\theta = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5} a_2^2\right)$$

Далее изменение кул-ской энергии

при деформации $\Delta W_{ij} = \frac{e^2}{|r_i - r_j|}$ $W_q = \sum \frac{1}{2} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle Z^2 \frac{e^2}{2} = \left(\frac{6}{5} \left(1 - \frac{a_2^2}{5}\right) \right) Z^2 \frac{e^2}{2}$ т.к.

энергия ядра $W = ZA + C_S A^{2/3} + C_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \dots$ то разница энер-гий дефор-го и не деф-

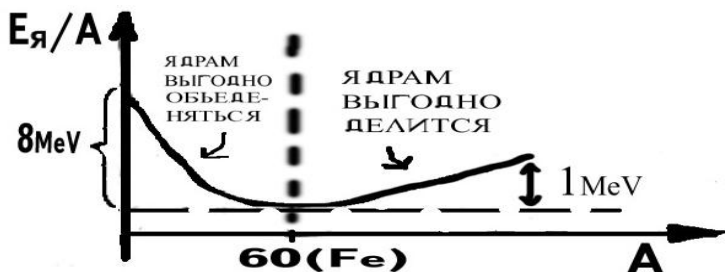
го ядра будет $\Delta W = W_{def} - W_{недеф} = C_S A^{2/3} \frac{2}{5} - C_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{a_2^2}{5} = \frac{2C_S a_2^2 A^{2/3}}{5} \left(1 - \frac{C_q}{2C_S} \frac{Z^2}{A}\right)$

т.к $\frac{C_q}{2C_S} \approx \frac{1}{48}$, то для ядер с $\frac{Z^2}{A} > 48 \dots \Delta W < 0$, т.е они устойчивы к делению, На какие части наиболее вероятно разлетиться ядро – надо взять макс от вероятности

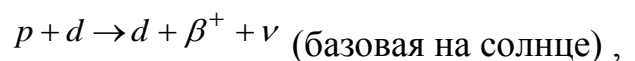
тунелирования частицы из ядра $P = \frac{V_0}{2R} \exp\left(-\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\eta v}\right)$, где v - скорость разлета

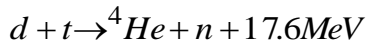
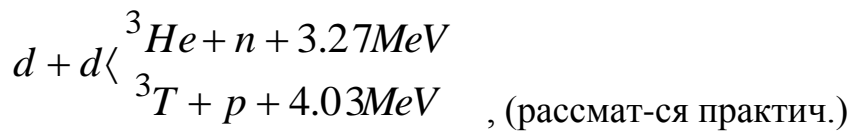
осколков, Z_1, Z_2 - их заряд. Но теор.не совпадает с практ (см. рис. Там $M_1/M_2 = 2/3$)

Термоядерные реакции синтеза .

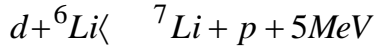
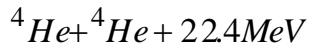


Вот несколько наиболее эффективных реакций с выделением энергии:





(Резонасная реак. T=130 MeV)

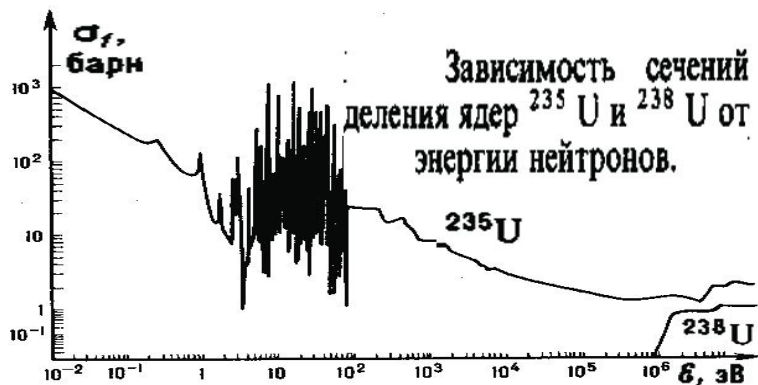


Критерий Лоусона показывает когда реакция энергетически выгодна, т.е. энергия выделившаяся в ед. объема $\Delta W = NQ = \sigma_{ab} n_a n_b Q \Delta t$ должна быть больше чем расход

энергии на нагревание и поддержания температуры $\Delta W = S \sigma T^4 / V + \frac{3}{2} (n_a + n_b) kT$ (S и V

берем для шара, тогда первое слакаемо $\sim T^4 / R$) откуда получаем критерий $n \Delta t \geq \frac{6kT}{\langle \sigma v \rangle Q}$

44.Ланцюгова реакція, стаціонарні та імпульсні ядерні реактори .



Ланцюгова реакція-ре-ція в якій частинка визиваю-щая її відтворюватися як продукт реакції. Напр.

$^{235}\text{U} + n \rightarrow ^{236}\text{U} \rightarrow ^{138}\text{La} + ^{95}\text{Mo} + (\approx 2,5n) + (\approx 220\text{MeV})$ Под действие одного n рождается $\sim 2,47$ n , коэффициент размножения нейтронов k – отношение количества ней-ов в следующем поколении к кол-ву в предыдущем. (поколение –1 акт дел-ия ядра)Тепловые n действуют на ^{235}U (которого в природе 0,28% -остальное ^{238}U (он реагирует только с быстрыми n)) Для торможения n используют спец. среду – термоллизатор (D_2O или графит) Т.к кроме деления, ядро может просто захватить n с дальнейшим испусканием γ -кванта ,то

вероятность что ,будет деления ядра $f = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_\gamma}$, где σ_γ и σ_n сечения захвата и деления, f зависи от температуры, Некоторые n вылетают за предел среды, их кол-во \sim площади вещества, кол-во образующихся $n \sim$ объему, поэтому испол-ся среда достаочно большого

объема (размер активной зоны реактора ок.10м).Через N поколений нейтронов будет

$$\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right)^n \approx e^\alpha = e^{0,03N} \text{ , время жизни 1 поколения } t \approx 10^{-3} \text{ c . Через 1000 поколений (T=1c)}$$

$$n(1000) = n(0)e^{30} \approx n(0)10^{12} \text{ - процес размножения взрывной. Чтобы им управлять}$$

використовують речовини які поглинають теплові n (^{43}Cd и ^{10}B) у вигляді стрижнів які опускають і піднімають в середу, але це механічний процес (тривати 0,2-0,3с), тому він регулює тільки запізнілі нейтрони (Δt 1с..1мин) *Стаціонарний реактор-* для контролю

реакції використовуються стрижні (^{43}Cd и ^{10}B). В *імпульсному* за допомогою модулятора реактивності створюється надкритичний стан(коэф. размнож. ней-ов >1 .) і інтенсивність поділу швидко наростає, потім реактор переводиться в підкритичне сосотяніє і процес затухає. Служить джерелом нейтронів, тепло не іспользується, що виділяється. За способом ініціації і гашенія імпульсів деляться на : що самогаситься, періодичні і бустери.

45. Конструкція ядерного реактора, порогові параметри та кінетика процесів контрольованої ланцюгової реакції ділення важких ізотопів.

При діленні атомних ядер важких елементів виільнюється колосальна кількість енергії. Речовини, використовувані в ядерних реакторах для здійснення ядерних реакцій ділення, називаються *ядерним паливом*. При діленні ядер також утворюються нейтрони, котрі потім сприяють розвалу (з деякою вірогідністю) інших ядер. У подібних реакціях беруть участь навіть теплові ($E \sim kt$). Якщо енергія нейтрона $E > 1 \text{ MEV}$, то це швидкий нейтрон. Ядра урану(238) і торія(232) не діляться повільними нейтронами, тільки швидкими. Основною характеристикою деосящегося ядра є k -ть вторинних нейтронів, після ділення одного ядра - ν . Величина η -- число вторинних нейтронів що доводяться на одиничний акт захоплення ядром. Числа η и ν не рівні, оскільки ядро модет не тільки ділитися але ще і захоплювати нейтрон, і потім випускати гамма-квант. Хай σ_{nf} - перетини ділення ядер, а σ_{ny} -- перетин захоплення нейтрона, тоді середнє число випущених нейтронів, які приходять на один акт захоплення нейтрона здібним до

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}$$

ділення ядром буде

При ядерній реакції налюдається лавина нейтронів. У реакторах використовується ^{238}U легований ^{235}U . ^{235}U дає швидкі нейтрони, необхідні для розпаду 238-го. Величина, що характеризує активну зону реактора наз *коефіцієнтом розмноження*. Тобто якщо в першому поколінні було N_1 нейтронів, то в n -ном буде $N_n = N_1 k^n$. Тобто, якщо $k=1$, то реакція стаціонарна. Основна частина вторинних нейтронів з'являється при діленні ядер ураїа-235 тепловими нейтронами. По при діленні утворюються головним чином швидкі нейтрони. Щоб зробити їх ефективнішими, використовують різні *сповільнювачі*, нрі розсіянні на ядрах яких нейтрони і сповільнюються до теплових швидкостей. Тому даний реактор є *реактором на теплових нейтронах*. В процесі уповільнення нейтрон може поглинутися ядрами і ядрами сповільнювача і ядрами інших конструктивних елементів реактора. Ясно, що коефіцієнт розмноження пропорційний вірогідності p того, що нейтрон не буде поглинений такими ядрами. Звичайно, деякі ядра урану-238 розділяться швидкими нейтронами, що ще не встигли сповільнитися.

Ця обставина враховується введенням множника ϵ - *коефіцієнта розмноження на швидких нейтронах*. Коефіцієнт розмноження на швидких нейтронах є відношення числа нейтронів, що виникли при діленні на швидких і теплових нейтронах, до нейтронів, що виникли при діленні тільки па теплових нейтронах. Введемо ще коефіцієнт теплового використання f - вірогідність того, що нейтрон, що сповільнився, буде поглинений ядрами ізотопів урану, а не ядрами сповільнювача і інших конструктивних матеріалів реактора. Тоді $k_\infty = \eta p f \epsilon$ Оскільки розміри активної зони кінцеві, частина нейтронів йтимає з неї назовні. Тому можна покласти

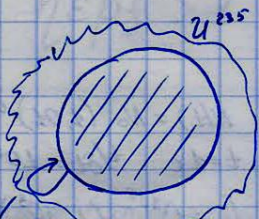
$k = k_\infty P$, де P - вірогідність того, що нейтрон не піде з активної зони. Ця формула справедлива для реакторів будь-якого вигляду. Для роботи реактора необхідно, щоб

$k \equiv k_\infty P \geq 1$ (*) У межі, коли $k=1$, цінна реакції, така, що відбувається в реакторі, є такою, що самопіддерживающейся, стаціонарною. Розміри і масу активної зони, а також вірогідність P , коли в реакторі стає можливою ланцюгова реакція, що

самопіддерживающаяся, тобто Когда $P = P_{\text{крит}} = 1 / k_\infty$ наз. Критическими.

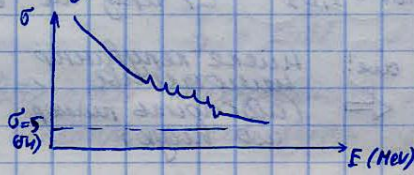
46. Неконтрольовані ядерні реакції ділення та синтезу (ядерний вибух), атомна та воднева бомба.

Динаміка і характеристики ядерного вибуху.



поведінка нейтронів (зменшує критичну масу).

реакції (ділення) з швидкими нейтронами



Час покоління:

$$\sigma_{nf} = 5 \cdot 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)}$$

$$\bar{l} = \frac{1}{\sigma_{nf} f} = \frac{1}{5 \cdot 10^{24} \cdot 5 \cdot 10^{22}} = 4 \text{ (см)}$$

$$\delta t = \frac{\bar{l}}{v} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ (с)}$$

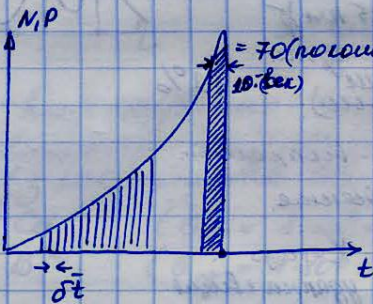
(тривалість одного покоління, дуже швидко проходить).

Критична маса (щоб встиг проореагувати)

$$M_{кр} = \frac{4}{3} \pi \bar{l}^3 \rho$$

²³⁵U $M_{кр} = 47 \text{ (кг)}$
 $\bar{l} = 8.5 \text{ (см)}$

²³⁹Pu $M_{кр} = 5 \text{ (кг)}$
 $\bar{l}_{кр} = 4.1 \text{ (см)}$



Динаміка потужності:

(10 кілотон) кінет. енергія → нейтрони → рентген.

Чи можна зменшити швидкість (розміри ядра):

$$M_{кр} = \frac{4}{3} \pi \bar{l}^3 \rho \rightarrow M_{кр} = \frac{4}{3} \pi \frac{M_0^3}{\sigma^2 \rho^2} \rho \sim \frac{1}{\rho^2}$$

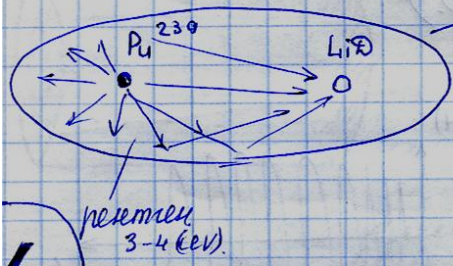
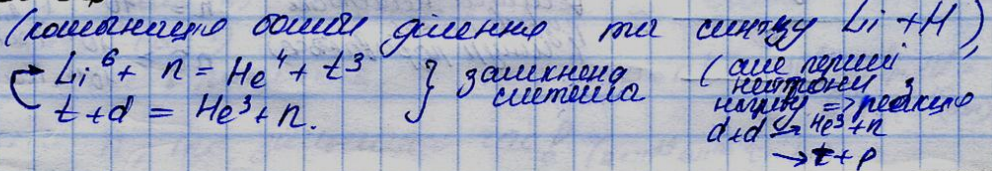
$$\bar{l} = \frac{1}{\sigma n} = \frac{M_0}{\sigma \rho} \quad M_0 - \text{маса одного ядра}$$

(це сильно зменшує реакцію)

Реактор на шв. нейтронах - сильно регульована бомба.

Воднева бомба

Воднева бомба (кристал LiD) (режив. та шлук. система)



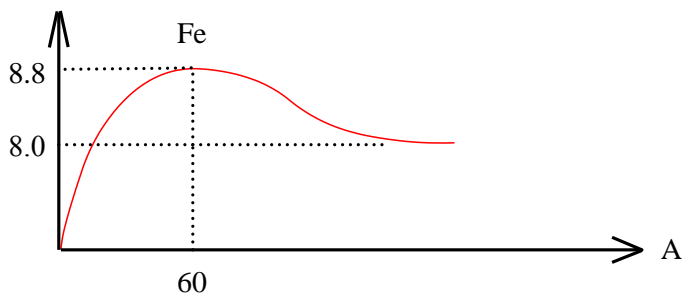
емісія (забезпечує синхронізацію)

ноу-ноу (покриває, що віддає - балансує) (до тріщини нейтрон проходить)

12

47. Проблеми керованого термоядерного синтезу, критерій Лоусона

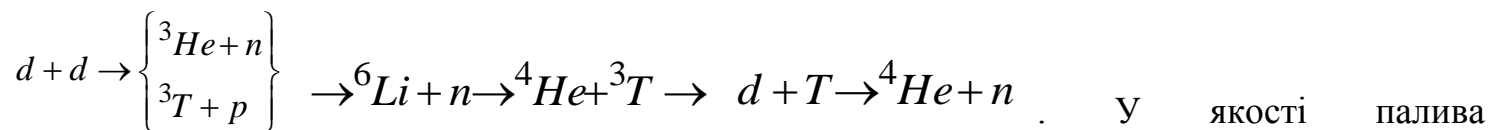
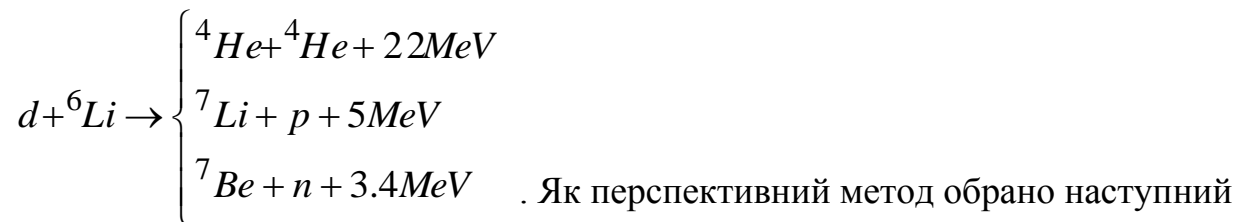
Езв/А, MeV



Маємо такий графік залежності енергії зв'язку на один нуклон. Відповідно, будь-який процес ядерних перетворень буде супроводжуватись перетворенням ядер у бік заліза. Також з графіка видно, що перехід від важких ядер до заліза супроводжується виділенням лише 0.8 MeV і ніяк не більше, а при синтезі з легких енергія може досягати 8MeV, тож синтез є принципово вигіднішим, ніж розпад важких

ядер. На сьогодні досліджені такі реакції синтезу, які є найбільш ефективними

$p + p \rightarrow d + \beta^* + \nu, \delta = 10^{-23} \text{ бн}$, де δ - переріз реакції, у даній реакції основну роль відіграють слабка взаємодія і така реакція протікає на Сонці



використовується LiD – прозорі кристали. У процесі першої стадії утворюється тритій. На початку реакції його не вводять, бо він сильно радіоактивний і, відповідно, має маленький час життя. Але потрібні високі температури для того, аби зблизити реагуючі речовини настільки, щоб почалась реакція. Отже, нехай летить потік частинок а на частинку б. Тоді

$W_{ab} = \delta_{ab} * I_a * \Delta t$ - ймовірність того, що за час Δt відбудеться реакція (відбудеться акт

зіткнення). $I_a = n_a * v_a$ - потік частинок а, v_a - шв. руху частинок а, δ_a - ефективний

переріз реакції. $N / \Delta t = W_{ab} * n_b = \delta_{ab} * v_a * n_a * n_b * \Delta t$ - кількість ядер б, які злились з

ядрами а в одиниці об'єму за одиницю часу. $\Delta W = NQ$ - енергія, яка виділяється у об'ємі,

(де Q-енергія, яка виділ. при одному акті злиття). Паралельно існуватимуть втрати енергії, які відбуватимуться двома каналами – за законом Вінера (випромінювання ел.магнітних

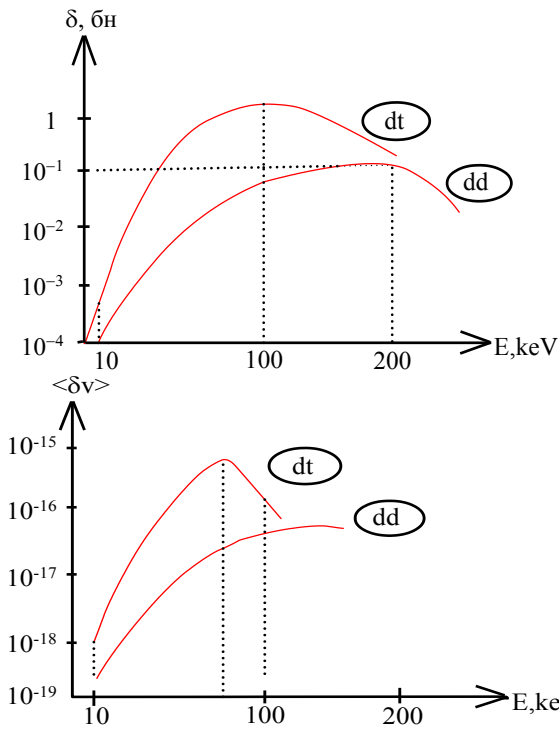
хвиль) і з поверхні, як з абсолютно чорного тіла $\Delta E = \frac{S\delta T^4}{V} + \frac{3}{2}(n_a + n_b)kT$. Будемо

працювати у тій області, де перший член виразу для енергії втрат $\rightarrow 0$.

$$\frac{S\delta T^4}{V} = \frac{\pi R^2 \delta T^4}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \frac{T^4}{R} \text{ , тому беремо } T < 100 \text{ keV. Аби реакція пішла, необхідно, щоб}$$

$$\Delta W > \Delta E \quad \text{Відповідно,} \quad \delta_{ab} v_a n_a n_b Q \Delta t > \frac{3}{2} (n_a + n_b) K T \quad \text{Нехай} \quad n_b = n_a = n/2$$

$$\rightarrow \delta_{ab} v \frac{n^2}{4} Q \Delta t \geq \frac{3}{2} n K T$$



Усереднивши всі частинки по швидкості, маємо

$$n \Delta t \geq \frac{6 K T}{\langle \delta v \rangle Q}$$

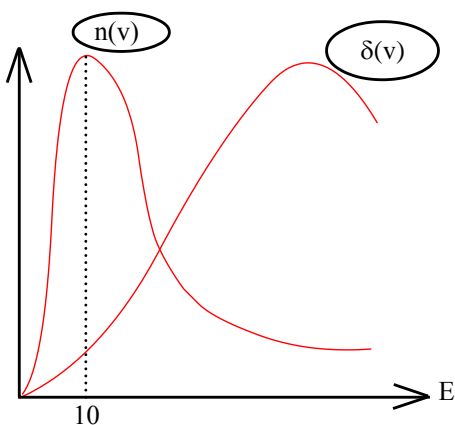
- **критерій Лоусона**, який зв'язує концентрацію плазми із часом утримання цієї плазми. Виконання цього критерію автоматично призводить до

виконання умови $\Delta W > \Delta E$ - тобто, виділяється енергії більше, ніж втрачається. Тепер розглянемо, яку ж реакцію синтезу доцільно використовувати. Мах. δ для dt при $E=100\text{keV}$. Але ми наклали умову, що температура, або відповідно – енергія, має бути менша 100keV . Тому розглядати окремо ефективний переріз

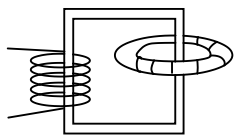
не можна, потрібно брати до уваги величину $\langle \delta v \rangle$. З графіка $\langle \delta v \rangle = f(E)$ видно, що максимум змістився. Для повноти картини розглянемо іще залежність $n(v)$ і $\delta(v)$, або, відповідно, від E . Бачимо, що мах. концентрації спостерігається при $E=10\text{keV}$. Тому, оптимальною температурою вважатимемо саме $T=10\text{keV}$, незважаючи на те, що $\langle \delta v \rangle$ має максимум при трохи вищій температурі. При такій температурі критерій Лоусона для

реакції $dd: n \Delta t \geq \frac{6 * 10^4}{10^{-19} * 4 * 10^6} = 1.5 * 10^{17}$; $dt: n \Delta t \geq 5 * 10^{14}$. Тобто, реакцію

злиття дейтерій-третій провести легше, ніж дейтерій-дейтерій. Проте, проведення таких реакцій є проблемним – потрібно розігріти газ до мільйонів градусів, при цьому утворюючи плазму такої густини, який нам задає критерій Лоусона. Утримати плазму хоча б 1 секунду не вдається через те, що вона є діамантною і буде витікати через будь-які неоднорідності поля існують додаткові нестійкості плазми. Тому намагаються збільшувати концентрацію. Але при малих часах утримання значення густини становить у сотні раз більше від густини твердого тіла – таке створити теж надзвичайно важко.



48. Методи реалізації контрольованих термоядерних реакцій



Ми маємо критерій Лоусона, який задає співвідношення між концентрацією речовини та часом її утримання. Ця умова є необхідною, бо інакше не буде виконуватись енергетичний баланс реакції. Поки-що ми не можемо утримувати навіть у лабораторних умовах плазму стільки часу, скільки забажаємо. На це є причини: плазма є діаманітною, тому вона виштовхується із області сильного поля у область слабшого і таким чином повністю витіче. Були спроби створити пастку у вигляді труби, навколо якої проходило магнітне поле а на краях розмістити додаткові катушки аби створити там область сильнішого поля і відкинути плазму у область слабшого – тобто в центр пастки. Нажаль, дана конструкція має конус втрат – тобто такий кут між вектором швидкості і віссю циліндра, при якому або меншому частинка, маючи певну енергію кінетичну та певну масу може покинути пастку. У процесі співударінь частинок вони набувають довільних напрямків і майже довільних швидкостей. За таких умов концентрація плазми зменшується таким чином, що при макс. можливих початкових концентраціях енергія, яку надали плазмі для розігріву менша енергії, яку отримали. Тому було запропоновано зробити камеру без кінців – тобто тороїдальну камеру. Критерій

Лоусона $n\Delta t = (10^{14} - 10^{16})$. **ТОКАМАК.** Мах. $n=10^{14}-10^{16}$. Тому час утримання має бути > 1 с. Являє собою зображене зліва. Через чаз пропускають потік електронів і іонізують газ. Потім подають потужний магнітний імпульс, який стискає плазмовий шнур, розігріваючи його і піднімаючи концентрацію до вищезазначеної. При цьому магнітне поле направлене вздовж осі тора. Коли іонізована частинка хоче залишити об'єм, то у неї буде складова, перпендикулярна полю. Відповідно виникне сила, яка буде закручувати іон

навколо осі тора і не даватиме залишити об'єм. $\oint H dl = \frac{4\pi I}{c}$; $2\pi RH = \frac{4\pi I}{c}$; $H = \frac{2I}{Rc}$;

$P = \frac{H^2}{4\pi}$ - тиск, який створюватиме поле. $\frac{H^2}{4\pi} = \frac{4I^2}{4\pi R^2 c^2} = \frac{I^2}{\pi R^2 c^2} = nKT$ - умова

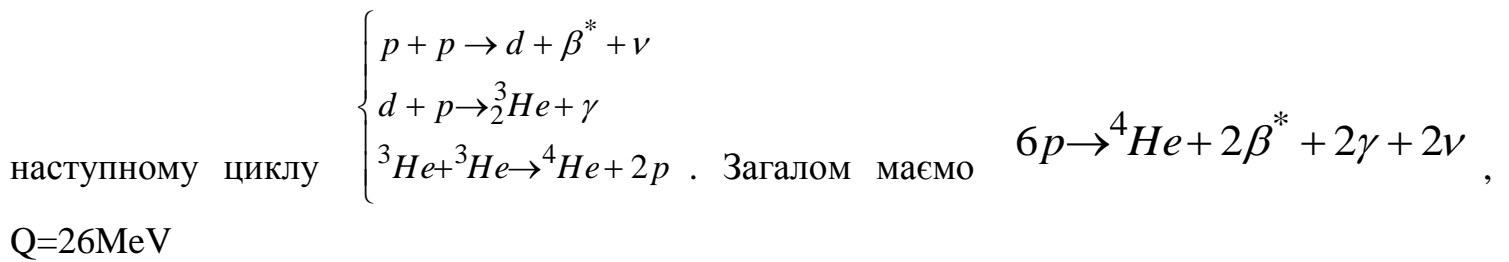
рівноваги. Вважаємо, що процес іде по адіабаті $TV^{\gamma-1} = const, \gamma = 1.67$. Нехай,

$$n = n_0 \frac{R_0^2}{R^2}; T = T_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{2(\gamma-1)}; KT = \frac{I^2}{\pi n_0 R_0^2 c^2}$$

Підставимо $I = 10 \text{ MA}$; $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $R_0 = 1 \text{ cm}$. $KT = 100 \text{ keV}$ $n = 10^{26} \text{ cm}^{-3}$. Така високотемпературна плазма є дуже нестійкою і будь-яка флуктуація зростає. Хоч лабораторні зразки і задовольняють критерій Лоусона, але це завдяки надзвичайного ускладнення – додавання датчиків неоднорідності плазми і корегування стаціонарністю процесу додатковими магнітами.

Інерційний термояд. $N = 10^{23} - 10^{25}$, $\Delta t = 10^{-9} \text{ c}$ - тобто, плазму потрібно стиснути у 100 раз порівняно із твердим тілом. Стиснення відбувається лазерними променями. 192 неодимових лазера фокусуються на мішені з різних боків аби дати рівномірне стиснення. Потужність імпульса складає 10^{12} Вт . Для одночасності імпульсів беруть 1 затравочний лазкр і по

оптичному хвилеводу підводять до кожного лазера – при цьому довжина оптичного шляху є однаковою. Але, при нагріванні мішені – замороженої кульки дейтерію-тритію зовнішня частина нагрівається, розширюється і створює корону із плазми. Оскільки неодимовий лазер в основному працює в м'якому ультрафіолеті, то майже всі промені затримуються короною і нагрівається лише вона, а не вся кулька. Тому потрібно на завершальній стадії використовувати γ -лазери, але таких установок ще нема. **Мюонний каталіз.** Проблемою утримання є високі температури і неможливість досить довго утримувати плазму. А висока температура необхідна для подолання кулонівського бар'єру між ядрами. Бар'єр можна знизити майже до нуля, якщо в атомах дейтерію і тритію електрон замінити мюоном, який має такий же заряд але масу в 206 раз >маси електрона. Тому, він буде майже ковзати по ядру. Реакцію проводять при кімнатних температурах стискаючи гази не дуже сильно – бар'єра вже нема, потрібно подолати лише газо-кінетичне розштовхування. Але мюони не стабільні, живуть частки секунд, тому необхідно мати мюонні фабрики безпосередньо біля реактора + це не дешевий і енергетично не вигідний процес. На Сонці реакції ідуть по



49.СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ КОСМОЛОГІЇ, БУДОВА ВСЕСВІТУ.

На даний час існує багато теорій походження Всесвіту, але найбільшого визнання на даний час здобула теорія “Великого вибуху”. Треба зазначити, що насправді точно ми не можемо сказати на 100% як саме зародився Всесвіт. Проблем що виникають при дослідженні Всесвіту багато. Однією із проблем, є те, що зорі які ми досліджуємо за допомогою телескопів (різних типів) з поверхні Землі, з земної орбіти, та з космічних апаратів, передають нам інформацію про об'єкти що знаходяться за тисячі та десятки тисяч світлових років від нас. Тобто ми маємо інформацію про ці об'єкти в вигляді у якому вони перебували багато тисяч років тому, а що відбувається зараз з цими об'єктами не маємо гадки. Але ще більшою проблемою є наявність так званої “темної матерії”. Досліджуючи Всесвіт ми дивимось на матерію яку ми бачимо та досліджуємо її. Але нещодавно було помічено, що якщо враховувати взаємодію матерії що ми бачимо, то побудовані теорії не відповідають результатам спостережень. В поясненню цьому бла висунута гіпотеза “темної матерії”. Тобто мається на увазі, що ми дивимось лише туди, де ми щось бачимо, але є ділянки в яких ми нічого не бачимо, але це не означає що там нічого немає, вважається що саме в таких ділянках і знаходиться “темна матерія”. Тобто матерія яку ми не бачимо, але вона там присутня і впливає на матерію яку ми бачимо. Як нам стало відомо з деяких джерел, є припущення що темна матерія займає 85% від усього Всесвіту, та складає 20% від її загальної маси. (наскільки це достовірно я не знаю)

Темну матерію вдалось помітити, як вже казалося, за рахунок її впливу на матерію що ми бачимо. Тобто вона проявлялась як гравітаційна дія. Тобто можна хоча б якось оцінити її кількість з того, який гравітаційний вплив вона створює на матерію яку ми бачимо.

50. ДИНАМІЧНЕ РІВНЯННЯ ЕВОЛЮЦІЇ ВСЕСВІТУ. 51. СТАЛА ХАББЛА.

В 1929 році Хаббл встановив, чим далі зірка від нас, тим швидше вона віддаляється. Всесвіт

розширяється: $V = Hr$, де r - радіус вектор

$$H \approx (100 \div 50) \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпарсек}} \text{ - стала Хаббла.}$$

1 парсек – це відстань, на якій спостерігач з орбіти Землі бачить зірку під кутом $1''$ (одна секунда).

1 св. рік $\approx 3 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10} \approx 10^{18} (\text{см}) = 10^{13} (\text{км})$ але легше використовувати парсеки, причому

$$1(\text{парсек}) = 3.26 \cdot 10^{13} (\text{км}) = 3.26 (\text{св. роки})$$

$$H \approx 2 \cdot 10^{-18} \left(\frac{1}{\text{с}} \right)$$

Тобто наш Всесвіт розбухає як “дріжджі”.



Розглянемо наш всесвіт в такому вигляді
R

Маса M_0

де M_0 - маса зірки на краю.

$$M_0 \frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -G \frac{M_0 M}{R^2}; \quad G = 6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{с}^2}, \quad \text{скоротивши } M_0 \quad \text{одержимо}$$

$$\frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2};$$

Так як

$$\frac{dR}{dt} = V_R = HR; \quad \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{d}{dt} (HR) = R \frac{dH}{dt} + H \frac{dR}{dt};$$

то

$$R \frac{dH}{dt} + H^2 R \equiv G \frac{M}{R^2}; \quad M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho \quad ; \text{ звідки маємо:}$$

$$\frac{dH}{dt} + H^2 = -G \frac{4\pi}{3} \rho(t); \quad H \text{ - змінна величина.}$$

Всесвіт розширюється а густина зменшується.

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2} \quad \text{- рівняння еволюції Всесвіту.}$$

Помножимо ліву і праву частини на $\frac{dR}{dt}$, матимемо:

$$\frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2} \frac{dR}{dt}, \quad \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = GM \frac{d}{dt} \frac{1}{R}, \quad \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{2GM}{R} = A \quad \text{- повна енергія}$$

всесвіту

Ниженаписанное в принципе к другому вопросу, но можно это написать оно не помешает

На даний час відомо:

$R = R_0$ - видимі розміри Всесвіту,

$t = t_0, H = H_0$;

$$A = H_0^2 R_0^2 + 2GM \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) = (H_0 R_0)^2 - 2G \frac{4\pi}{3} \frac{R_0^3}{R_0} \rho_0$$

$$+ \frac{2GM}{R} = \frac{2GM}{R} - \frac{8\pi}{3} GR_0^2 \left(\rho_0 - \frac{3H_0^2}{8\pi G} \right),$$

$$\rho_{кр} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi G R_0^3 \rho_0}{3R} - \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{кр}) \\ \frac{dH}{dt} &= -H^2 - \frac{4\pi}{3} G \rho(t) \end{aligned} \right.$$

$$\alpha(\rho_{кр}) = \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{кр})$$

$\frac{dR}{dt}$ - швидкість зміни розмірів Всесвіту.

Завжди можна вказати таке R , що перший доданок стане менше.

Тоді розглянемо такі випадки:

1. $\rho_0 > \rho_{кр}, \quad \alpha(\rho_{кр}) > 0$;

Якщо в даний момент часу $\rho_0 > \rho_{кр}$, то дослідження рівняння вказує, що в певний момент часу, розширення припиняється і Всесвіт почне стискатись.

2. $\rho_0 < \rho_{кр}, \quad \alpha(\rho_{кр}) < 0$; $t \rightarrow \infty$;

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\alpha(\rho_{кр})} = const$$

тобто ми повинні спостерігати необмежене зростання.

Все залежить від маси Всесвіту:

В наш момент t_0 : $R_0 \approx 2 \cdot 10^{28}$ (см); видимий розмір;

$M = 10^{55}$ (г); $\rho_0 = 3 \cdot 10^{-31}$ (г/см³); $\rho_0 = 10^{-29}$ (г/см³);

Отже відношення ρ_0 до $\rho_{кр}$ приблизно буде 3%. Отже здавалося б, з видимої частини, Всесвіт має розширюватися.

ρ_0 включає: зорі, міжзоряний газ, ЕМХ.

52. Замкнена та незамкнена моделі Всесвіту.

Існує теорія темної матерії, такої, що ми не можемо зареєструвати. Зараз в космосі реєструється реліктове випромінення, γ кванти, що утворилися при $n \leftrightarrow \nu$ в початковий момент вибуху. Вони представляють собою Фермі-газ, який при адіабатичному розширенні охолоджується. Тепер ці кванти мають $T = 3K$ ($\lambda \approx 50 \mu m$). Логічно, що кількість γ квантів = кількості нейтрино в Всесвіті: $n(\gamma) = 500$ фотонів/см³, $n(\nu) = 500$ нейтрино/см³. $V = 4/3 \cdot \pi R_0^3 = 4 \cdot 10^{85}$ см³ – об'єм Всесвіту, $N_0 = 500 \cdot 4 \cdot 10^{85} = 2 \cdot 10^{88}$ нейтрино в Всесвіті. Яку масу

мають всі нейтрино, щоб задовольняти $\rho_0 > \rho_{кр}$:

$$\frac{E_{\nu-кр}}{c^2} \cong 2 \cdot 10^{-32} \text{ г}$$

$$E_{\nu-кр} = m_{\nu} c^2 = 2 \cdot 10^{-32} \cdot 10^{21} = 10^{11} \text{ ерг} = 12 \text{ eV}$$

Тому важко виміряти масу нейтрино.

Зараз схиляються до стаціонарної та замкненої моделі Всесвіту. Вважають, що закон Хаббла не такий прамолінійний і порушується. Швидкість віддалення краю Всесвіту від нас: $v = 4 \cdot 10^{20}$ см/с. При умові: $\rho_0 = \rho_{кр}$, $\rho(t)R^3(t) = const$. $R(t) = (6\pi G \rho_0)^{1/3} t^{2/3}$, $\rho(t) = 1/(6\pi G t^2)$, $H(t) = 1/(3t)$. $t_0 = 1/H_0 = 20 \cdot 10^9$ років – час Всесвіту (той час, що пройшов від початку вибуху). Ці рівняння не справедливі в $t=0 \Rightarrow t_0 = 14$ млрд років – реальний час.

53. Критична густина речовини у Всесвіті.

Всесвіт розбухає як дріжджі.

Нехай M_0 -маса зірки на краю всесвіту, R -радіус всесвіту. Тоді

$$M_0 \frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -G \frac{M_0 M}{R}, G = 6 \cdot 10^{-8} \frac{\tilde{m}^3}{\tilde{a} \cdot \tilde{m}^2}; \frac{dR}{dt} = v_R = H \cdot R;$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{d}{dt} (HR) = R \frac{dH}{dt} + H \frac{dR}{dt};$$

$$R \frac{dH}{dt} + H^2 R \cong G \frac{M}{R}; M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho; \text{ Отже } \frac{dH}{dt} + H^2 = -G \frac{4\pi}{3} \rho(t), \text{ де } H \text{ – змінна}$$

величина. Всесвіт розширюється, тому густина його зменшується. Одразу після великого вибуху ρ була велика і dH/dt також велике. Але з часом швидкість зміни сталої Хаббла уповільнюється.

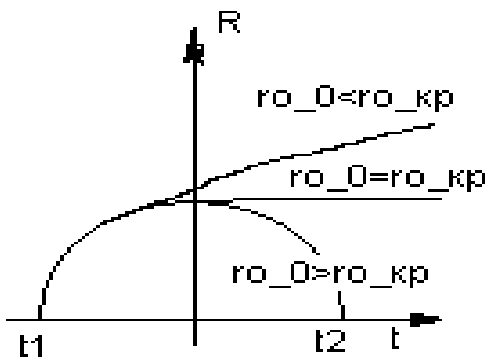
$$\frac{d^2R}{dt^2} = -G \frac{M}{R} \quad \text{рівняння еволюції Всесвіту.} \quad \frac{dR}{dt} \frac{d^2R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2} \frac{dR}{dt};$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = GM \frac{d}{dt} \frac{1}{R};$$

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{2GM}{R} = A; \quad (A - \text{Повна енергія Всесвіту}). \text{ В наш момент часу (те, що ми знаємо):}$$

$$R=R_0 \text{ (видимі розміри Всесвіту), } t=t_0, H=H_0. \text{ Отже: } A = H_0^2 R_0^2 - \frac{2GM}{R_0};$$

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = H_0^2 R_0^2 + 2GM \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) = (H_0 R_0)^2 - 2b \frac{4\pi}{3} \frac{R_0^3}{R_0} \rho_0 + \frac{2GM}{R} = \frac{2GM}{R} - \frac{8\pi}{3} GR_0^2 \left(\rho_0 - \frac{3H_0^2}{8\pi G} \right)$$



$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi G R_0^3 \rho_0}{R} - \alpha(\rho_{кр}) \\ \frac{dH}{dt} &= -H^2 - \frac{4\pi}{3} G \cdot \rho(t) \end{aligned} \right. , \quad \text{де}$$

$$\alpha(\rho_{кр}) = \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{кр}) . \quad \text{Тоді } \frac{dR}{dt} \text{ - швидкість зміни}$$

розмірів Всесвіту.

Можливі такі випадки: 1) $\rho_0 > \rho_{кр}$, $\alpha(\rho_{кр}) > 0$. Дослідження рівняння вказує, що в певний момент часу розширення припиниться і Всесвіт почне стискатися. 2) $\rho_0 > \rho_{кр}$, $\alpha(\rho_{кр}) > 0$; $t \rightarrow \infty$. Необмежене розширення.

Все залежить від Маса Всесвіту. В наш момент t_0 : $R_0 \approx 2 \cdot 10^{28}$ см, $M = 10^{55}$ г, $\rho_0 = 10^{-29}$ г/см³, $\rho_0 / \rho_{кр} = 3\%$. Існує теорія темної матерії, матерії яку ми не можемо зареєструвати.

54. Еволюція та взаємоперетворення речовини у Всесвіті з початку Великого вибуху.

X-ки, які мав Всесвіт з початку виникнення: $t=0$, $\rho = 10^{93}$ г/см³, $m = 10^{-5}$ г.

З констант \hbar , G , c можна зконструювати елементи кванту:

$$\rho_{планка} = \frac{c^5}{G^2 \eta} = 10^{93} \text{ г/см}^3; t = \sqrt{G\eta/c^5} = 10^{-43} \text{ с};$$

$$T_{планка} = \sqrt{c^5 \eta / G} = 10^{32} \text{ К} \rightarrow 10^{28} \text{ eV};$$

$$R_{планка} = ct_{планка} = 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}$$

. В цій величезній температурі народжувались і зникали важкі частинки ($A \rightarrow \infty$).

1) $t < 10^{-8} \text{с}$, $kT = 10^{28} \dots 10^{34} \text{ eV}$; $3/2kT = mc^2$; x, y, z -бозони (частинки, які виживали), $m_{x,y,z} \sim 10^{14} \dots 10^{15} \text{ GeV}$. Чому наш світ побудований з матерії, а не з антиматерії? X, Y, Z -бозони здатні розпадатися. Після охолодження, вже не було достатньо T для флуктуації і народження чи розпаду X, Y, Z -бозонів. Бета співвідношення: $\beta = n(\text{бозонів})/n(\text{нейтрино}) = 10^{-9}$ – це просто флуктуація, просто початково рівність матерії та антиматерії була з точністю 10^{-9} . Це та доля, яка не знайшла собі пари при аніциляції.

2) $t > 10^{-5} \text{с}$, $T = 10^{13} \text{ K}$, $E \sim 1 \text{ GeV}$. $m_p c^2 - m_n c^2 = 2.5 mc^2 = 1.25 \text{ MeV}$; $E_p > E$

3) $t = 1 \text{с}$, $T = 10^{12} \text{ K}$, $E \sim 100 \text{ MeV}$. $n_n > n_p$ – просто розподіл Больцмана

$$f_n = \exp\left(-\frac{m_n - m_p}{kT} c^2\right)$$

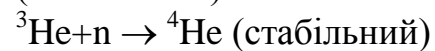
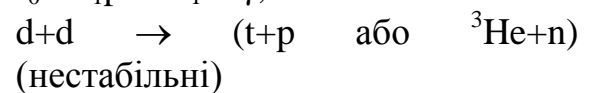
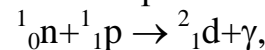
На цьому закінчується формування лептонів.



4) $t = 10 \text{с}$, $T = 10^{10} \text{ K}$, $E = 1 \text{ MeV}$. ν – перший квант, який вирвався з Всесвіту. Це є один з механізмів охолодження Всесвіту.

У час $t = 10^{-3} \text{с}$ народжуються та анігілюють протони та нейтрони.

Потім при $t = 1 \text{с}$:

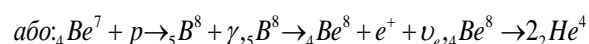


На побудову ${}^4\text{He}$ пішло майже всі нейтрони і у час $t = 10^3 \text{с}$ було вже 75% водню (протонів) і 25% гелію.

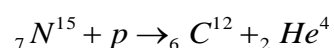
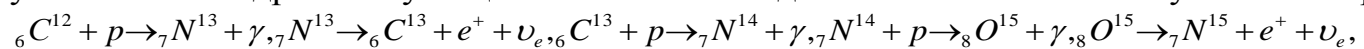
56. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ СИНТЕЗУ В ЗІРКАХ

Позначення: $e(+)$ – позитрон, $e(-)$ – електрон, ν_e – електронне нейтрино; $p + p \rightarrow d + e(+)+\nu_e$ – реакція протікає за участю слабкої взаємодії, тому її переріз повинен бути дуже малим (при відносній енергії зустрічаючихся протонів в 1 Мев переріз реакції рівний приблизно 10^{-23} барн.

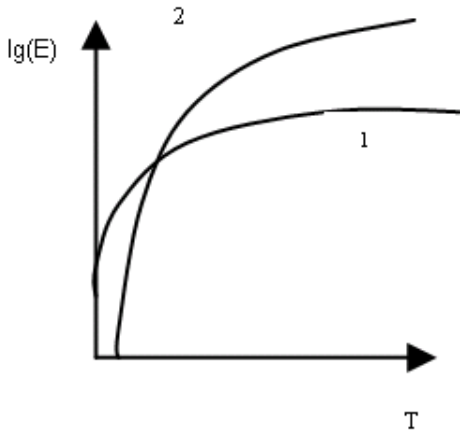
Применьших енергіях переріз повинен бути ще меншим). Тому інтенсивність ядерної еволюції речовини в зірках, що обумовлена цією реакцією, дуже низька: середній час життя протона в умовах центра Сонця рівен 10^{10} років. Після утворення детронів швидкість ядерних реакцій суттєво зростає



Також водень може згорати в реакціях за участю більш важких ядер які приймають участь в якості каталізаторів. Найважливіша седцих реакція – углеродний цикл, що протікає за участю ядра углеця і складається з наступних реакцій:



Результатом обох циклів стає перетворення 4 протонів в ядро гелія. Це перетворення супроводжується виділенням 26,8 Мев енергії з яких біля 1,7 Мев уноситься нейтрино

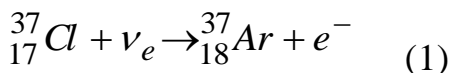


а малюнку показана залежність від температури швидкостей виділення енергії в водневому(крива 1) і вуглеродному(крива 2) циклах. Як видно з малюнку швидкість виділення енергії в вуглецевого циклу з ростом температури росте більш сильно (як T^{24}) ніж в водневому циклі (T^4). Це пов'язано з тим, що переріз основної для водневого циклу реакції обмежен дуже малою величиною (10^{-23} барн) тому вже при температурах 10^7 К швидкість виділення енергії у водневому циклі досягає насичення. В той же час перерізи реакцій вуглеродного циклу обмежені величинами 10^{-4} барн Тому область насичення швидкості виділення енергії в вуглеродному циклі Досягається за більш високих температур.

Після того як в центральних областях зірки вигорить весь водень утворюється гелієве ядро без ядерних джерел енергії. Якщо маса зірки досить велика($M > 0.4 M_{\text{сонця}}$) то поступово стискаючись це ядро досягає значення густини 10^6 г/см³ і температури $T = 10^8$ К, коли починається ефективне стгорання гелія в реакції потрійного соударення альфа частинок.
 $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + 7,65 \text{ Мев}$. Ця реакція протікає в дві стадії. Спочатку два ядра гелію об'єднуються на дуже малій проміжок часу (10^{-16} сек) в нестабільне ядро Be^8
 $2\text{He}^4 + 2\text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^8$, Незважаючи на малий час життя ядра Be^8 , при вказаних умовах з ним встигає прореагувати ще одне ядро гелію: $2\text{He}^4 + \text{Be}^8 \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma$, це обумовлено тим, що рівень ядра ядра ізотопу C^{12} робить цю реакцію резонансною (т.е. енергія ядра C^{12} на цьому рівні майже рівна сумарній енергії $2\text{He}^4 + \text{Be}^8$). Коли утвориться достатня кількість вуглецю гелій буде згорати також в реакції: $\text{C}^{12} + 2\text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16} + \gamma$

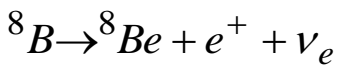
57. Проблема сонячних нейтрино.

Всі ядерні реакції в надрах Сонця і зірок недоступні безпосередньому спостереженню. Існує лише єдиний косвенний метод спостереження реакції, що відбуваються за участю слабкої взаємодії. У таких реакціях утворюються нейтрино, а вони практично не поглинаються, пронизуючи всю товщу зоряної речовини. Для реєстрації сонячних нейтрино Б. М. Понтекорво запропонував скористатися реакцією



Ця реакція має поріг 0,81 Мев і в принципі може бути використана для реєстрації

сонячних нейтрино майже всіх енергій. Проте реально в реакції (1) ядро ${}_{18}^{37}\text{Ar}$ з переважною вірогідністю виходить у збудженому стані з енергією збудження приблизно 5 Мев. Це збільшує ефективний поріг реакції до 5,8 Мев. Тому реакція (1) може бути використана практично для реєстрації швидких нейтрино. Такі нейтрино на Сонці виходять тільки в одній з тих, що завершують реакції водневого циклу, а саме



Паулі в 1930 г висунув гіпотезу, пізніше доведену експериментально, згідно якої

при β -розпаді разом з електроном вилітає ще якась невідома нейтральна частинка, що не реєструється в калориметрі. Завдяки цьому закон збереження енергії дотримується і при

β -распаде. У окремих випадках вся енергія, що звільняється, несеться електроном.

Така енергія відповідає верхній межі електронного β -спектра. Підтвердженням цього може служити досвідчений факт, що вказана межа співпадає з різницею енергій материнського і дочірнього ядер. У інших окремих випадках вся енергія несеться гіпотетичною частинкою. Але найчастіше енергія несеться і цією частинкою, і електроном. Розподіл енергії між ними носить випадковий характер, чим і пояснюється форма

β -спектра.

Паулі припустив, що гіпотетична частинка дуже слабо взаємодіє з речовиною. Вона не іонізує атоми середовища, з якими стикається, і тому вільно проходить через свинцеву оболонку. Це змусило припустити, що частинка Паулі не володіє електричним зарядом, оскільки заряджена частинка з енергією близько мільйона електронвольт не могла б пройти через товстий шар свинцю. Гіпотеза Пауля з'явилася ще до відкриття нейтрона. Фермі назвав цю незаряджену гіпотетичну частинку нейтрино (що в перекладі з італійського означає зменшувальне нейтрончик). Маса нейтрино, якщо така є у цієї частинки, повинна бути в усякому разі менше маси електрона. Це видно вже з того, що при

β -розпаді, коли повинен дотримуватися і закон збереження імпульсу, електроні відносить менше половини енергії, що звільняється. Нейтрино не може бути нейтроном, оскільки інакше при випусканні нейтрино помітно змінювалася б маса ядра, а це при

β -розпаді не спостерігається. Крім того, якби нейтрино і нейтрон були однією і тією ж частинкою, то вона виявилася б при зіткненні з іншими атомними ядрами. Оскільки нейтрино не іонізує атоми, магнітний момент цієї частинки також повинен дорівнювати нулю (або, в усякому разі, бути вельми малим). Спин нейтрино повинен бути підлозі цілим.

При β -розпаді A не міняється, а тому не повинен мінятися і характер спиця ядра. Але електрон (позитрон), що вилітає, відносить спин, рівний $1/2$. Тому спин іншої частинки - нейтрино, - в усякому разі, повинен бути підлозі цілим. Теоретичні розрахунки енергетичного спектру електронів (позитронів), що народжуються при

β -розпаді, виконані при різних припущеннях щодо спину нейтрино, показали, що спин цієї частинки дорівнює $1/2$

Основна ідея Фермі полягає в тому, що

β -частинки і нейтрино не існують в атомних ядрах, а народжуються в них в процесі

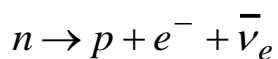
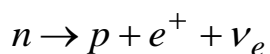
β^- -розпаду, подібно до того як фотон не є складовою частиною атома, а з'являється в процесі випромінювання. Фермі потрібно було ввести гіпотезу про існування особливого типу короткодійних сил, які і викликають в ядрі процеси перетворення нейтрона в протон або протона в нейтрон з випусканням

β^- -частинок і нейтрино в обох випадках. Відповідні сили називаються слабкими силами, а взаємодії, здійснювані під їх дією, - слабкими взаємодіями. Середня довжина вільного пробігу нейтрино з енергією 1 Мев у воді дорівнює приблизно 10^{21} см {100 світлових років). Це набагато перевищує лінійні розміри зірок, т. е, довжини близько 10^{13} див. Такі нейтрино вільно пронизують Сонце, а тим більше земна куля. Із зменшенням енергії нейтрино їх проникаюча здатність стає ще менше радіусу дії слабких взаємодій не перевищує 10^{-15} див.

Для повноти відмітимо, що постульована Паулі частинка, що з'являється при β^- -розпаді разом з електроном, пізніше почала називатися електронним антинейтрино $\bar{\nu}_e$, а частица появляющаяся при β^+ -распаде вместе с позитроном, — електронним

нейтрино ν_e . Звичайно, ділення на частинки і античастки умовно. Що називати частинкою і що античасткою - це питання угоди, але умовитися про це необхідно. Відповідно до прийнятої угоди процеси

β^- и β^+ розпадів пишуться у вигляді



Якби маса нейтрино дорівнювала нулю, то ця частинка не могла б знаходитися в стані спокою. Вона завжди рухалася б із швидкістю світла і щодо будь-якої системи відліку. Проекція вектора спину цієї частинки па напрям руху може бути рівна або $+1/2$, або $-1/2$. У першому випадку умовилися говорити, що частинка має праву, або позитивну

спиральність $\lambda = +1$, во втором — левую, или отрицательную, спиральность $\lambda = -1$. Поняття спіральності, звичайно, має певний сенс тільки для безмасових частинок. Тільки в цьому випадку частинка має певну спіральність незалежно від системи відліку. Якщо ж маса частинки відмінна від нуля, топонятіє певної спіральності позбавлене сенсу: одна і та ж частинка мала б то праву, то ліву спіральність, залежно від того, в якій системі

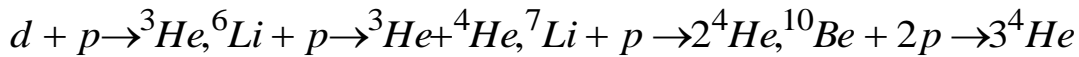
отсчета рассматривается ее движение. Прямим опытом установлено, что ν_e имеет спин, направленный по импульсу. Поэтому если $m_\nu = 0$, то нейтрино будет обладать левой, а антинейтрино — правой спиральностью.

58. Гіпотези про утворення зірок.

По сучасних уявленнях зірки народжуються з протяжних газово-пилових комплексів, що складаються переважно з водню. Із-за гравітаційної нестійкості газово-пиловий комплекс розпадається на безліч дрібніших частин - хмар. Кожна з цих хмар ще не є зіркою. Але

хмара може перетворитися на зірку, якщо маса його достатньо велика. Тому його називають протозіркою, В результаті гравітаційного стискування протозірка розігрівається. Коли усередині протозірки починають відбуватися протон-протонні термоядерні реакції і подальше гравітаційне стискування її зупиняється силами збільшеного газово-кінетичного тиску, протозірка і стає зіркою.

В процесі гравітаційного стискування протозірки температура її надр безперервно підвищується. Коли вона підніметься до мільйона Кельвінів, починаються перші термоядерні реакції за участю протонів і легких ядер з низький кулонівським бар'єром (дейтерій, літій, берилій, бор):



Але із-за малого вмісту в протозірці цих елементів тривалість вказаних реакції по зоряних масштабах невелика- всього близько мільйона років.

В результаті звільнення термоядерної енергії у вказаних реакціях температура і тиск в протозірці підвищуються. Збільшений тиск уповільнює гравітаційне стискування протозірки. Коли легкі ядра з низьким кулонівським бар'єром будуть витрачені, гравітаційне стискування протозірки посилиться, що поведе до подальшого підвищення її температури. Нарешті, коли температура досягне близько 10 млн кельвінів, вступають в гру протон-протонний, а за ним вуглецево-азотний цикли, що є основними джерелами виділення термоядерній енергії. Збільшений тиск зоряної плазми стабілізує зірку - її гравітаційне стискування припиняється. З цієї миті протозірка і стає зіркою.

Зважаючи на те що водню в зірці багато-она майже цілком складається з водню, - «вигорання» водню охоплює незрівнянно більш тривалий час, ніж «вигорання» дейтерію, літій, берилія і бору. Зірки у верхній частині головної послідовності масивніші і володіють вищими температурами. Тому в них процес "вигорання" водню відбувається швидше і охоплює час близько ста мільйонів років. Навпаки, у менш масивних і менш гарячих зірок, як Сонце, цей процес триває 10-15 млрд років. Ще більш поволі відбувається еволюція зірок, що знаходяться в нижній частині головної послідовності, - червоних карликів.

Енерговиділення в зірці після її освіти і виходу на головну поелодовательность тривалий час відбувається переважно в центральній її частині за рахунок «вигорання» водню. Після вигорання водню в центральній частині зірки утворюється центральне гелієве ядро і оболонка, що оточує його, багата воднем. Зірка по своєму складу стає сильно неоднорідною. Ядерні реакції в ядрі зірки припиняються, але інтенсивно відбуваються в її оболонці. Таким чином, основне енерговиділення з центральної частини переноситься в оболонку. В результаті оболонка сильно роздувається. Зірка сходить з головної послідовності і перетворюється на червоний гігант або надгігант. Розміри зірки сильно збільшуються.

Проте маси червоних гігантів можуть і не набагато перевищувати масу Сонця. Завдяки великій поверхні світимість червоного гіганта дуже велика, не дивлячись на знижену температуру його поверхні.

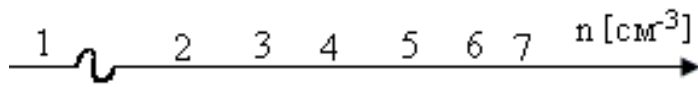
У міру «вигорання» водню в оболонці зірки маса центрального гелієвого ядра зростає, а його гравітаційне стискування посилюється. Це приводить до зростання щільності і температури гелієвого ядра зірки. Коли ці величини досягають значень приблизно 10^6 г/см³ і 10^8 К. До відповідно, починає ефективно йти реакція «згорання» гелію. На коротку мить (близько 10^{-16} з) створюється нестійке ядро берилія:

${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \leftarrow \rightarrow {}^8\text{Be} - 95\text{keV}$ Это ядро может тут же распасться на две α -частицы, но может успеть захватить еще одну α -частицу, в результате чего образуется ядро углерода в возбужденном состоянии: ${}^8\text{Be} + 4\text{He} + 363\text{keV} \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$ Возбуждение снимается γ -

излучением: ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma + 7.68\text{MeV}$. В результате синтеза ядра ${}^{12}\text{C}$ из трех ядер ${}^4\text{He}$ освобождается 7,22 МеВ. Коли накопичиться достатня кількість ізотопу вуглецю, гелій починає вигоряти також в реакціях тих, що супроводжуються подальшим і повним вичерпанням гелію. В результаті завершення цих реакцій виходить ядро зірки.

59.1. Концентрація речовини (густина):

Не знаю про що малось на увазі, але про це давали тільки оце (нормальна людина цього не воспроизведе!):



1) 10^{93} Планківська концентрація (така була густина речовини на початку Великого вибуху);

2) 10^{38} Концентрація ядерної матерії. Це максимальна концентрація з якою має справу ядерна фізика;

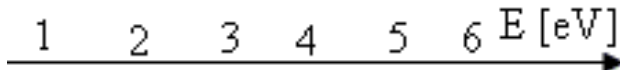
3) $10^{36} - 10^{30}$ вироджений релятивіський газ

; 4) $10^{30} - 10^{26}$ вироджений нерелятивіський газ (він є основою Всесвіту);

5) 10^{23} конденсована речовина в природних умовах;

6) $3 \cdot 10^{19}$ атмосфера;

7) 10^0 міжзоряний простір;



59.2. Енергія збудження:

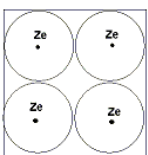
Не знаю про що малось на увазі, але про це давали тільки оце (нормальна людина цього не воспроизведе!): 1) 10^{-12} надохолоджений газ Бозе матерії. Це максимальна концентрація з якою має справу ядерна фізика;

3) $10^{36} - 10^{30}$ вироджений релятивіський газ; 4) $10^{30} - 10^{26}$

вироджений нерелятивіський газ (він є основою Всесвіту); 5) 10^{23} конденсована речовина

в природних умовах; 6) $3 \cdot 10^{19}$ атмосфера; 7) 10^0 міжзоряний простір;

59.3. Еволюція атомарного стану речовини під дією тиску:



Тут приводився 2D графік залежності тиску від температури, якій ніяка здорова людина не відтворить. Але діло приблизно таке (майже лінійне зростання): від $\min P$ [МБарн] та T [eV] до \max (тобто вище) Земля, центр Землі, центр Сонця, білий карлик (- кінцевий стан невеликих зірок), нейтронна зірка (пульсар, чорна

дірка (утвор. при $M > 3M_{\text{землі}}$)), ядерна речовина. Справка: $1\text{Бар} = 1\text{атм} = 10 \frac{\text{Н}}{\text{см}^2} =$

$$10^6 \frac{epz}{\text{см}^2}$$

При тиску від 0 до значення при якому проісходіт порушення атомної

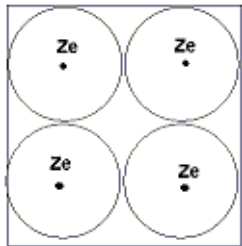
оболонки \checkmark речовина знаходиться в атомарному стані (малі тиски) $T \ll E_i$. $E_i = \frac{z^2 e^4 \mu}{2\eta^2}$ -

енергія зв'язку з ядром. Для повністю іонізованої речовини: $T \gg E_i$, $P > P_i$ $n_1 \approx \frac{1}{d_1^3} = \frac{z^2}{a^3}$,

„a” – радіус 1 Борівської орбіти. В фізиці плазми \exists критерій для повної іонізації: $T > 5E_i$.

При $d \geq 2r$ атоми не втрачають індивідуальності, а при $d < 2r$ індивідуальність порушується (\rightarrow плазма) При високих тисках \checkmark речовина приймає вигляд кубічної ґратки (тіпа комірки Вігнера-Зейтца) (рис.).

59.4. Вироджений Нерелятивіський газ e^- :

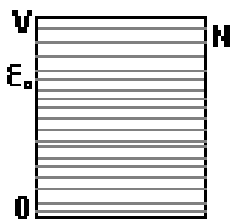


Газ хоча і нейтрален, утримати його дуже важко, оскільки ядра відштовхуються.

Введемо умовне поняття – нейтральний об'єкт – комірка Вігнера-Зейтца. І представимо весь наш об'єм як суму таких комірок

$$N(E_k) = \frac{\exp(-E_k / kT)}{Z}$$

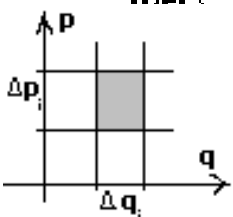
(як для Больцманівського газу). Статистична



сума

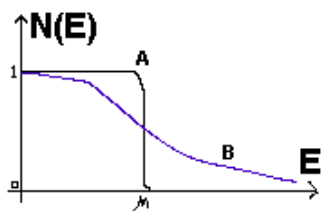
$$Z = \sum_k \exp(-E_k / kT)$$

$$\int N(E_k) f(E_k) dE_k = N$$



$$N(E_k) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_k - \mu}{kT}\right) \pm 1}$$

Отже маємо 2 розподіли Фермі(A) і



Больцманівській(B) . Бачимо, що при $\mu < 0$ $|\mu| \gg kT$ (класичний газ) 2 випадки 1

$$E < \mu \quad N(E_k) \rightarrow 1 \quad \underline{2)} \quad E > \mu \quad N(E_k) \rightarrow 0$$

В об'ємі V багато квантових рівнів, і всі вони заповнені, а вище ν всі порожні. Виразимо

кількість частинок в об'ємі $\int p_i dq_i = 2\pi\eta(n_i + 1/2)$ (- квантування Бора-Зомерфельда)

$n_i = 1, 2, \dots, \infty$ Квант об'єму: $\delta(\int p_i dq_i) = 2\pi\eta$ $N_i = 2 \frac{\Delta p_i \Delta q_i}{2\pi\eta}$ („2” - спин). Число

можливих станів для електронів: $N = 2 \frac{\int_0^{p_0} d^3 p \int d^3 q}{(2\pi\eta)^3} = \frac{V}{(2\pi\eta)^3} \int d^3 q = V$

$\int d^3 p = \int_0^{p_0} p^2 dp \int d\Omega = 4\pi \int_0^{p_0} p^2 dp = 2 \frac{V 4\pi \int_0^{p_0} p^2 dp}{(2\pi\eta)^3} = \frac{V p_0^3}{3\pi^2 \eta^3}$ (*). Знайдемо f

розподілу по імпульсам. Або закон розподілу імпульсів (кількість можливих станів ν на 1

імпульсу) $f(p) = \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{V p_0^3}{\pi^2 \eta^3}$. Загальна енергія всіх ν в об'ємі $E = \int_0^{p_0} f(p) E(p) dp =$

$E(p) = \frac{p^2}{2m}$ - нерелятивістський вигляд $= \int_0^{p_0} \frac{p^2 V}{\pi^2 \eta^3} \frac{p^2}{2m} dp = \frac{p_0^5 V}{10m \pi^2 \eta^3}$ (2*). З (*)

максимальний імпульс $p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \eta (N/V)^{1/3} = (N/V = n_e)^{1/3} = (3\pi^2)^{1/3} \eta n_e^{1/3}$ (3*).

Повна енергія з (2*) і (3*): $E_p = 3(3\pi^2)^{2/3} N \frac{\eta^2}{10m} n_e^{2/3}$. Максимальна енергія

$E_0 = E_F = \frac{p_0^2}{2m} = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\eta^2}{2m} n_e^{2/3}$. Отже $E_F = \frac{3}{5} N E_0$. Середня енергія 1 частинки:

$\bar{E} = \frac{E}{N} = \frac{3}{5} E_0$. Газ причиняє тиск на стінки: $P = P_F = - \frac{\partial E}{\partial V} |_{S=const} = \frac{2}{3} P$ | S - ентропія | =

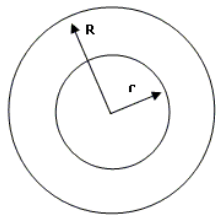
$\frac{\partial}{\partial V} \left(3(3\pi^2)^{2/3} N \frac{\eta^2}{10m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \right) = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\eta^2}{5m} n_e^{5/3}$. При високій концентрації газ стає

виродженим. Границя застосування: $E_0 \gg kT \Rightarrow E_0 = kT_{\text{виродж}}$

$\Rightarrow T_{\text{виродж}} = k / E_0$

59.5 Умова ідеальності виродженого нерелятивістського \bar{e} газу:

Будемо вважати, що z не вільні від ядер, тобто врахуємо їх наявність, бо від Кулонівської взаємодії нікуди не дітись. Необхідно, щоб для кожної частинки викон.



$$\langle E_1 \rangle = \frac{3}{5} E_F \gg \langle \frac{ze^2}{r_e} \rangle \quad (**) \quad \langle \frac{1}{r_e} \rangle = \int_0^R \frac{1}{r_e} f(r_e) dV$$

$$|dV = 4\pi r_e^2 dr_e| = \frac{4\pi}{4\pi R^3/3} \int_0^R r_e dr_e = \frac{3}{2R}, \quad f(r_e) - f \text{ розподілу.}$$

Радіус комірки Вігнера-Зейтца знайдемо з умови $\frac{4\pi}{3} R^3 n_e = z \Rightarrow R = \left(\frac{3z}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$

$$\langle \frac{ze^2}{r_e} \rangle = \frac{3z^{2/3} e^2 n_e^{1/3}}{2} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \cdot \frac{3}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\eta^2}{2m} n_e^{2/3} \gg$$

$$\frac{3z^{2/3} e^2 n_e^{1/3}}{2} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} n_e \gg \frac{5z^{2/3} m e^2 \sqrt{4}}{3\eta^2 \pi} \quad . \text{ Можна сказати: З ростом густини газ стає}$$

більш ідеальним; Для важких елементів більш високий поріг ідеальності.

59.6 Релятивіський вироджений газ e^- :

$$N = \int f(p) dp \quad (\text{подив. Нерелятивіський газ як знаходили } N, p_0, f(p)) \quad dN = \frac{V p^2 dV}{\pi^2 \eta^3} =$$

$$| p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \eta n_e^{1/3} | = \frac{V p_0^3}{3\pi^2 \eta^3} \quad E = \int_0^{p_0} E(p) f(p) dp = \quad | f(p) = \frac{V p^2}{\pi^2 \eta^3}, \quad \text{для}$$

$$\text{нерелятивіського випадку } E(p) = \frac{p^2}{2m}, \quad \text{для релятивіського випадку } E(p) = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4},$$

$$\text{для сильно релятивіських } \therefore T(p) = E(p) = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \approx pc | =$$

$$\int_0^{p_0} pc \frac{V p^2}{\pi^2 \eta^3} dp = \frac{V c p_0^4}{4\pi^2 \eta^3} = \quad | p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \eta n_e^{1/3}, \quad N/V = n_e | =$$

$$\frac{3}{4} (3\pi^2)^{1/3} N c \eta n_e^{1/3} \quad \text{повна енергія.} \quad \text{Максимальна енергія} \quad E_0 = E_F = p_0 c =$$

$$(3\pi^2)^{1/3} \eta c n_e^{1/3} \quad \text{Середня енергія 1 частинки:} \quad \bar{E}_1 = \frac{E}{N} = \frac{3}{4} E_F \quad \text{Газ причиняє тиск}$$

$$\text{на стінки (тиск Фермі газу):} \quad P_F = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_S = \quad | S - \text{ентропія, } N/V = n_e | =$$

$$- \frac{3}{4} (3\pi^2)^{1/3} N^{4/3} \eta c \frac{\partial}{\partial V} \frac{1}{V^{1/3}} = \frac{\eta c}{4} (3\pi^2)^{1/3} n_e^{4/3} .$$

59.7 Границя між нерелятивістським і ультрарелятивістським Фермі газом e^- :

$$P_{F_нер} = P_{F_рел} \Rightarrow (3\pi^2)^{2/3} \frac{\eta^2}{5m} n_e^{5/3} = \frac{\eta c}{4} (3\pi^2)^{1/3} n_e^{4/3} \Rightarrow n_{e_гран} = \frac{5m c}{4\eta (3\pi^2)^{1/3}} .$$

Знайдемо енергію при $n_{e_гран}$: $E_{F_нер} = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\eta^2}{2m} n_{e_гран}^{2/3}$ та

$$E_{F_рел} = (3\pi^2)^{1/3} \eta c n_{e_гран}^{1/3} .$$

60. Співвідношення між силою гравітації та станом виродженої електронної підсистеми в критичних космічних об'єктах на стадії їх гравітаційного колапсу.

При малих тисках, та температурах речовина знаходиться в атомарному стані ($kT \ll E_i$ - енергія іонізації). Щоб іонізувати речовину треба її нагріти так, щоб енергії частинок було

достатньо для іонізації атомів: $kT > E_i$. Для повної іонізації в фізиці плазми існує більш

жорстка умова: $kT > 5E_i$ ($kT > 13,6z^2 \text{ eV}$), яка враховує процеси рекомбінації (щоб почалася повна іонізація треба вийти з рівноважного стану, коли іонізація дорівнює рекомбінації, що веде до збільшення порогової енергії повної іонізації). Отже збільшуючи

тиск в речовині буде підвищуватись температура і за деякого тиску ρ_i відбудеться повна іонізація речовини. При подальшому збільшенні тиску порушиться індивідуальність

окремих атомів, що відповідає середній відстані між частинками (атомами): $r \leq \frac{a}{z}$, тут a -

борівський радіус. Цій відстані буде відповідати концентрація: $n \sim \frac{1}{r^3} = \frac{z^3}{a^3} \approx 10^{24} z^3 \text{ см}^{-3}$.

Отже при $\rho > \rho_i$ ми будемо мати окремо електрони (електронний газ) та ядра, що фактично являє плазму. При достатньо високих тисках будь-яка речовина за атомною структурою являє собою кубічну ґратку. Отже ми прийшли до висновку, що речовину при великих тисках та температурах можна розглядати як кубічну кристалічну структуру з ядрами в вузлах, простір між якими заповнює електронний газ. Розглянемо комірку Вігнера-Зейтса для цієї моделі речовини. Комірка електрично нейтральна і складається з ядра і вільних електронів. Можливі два випадки. 1. Електрони підкоряються розподілу

Больцмана (класичний газ): $f(E_k) = e^{\frac{-E_k}{kT}} = e^{\frac{\mu + E_k}{kT}}$. Тут $z = \sum_k e^{\frac{-E_k}{kT}}$. 2. Електрони - це квантові частинки з напівцілим спіном і тому вони підкоряються розподілу Фермі для

ферміонів: $f(E_k) = \frac{1}{e^{\frac{E_k - \mu}{kT}} + 1}$. Відмітимо, що розподіл Больцмана є граничним випадком

розподілу Фермі за умови $\mu < 0$ і $|\mu| \gg kT$. Далі будемо вважати електронний газ квантовим виродженим газом, що підкоряється статистиці Фермі. Отже використовуючи статистику Фермі для знаходження повної кількості станів для електрону необхідно знати всі можливі рівні енергії ϵ_k для частинки, що ускладнює задачу. Тому подальший розгляд буде в квазікласичному наближенні. Розглянемо газ, в якому частинками заповнені всі доступні квантові рівні. Отже в деякому об'ємі V маємо багато рівнів до енергії E_0 , які всі заповнені, а вище ϵ_0 - всі порожні. Застосуємо квазікласичне наближення Бора-

Зоммерфельда: $\int p_i dq_i = 2\pi n_i + \frac{1}{2}$, $n_i = 1, 2, \dots$ $\delta(\int p_i dq_i) = 2\pi n_i$. Кількість станів

частинок в елементі фазового простору: $N_i = 2 \frac{\Delta p_i \Delta q_i}{2\pi \eta}$ (двійка з'являється через те, що за принципом Паулі на кожному енергетичному рівні може знаходитись два електрона з протилежними проекціями спінів). Повне число станів в об'ємі V для електронів, які

мають імпульс від 0 до p_0 : $N = 2 \frac{\int_0^{p_0} d^3 p \int d^3 q}{(2\pi \eta)^3} = \frac{2V4\pi}{(2\pi \eta)^3} \int_0^{p_0} p^2 dp = \frac{V p_0^3}{3\pi^2 \eta^3}$. Кількість можливих

станів, що приходяться на інтервал імпульсів dp : $f(p) = \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{V p^2}{\pi^2 \eta^3}$. Повна енергія, яку

можуть мати всі електрони в цьому об'ємі: $E = \int_0^{p_0} f(p) E(p) dp = \int_0^{p_0} \frac{V p^2}{\pi^2 \eta^3} \frac{p^2}{2m} dp = \frac{V p_0^5}{10 m^2 \pi^2 \eta^3}$ (*).

Тут вважається, що електронний газ нерелятивістський і тому: $E(p) = \frac{p^2}{2m}$. З формули

для N можна знайти максимальний імпульс $p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \eta n_e^{1/3}$. Підставляючи,

знаходимо повну енергію електронного газу $E = \frac{3}{5} N E_{\max}$, де

$E_{\max} = E_F = \frac{p_0^2}{2m} = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \eta^2 n_e^{2/3}}{2m}$. Середня енергія одного електрону:

$\bar{E} = \frac{E}{N} = \frac{3}{5} E_{\max}$. Наведені вище розрахунки справедливі, якщо $kT \ll E_{\max} \equiv E_F$.

умова виродженості Фермі газу. Знайдемо граничну температуру виродження:

$kT_{\text{vir}} = E_{\max} \Rightarrow kT_{\text{vir}} = 0,6 \text{ MeV}$. Отже, якщо $T < T_{\text{vir}}$, то електронний газ є виродженим. Для зірки в стані рівноваги гравітаційний тиск повинен дорівнювати тиску

газу на стінки, отже $P = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_s = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \eta^2}{5m} n_e^{5/3}$ - гравітаційний тиск. Знайдемо тепер

критерій ідеальності виродженого електронного нерелятивістського газу: $\bar{E}_{\text{кін}} \gg \bar{E}_{\text{пот}}$.

кінетична енергія набагато більше ніж потенціальна. $\frac{3}{5} E_F \gg z e^2 \left\langle \frac{1}{r_{\text{ін}}} \right\rangle$.

$\left\langle \frac{1}{r_{\text{ін}}} \right\rangle = \int_0^R \frac{1}{r_{\text{ін}}} f(r_{\text{ін}}) 4\pi r_{\text{ін}}^2 dr_{\text{ін}} = \frac{4\pi}{\frac{4\pi}{3} R^3} \int_0^R r_{\text{ін}} dr_{\text{ін}} = \frac{3}{2R}$. 3 іншого боку:

$\frac{4\pi}{3} R^3 n_e = z \Rightarrow R = \left(\frac{3z}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$. Тоді підставляючи обраховані величини в умову

ідеальності отримаємо: $n_e^{1/3} > \frac{5}{3} z^{2/3} \frac{me^2}{\pi \eta^2} 4^{1/3} \Rightarrow n_e > 3 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Отже умова

ідеальності матиме такі границі $10^{30} \text{ см}^{-3} > n_e > 3 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Верхня межа

з'являється за рахунок не виконання нерелятивістського наближення $E(p) = \frac{p^2}{2m}$ для всього діапазону концентрацій.

Релятивістський вироджений електронний газ

В формулу (*) підставимо $E(p)$ у вигляді: $E(p) \approx pc$ - випадок сильного релятивізму. Тоді

$E = \frac{3\eta c N (3\pi^2)^{1/3}}{4} n_e^{1/3}$, $\bar{E} = \frac{3}{4} E_F$, $P_F = \frac{\eta c}{4} (3\pi^2)^{1/3} n_e^{4/3}$ - гравітаційний тиск. З умови знаходимо граничну концентрацію, при якій газ ще нерелятивістський:

$$n_e^{1/3} |_{\text{гран}} = \frac{5mc}{4\eta(3\pi^2)^{1/3}} \Rightarrow n_e |_{\text{гран}} \approx 10^{30} \text{ см}^{-3}.$$

61. Еволюція зірок в залежності від їх початкових умов.

9

Ядерна стадія еволюції зірок:

Сонце:

$$R = 10^6 \text{ км} \quad M = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

$$T_{\text{лив}} = 6000 \text{ К} \quad J_{\Sigma} = 4 \cdot 10^{46} \text{ Вт}$$

$$T_{\text{у}} = 1,6 \cdot 10^7 \text{ К} \approx 1,5 \text{ кеВ} \quad (\text{всередині Сонця})$$

Вміст Сонця: водень 70%, He 24%, B, Be, Li ... - 6% (в центрі)

$$\rho_{\text{центру}} = 100 \text{ г/см}^3$$

Памі всім зірок світловитименням з сонячним ☉
 M_{\odot} - маса сонця. (маса - визначає основною х-ною)

$$0,1 M_{\odot} < M_{\text{зірок}} < 100 M_{\odot}$$

якщо менше, то
 стиснення не призведе
 до стиснення та
 ядерних реакцій
 (примклад Юпітер)

Інтервали:

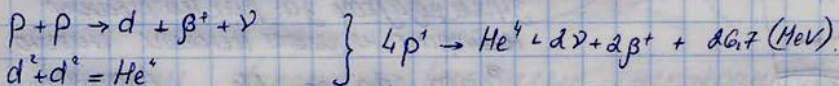
① $0,1 M_{\odot} \leq M \leq 1,45 M_{\odot}$

② $1,45 M_{\odot} \leq M \leq 4 M_{\odot}$

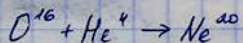
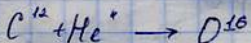
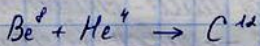
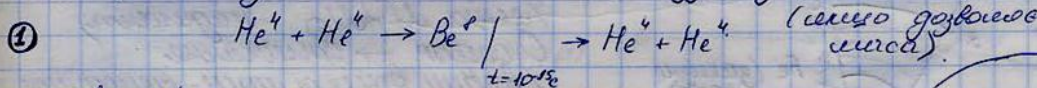
③ $\frac{M}{M_{\odot}} > 4$

передача тепла з центру
 на поверхню не може
 1 млн років.

Реакції сожжого циклу:



(якщо маса мала - реакція, тепло \downarrow - припиняє реакції,
 якщо M - достатньо, то реакції йдуть далі:



реакції зірок \rightarrow переходить в стадію
 гервоого гнана $T_{\odot} = 5$ млрд років,
 ядерні реакції - припиняються.

Всередині швидко охолоджується, потім
 стиснення, але не настільки, як найменш колову гертіти \rightarrow
 вишій карлик.

Які елементи утворюють зірку. (електронний газ з ядрами, \Rightarrow виводу
 між ними притягу)

Тракт елемент стисає;

Випромінення газ (якщо $E_F < 0,5 \text{ MeV}$ - нерелятивіст. газ), - розширює (тисне)

Нерелятивіст. ел. газ $E_F < m_e c^2 = 0,5 \text{ (MeV)}$

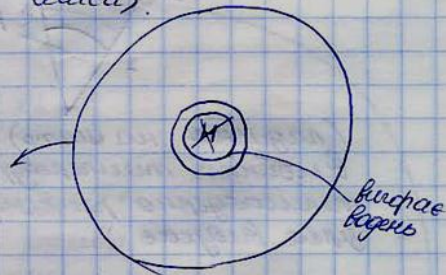
$$E_F = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_e} n_e^{2/3} \quad n_e < 3 \cdot 10^{30} \text{ (см}^{-3}\text{)}$$

$$P_F = \frac{9}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{5/3}$$

Релятивістський ел. газ:

$$E_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3} \quad n_e > 3 \cdot 10^{30} \text{ (см}^{-3}\text{)}$$

$$P_F = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c n_e^{4/3} \approx \frac{3}{4} \hbar c n_e^{4/3}$$



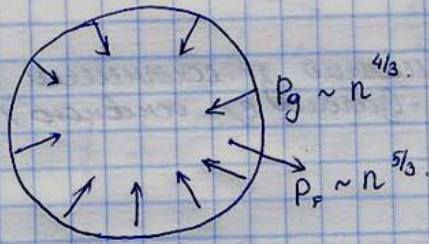
Гравітаційний тиск:

$$W_{gr} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

$$P_g = \frac{GM^{4/3}}{5} \left(\frac{4}{3}\pi\right)^{1/3} (2m_p) n_e^{4/3}$$

$n_p \approx n_n$ (припускаємо на середній зірці)

Тому ж зазначимо від концентрації тисків різниця:



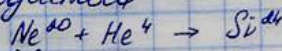
(при стисненні P_F зростає швидше, світло застоповлюється до ретицій концентрації)

Світла світло біз внутрішніх джерел:

(зірка великого розміру одного каміфу) зірка темніє \rightarrow до корного келіма з радіусом 10-100 км

② $1.45 M_{\odot} < M < 4 M_{\odot}$

зірка стискає, розігріває, довший здатна утримувати стиснені стани, але до поперед. рівня доходить



(випадає центральна частинка), зірка роздуває за рахунок вільного нейтрону не може випустити енергію

Випадає ядро до Ne (заліза)

Утворює червоний гігант

(якщо $M > M_{\odot}$ - надгігант)

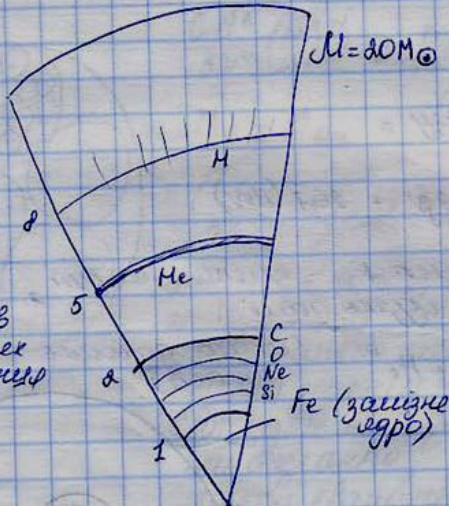
Охолоджує \rightarrow стискається

(всю велику масу стискається не зупиняється \Rightarrow утворює випадає ретицій газ)

Якщо $M > 1.45 M_{\odot}$ ретицій газ не може зупинитися:

$$P_g = \frac{GM^{4/3}}{5}$$

$$P_F = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{4} h c n^{4/3}$$

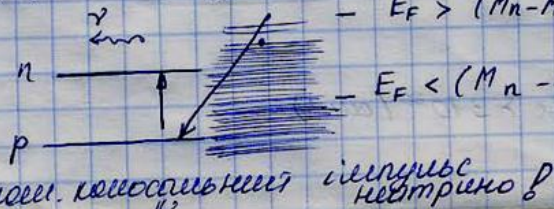


радіус в одиницях мас сонця

(падіття на центр) висока температура, теплоізоляція ретицій газу 10сек-зірка випуває)

випадає надвоє першого типу (в середині Fe - радіуси $>$ діаметру келіма)

③ Аналогічно: згорає все до Fe, стискає, але все згоріло, утворює гравітаційний кошик тепло не може зупинитися \Rightarrow стискається кулонного газу (випадає) \Rightarrow кристалізація ретицій \Rightarrow вся зірка в ядро (ві випадає зникають) процес нейтронізації



нейтрон не випадає з ядра, випадає \Rightarrow концентрується \Rightarrow утворює нейтрони (нейтронна зірка) утворюється нейтронний ретицій (сильно зростає за 1с)

62. Моделі утворення планет. Космічні промені, проходження космічних променів крізь атмосферу.

Космічні промені - заряджені частинки високих енергій з космічного простору. Майже 90% від загальної кількості частинок складають протони, 9% - ядра гелію (альфа-частинки) та близько 1% - електрони (бета-мінус частинки). Слово "промені" в назві явища не слід сприймати буквально, оскільки частинки потрапляють в атмосферу Землі окремо, а не у вигляді напрямленого пучка частинок чи променю. Назва походить з часів відкриття явища і є більше даниною історії, а ніж описом суті явища.

Наявність частинок з різними енергіями відображає розмаїття джерел цих частинок. Походження частинок варіюється від енергетичних процесів в надрах Сонця до ще достатньо не з'ясованих механізмів у найвіддаленіших куточках видимого Всесвіту. Космічні промені можуть сягати енергій вище 10^{20} eV, що значно перевищує можливості теперішніх земних прискорювачів частинок, в яких можна надати частинці кінетичну енергію лише порядку 10^{12} - 10^{13} eV (дивіться Космічні промені надвисоких енергій для опису реєстрації частинки з енергією близько 50 Дж, що еквівалентно тенісному м'ячу розігнаному до швидкості 42 м/с). Планується досліджувати частинки навіть з більшими енергіями.

Склад

Енергетичний спектр космічних променів.

Космічні промені можна поїдлити на дві великі категорії, первинні та вторинні. Космічні промені від позасонячних астрофізичних джерел є первинними космічними променями; вони можуть взаємодіяти з матерією міжзоряного середовища і утворювати вторинні космічні промені. Сонце також продукує космічні промені невисоких енергій переважно під час сонячних спалахів. Точний склад первинних космічних променів, поза атмосферою Землі, залежить від діапазону спостережуваного енергетичного спектру. Загалом, майже 90% всіх космічних променів, що надходять складають протони, близько 9% ядра гелію (альфа-частинки) та майже 1% - електрони. Залишок складають інші важчі ядра, які є продуктами зоряних реакцій ядерного синтезу. Вторинні космічні промені складаються з легких ядер, які не є продуктами життєдіяльності зір, але є результатом Великого Вибуху, це переважно літій, берилій та бор. Цих легких ядер значно більший вміст в космічних променях (співвідношення приблизно 1:100 частинок), а ніж в сонячній атмосфері, де їхній вміст становить близько 10^{-7} вмісту ядер гелію.

Ці відмінності у вмісті є наслідком процесів формування вторинних космічних променів. При взаємодії важких ядер первинних космічних променів, наприклад, ядер карбону та кисню, з матерією міжзоряного середовища, вони розпадаються на легші ядра (в так званому процесі розпаду космічних променів), літій, берилій та бор. Спостереження вказують на те, що енергетичні спектри літію, берилію та бору спадають дещо крутіше, а ніж спектри карбону та кисню, що вказує на те, що розпад ядер з більшою енергією трапляється рідше, імовірно внаслідок їхнього виходу з-під дії галактичного магнітного поля. Розпад впливає також і на вміст Sc, Ti, V та Mn в космічних променях, які продукуються зіткненнями ядер феруму та нікелю з матерією міжзоряного середовища.

В минулому, вважалося що космічні промені зберігають свій потік сталим. Недавні ж дослідження надали докази 1,5-2 тисячолітніх змін в потоці космічних променів протягом останніх сорока тисяч років.

Комічні промені на земній поверхні

Космічні промені відхиляються в магнітному полі Землі. Їхня інтенсивність залежить від широти. Особливо цей ефект проявляється в екваторіальних областях, де магнітне поле перешкоджає проникненню космічних променів набагато більше, ніж біля полюсів. Крім того, позитивно заряджені частинки відхиляються на схід, а негативно заряджені частинки відхиляються на захід.

Інтенсивність космічних променів зростає із збільшенням висоти, досягаючи максимуму приблизно на висоті 20-25 км. За межами земної атмосфери існують області із підвищеною інтенсивністю космічних променів, що називаються радіаційними поясами Ван Аллена.

63. Радіаційні пояси Землі.

Усередині магнітосфери, як і в будь-якому дипольному полі, є області, недоступні для частинок з кінетичною енергією E , менше критичною. Ті ж частинки з енергією $E < E_{кр}$, які все-таки вже там знаходяться, не можуть ці області покинути. Ці заборонені області магнітосфери називаються зонами захоплення. У зонах захоплення дипольного (квазідипольного) поля Землі дійсно утримуються значні потоки захоплених частинок (перш за все, протонів і електронів).

Радіаційний пояс Землі (РПЗ) в західній літературі зазвичай називається поясом Ван-Аллена. Радіаційний пояс Землі був відкритий американськими і радянськими ученими (С. Н. Вернов і А. Е. Диваків) в 1957-1958 роках і є в першому наближенні тороїд, в якому виділяється дві області:

внутрішній радіаційний пояс на висоті ~ 4000 км., що складається переважно з протонів з енергією в десятки МЕВ;

зовнішній радіаційний пояс на висоті $\sim 17\ 000$ км., що складається переважно з електронів з енергією в десятки кев.

Залежність положення нижньої межі радіаційного поясу - довготна. Над Атлантикою зростання інтенсивності починається на висоті 500 км., а над Індонезією на висоті 1300 км. Якщо ті ж графіки побудувати залежно від магнітної індукції B , то всі вимірювання укладуться на одну криву, що ще раз підтверджує магнітну природу захоплення.

Між внутрішнім і зовнішнім радіаційними поясами є щілина, розташована в інтервалі від 2 до 3 радіусів Землі. Потоки частинок в зовнішньому поясі більші, ніж у внутрішньому. Різний і склад частинок: у внутрішньому поясі протони і електрони, в зовнішньому - електрони. Застосування неекранованих детекторів істотно розширило відомості про радіаційні пояси. Були виявлені електрони і протони з енергією декілька десятків і соти кілоелектронвольт відповідно. Ці частинки мають істотно інше, в порівнянні з проникаючими, просторовий розподіл.

Максимум інтенсивності протонів низьких енергій розташований на відстанях $L \sim 3$ від центру Землі. Малоенергійні електрони заповнюють всю область захоплення. Для них немає розділення на внутрішній і зовнішній пояси. Частинки з енергією десятки кев незвично відносити до космічних променів, проте радіаційні пояси є єдиним явищем і повинні вивчатися в комплексі з частинками всіх енергій.

Потік протонів у внутрішньому поясі досить стійкий в часі. Перші експерименти показали, що електрони високої енергії ($E > 1-5$ МЕВ) зосереджені в зовнішньому поясі. Електрони з енергією менше 1 МЕВ заповнюють майже всю магнітосферу. Внутрішній пояс дуже стабільний, тоді як зовнішній випробовує різкі коливання.

64. Ядерні реакції та синтез елементів в зірках на різних етапах еволюції Всесвіту

Наш Всесвіт існує протягом (10-20) 10⁹ років від початку розширення. На перших стадіях розширення і охолодження вона пройшла діапазон температур, при якому дозвездное речовина перетворювалася на нуклони. Останні, продовжуючи остигати, синтезувалися в ядра ⁴He. У цьому процесі зафіксувався первинний склад елементів у всесвіту (див. нижче п.1). В ході подальшої еволюції склад дозвездного речовини вже не мінявся, оскільки його температура впала нижче за інтервал, при якому синтез ще можливий. Зберігся він і після утворення галактик і зірок, оскільки кількість що утворюється при синтезі в низ речовини невелико. Синтез елементів відбувався і відбувається зараз в масивних зірках (10-20 мас Сонця), здатних забезпечити високу щільність і температуру початкової речовини. Еволюція цих зірок закінчується гравітаційним колапсом, вибухом і розсіянням речовини в простір (спалах Найновішої). Ця речовина служить початковим матеріалом для конденсації його в спостережувані зараз зірки, у тому числі і Сонце.

Основним експериментальним результатом, який дозволяє судити про утворення елементів у Всесвіту, є поширеність. Відомості про неї отримують шляхом усереднювання даних по ізотопному складу 1) земної кори 2) метеоритів 3) сонячної атмосфери 4) проб місячного ґрунту 5) зоряних атмосфер 6) проб ґрунту Венери.

Поширеність елементів у Всесвіті має наступні особливості:

- 1) Поширеність по числу ядер ¹H ~90%, ⁴He ~10%; остальные ~0.1%
- 2) Поширеність елементів із збільшенням їх атомної маси в середньому зменшується
- 3) поширеність легких ядер (Li, Be, B) на 5-8 порядків ніж в ссрвненії з їх найближчими сусідами
- 4) поширеність елементів залізної групи (Cr, Fe, Ni) має яскраво виражений максимум - залізний пік
- 5) поширеність елементів з магічних областей систематично нижче, ніж у сусідніх з ними
- 6) поширеність парно-парних ядер вища, ніж у непарних
- 7) поширеність сусідніх ядер корелює з величиною енергії зв'язку нуклонів в них: ядро з вищою енергією зв'язку має більшу поширеність.

Послідовність процесів, що породжують всю велику кількість хімічних елементів, починається з термоядерних реакцій.

Протон-протонная ланцюжок включається, коли температура в центрі зірки підвищується

до 1 кев. При цьому відбуваються ядерні реакції: $p + p \rightarrow d + \beta^+ + \nu; d + d \rightarrow {}^4\text{He}$

Кінцевий висновок реакцій: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu + 2\beta^+ + 26.7\text{MeV}$. Ядра легкой группы (Li, Be, B) виникають в проміжних стадіях реакцій і вигоряють. Неможливість відведення створюваної речовини (окрім нейтрино) унаслідок стискування зірки приводить до подальшого стискування і нагріву.

Вуглецево-азотно-кисневий (CNO) цикл йде при температурі, що перевищує 2 кев. В результаті цього циклу також утворюється гелій; вуглець, азот і кисень виконують роль

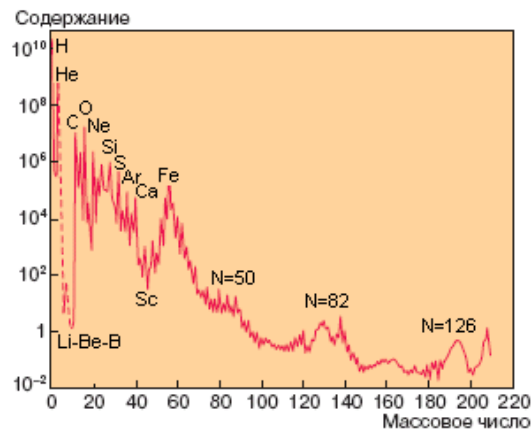
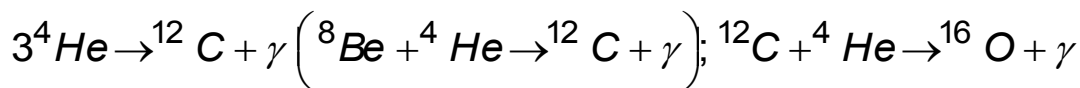


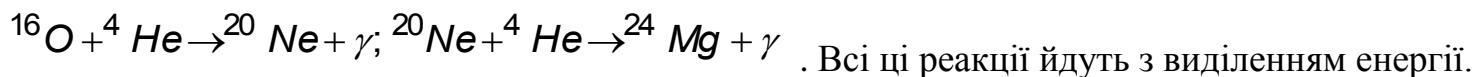
Рис. 1. Распространенность нуклидов в первичной солнечной туманности по отношению к содержанию кремния, принятого за 10⁶

катализатора (передбачається, що деяка кількість цих елементів утворилася на попередній стадії еволюції зірки в ядерних реакціях за участю гелію).

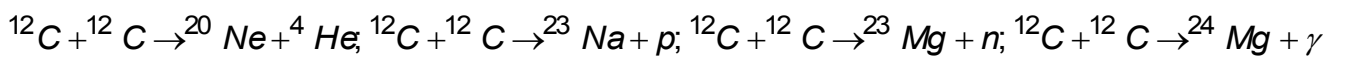
Альфа-процес вступає в дію, коли температура досягає 10 кев. В результаті вигорання водню накопичується гелій і стають можливими реакції горіння гелію:



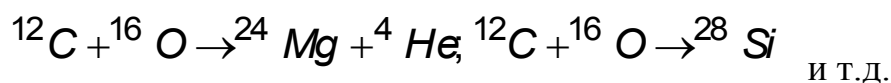
Для легких зірок (1-2 маса Сонця) на цьому реакції горіння закінчуються. Для масивніших, коли енергія в центрі зірки перевищує 30 кев, можливі реакції:



Після того, як в центрі зірки вигоряє гелій, ядро починає знов ущільнюватися і розігріватися. При температурах 60 кев починається **горіння вуглецю**:

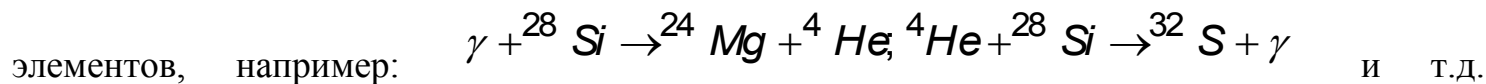


Некоторое количество углерода сгорает вместе с кислородом:



Горіння кисню йде при температурах більше 100 кев; його найбільш поширений продукт - ізоотоп ^{28}Si

Після вигорання кисню ядро зірки знов розігріватися і стискується. Коли температура досягає 300-400 кев, починається **рівноважний**, або **e-процес**, при якому йдуть прямі і зворотні термоядерні реакції освіти і дисоціації елементів, включаючи ядра групи заліза. Фоторозщеплення ядер приводить до освіти в ядрі зірки вільних протонів, нейтронів і ядер гелію, починають протікати реакції освіти з кремнію важчих



Найбільш поширеними при цьому опиняться ядра з $A=4n$, оскільки провідним процесом утворення елементів важче за кремній є послідовне приєднання альфа-часток до ядра ^{28}Si . e-процес займає в еволюції зірки час близько 1 с. Він передує безпосередньо вибуху масивної зірки і остаточно фіксує поширеність ядер групи заліза і більш за легені. *Залізний максимум* формується великій міцності вказаної групи ядер із-за великої енергії зв'язку в них. Дисоціація цієї групи можлива тільки при підвищенні температури до 700 кев, але до цього часу починається розліт речовини масивної зірки. Еволюція зірки, а отже, і ядерний синтез елементів - нуклеосинтез - на цьому закінчується.

65. Проблеми синтезу та стабільності надважких елементів.

Горіння кремнію є кінцевою стадією термоядерного синтезу нуклідів в масивних зірках, на якій утворюються ядра групи заліза, що володіють максимальною питомою енергією зв'язку. Подальший термоядерний синтез в результаті приєднання легких ядер ядрами групи заліза не має місця, оскільки цей процес повинен протікати тільки з поглинанням енергії. Цей синтез повинен забезпечуватися іншими механізмами; такі нукліди утворюються в результаті трьох принципово різних процесів: s-, r- і p-процесов.

S-процес (повільний процес радіаційного захоплення нейтронів) починається при температурі 10 кев одночасно з альфа-процесом, коли стає досить вірогідною реакція



$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{23}\text{Mg} + n$; ці реакції називаються генераторами нейтронів. Протікає s-процес у тому випадку, коли концентрація вільних нейтронів така мала, що інтервал часу між послідовними актами поглинання нейтронів перевищує час життя всіх нестабільних ядер, що утворюються в цьому процесі. Нейтрони послідовно захоплюються ядрами залізної групи з випусканням гамма-кванта, що супроводжується послідовним збільшенням атомної маси A в межах

даного порядкового номера ядра X : $^A_Z X + n \rightarrow ^{A+1}_Z X + \gamma$. Зміна Z відбувається тоді, коли чергове захоплення нейтрона приводить до нестабільного щодо бета-розпаду ізотопу:

$^{A+1}_Z X \rightarrow ^{A+1}_{Z+1} Y + e^- + \tilde{\nu}$. s-процес йде в надрах зірок при їх нормальній стадії еволюції дуже поволі: одне захоплення нейтрона ядром відбувається в середньому за 10^5 років. Але почавшись на ядрах залізної групи, він не уривається аж до утворення ядер ^{207}Pb , залишаючи на діаграмі (Z, A) доріжку стабільності. Завершуються ланцюжки перетворень s-процеса на ізотопах свинцю і вісмуту ^{209}Bi , оскільки подальші нукліди полонія - радіоактивні з дуже малим періодом напіврозпаду.

Доказом існування нуклеосинтезу унаслідок s-процеса є хороше виконання співвідношення

$\sigma \cdot N = \text{const}$, где σ - сечение радиационного захвата нейтронов элементом, а N - распространенность. Обозначим $n(A)$ число ядер с массовым числом A ; тогда изменение числа $n(A)$ в s-процессе будет описываться уравнением $\frac{dn(A)}{dt} = \nu\sigma(A-1)n(A-1) - \nu\sigma(A)n(A)$, где ν - поток нейтронов, а $\sigma(A)$ - сечение поглощения нейтронов ядром с массовым числом A . Первый член справа дает число ядер, образующихся в единицу времени, а второй - число исчезающих ядер. В стационарных условиях $\frac{dn(A)}{dt} = 0$, поэтому имеет место

равенство $\sigma(A-1) \cdot n(A-1) = \sigma(A) \cdot n(A)$, звідки і слідує вказане співвідношення. Існують стабільні ізотопи, розташовані зліва (нейтронно-дефіцитні або обійдені) і праворуч від доріжки стабільності ядра, утворення яких не може відбутися в рамках s-процеса. Крім того, s-процес не може забезпечити нуклеосинтез ядер уранової групи. У всіх цих випадках стабільні або довгоживучі ізотопи відокремлені від доріжки стабільності нестабільними ізотопами, вірогідність розпаду яких істотно вище за вірогідність захопити нейтрон (для нейтрон-ізбиточних) або протон (для обійдених ядер).

Важкі і надважкі елементи, що знаходяться в таблиці Менделєєва за вісмутом, утворюються в результаті **r-процеса** - швидкого процесу радіаційного захоплення нейтронів, в якому час між послідовними захопленнями нейтронів значно менше часу життя нестабільних ядер. Цей процес реалізується безпосередньо перед вибухом зірки, коли потік нейтронів з реакцій генерації нейтронів стає дуже інтенсивним. За дуже короткий час утворюються всі нейтронно-надмірні елементи праворуч від доріжки стабільності, зокрема надважкі елементи з атомною масою аж до 260. Прикладом r-процеса є те

як процес нуклеосинтезу долає область полонія: ядро ізотопу ${}_{83}^{208}\text{Bi}$ может

последовательно присоединить 20 нейтронов: ${}_{83}^{208}\text{Bi} + 20n \rightarrow {}_{83}^{228}\text{Bi} + \gamma$ и превратиться в

нестабильное вследствие большой перегруженности нейтронами ядро изотопа ${}_{83}^{228}\text{Bi}$, яке в результаті ланцюжка бета-розпадів перетворюється на одне з ядер, що знаходиться за полонієм і альфа-радіоактивними астатом і францієм. Закінчення r-процесса уривається спонтанним діленням надважких ядер, оскільки для ядер з великим масовим числом спонтанне ділення відбуватиметься швидше, ніж бета-розпад. При цьому продукти ділення надважких ядер знов стають зародковими ядрами для подальшого протікання r-процесса. Не всі атомні ядра можуть бути утворені в s- і r-процессах. Існують так звані обійдені ядра, які не можуть утворитися за допомогою захоплення нейтронів. Прикладами

таких ядер являються ${}_{42}^{92}\text{Mo}$, ${}_{50}^{111}\text{Sn}$, ${}_{50}^{112}\text{Sn}$, ${}_{50}^{115}\text{Sn}$. Ці багаті протонами ядра створюються захопленням протонів або позитронів в **r-процессе**. Час протікання r-процесса безпосередньо передує вибуху Свехнової. Фізичні моделі протікання r-процессов в зірках залишаються поки неоднозначними.

55 Уявлення про внутрішню будову зірок та перенесення випромінювання

Пересічний фотон утворившись в центрі Сонця доходить до його поверхні (після багатократного поглинання та випромінення) приблизно за мільйон років. Існують модель гарячих зірок та модель холодних зірок.

В моделі гарячих зірок в центрі – конвективна зона оточена лучистою оболонкою, в моделі холодних зірок навпаки конвективна область знаходиться ззовні, а в внутрішній частині зірки енергія переноситься випромінення.



Модель гарячих зірок



(Висоцький заявив, що цієї відповіді буде досить)

67. Дозиметричні одиниці

Для оцінки дії ядерних випромінювань на речовину використовують т.з. дозиметричні одиниці (майже всі позасистемні). Найбільш простий і точною дозою опромінювання є інтегральний потік - число частинок, що пройшли через одиницю площі поперечногосечення зразка (частіца/см²). Одиниці інтегрального потоку незручні тим, що з їх допомогою важко порівнювати між собою результати дії опромінювань, що розрізняються по сорту частинок і по їх енергії. Поглиненою дозою називається енергія іонізуючого випромінювання, поглинена одиницею маси опромінюваного середовища. Одиницею поглиненої дози для випромінювань будь-яких видів є радий (1 радий = 0,01 Дж/кг = 100ерг/г). На практиці найчастіше потрібне таке поняття дози, яке володіло б хоч би наближеною універсальністю відносно енергії і сорту частинок і в той же час залежало б тільки від властивостей і геометрії джерела випромінювання. Велічиною такого роду є доза опромінювання (або експозиційна доза), що виражає кількість випромінювання, що пройшло через речовину. Для рентгенівського і γ -ізлучення одиницею дози опромінювання є рентген: 1р відповідає дозі рентгенівського або γ -облучення, що створює в 0,001293 г повітря іони, що несуть заряд в одну електростатичну одиницю електрики кожного знаку. У системі СІ одиницею дози опромінювання є Кл/кг. Співвідношення рентгена з міжнародною одиницею таке:

1р=2,58*10⁻⁴ Кл/кг. Для измерения дозы облучения другими, отличными от γ -квантов частицами используется единица фэр (физический эквивалент рентгена). 1 фэр соответствует дозе облучения α -частицами, β -частицами или нейтронами, вызывающей такую же ионизацию, как и доза γ -излучения в 1 рентген. Доза в 1 фэр соответствует образованию 2,08*10⁹ пар ионов в 1 см³ воздуха при нормальных условиях. Биологическое действие ядерных излучений зависит не только от дозы облучения, но и от их вида. Поэтому для дозы облучения живых организмов используется новая единица бэр (биологический эквивалент рентгена). Величина дозы в бэр связана с величиной той же

дозы в фэр соотношением: $D(ber) = D(fer) \times OBE$ где через ОВЕ обозначена относительная биологическая эффективность. В следующей таблице приведены значения ОБЭ популярных излучений:

Тип излучения	ОБЭ
γ - излучение	1
β - частицы	1
Тепловые нейтроны	5
Быстрые нейтроны	10
Протоны	10
α - частицы	10

66. Дозиметрія і захист

Для розрахунку захисту необхідно встановити гранично допустиму дозу (ПДД), опромінювання якої нешкідливо для здоров'я. При встановленні ПДД треба виходити з того, що в природних умовах опромінювання людини за рахунок космічних променів і радіоактивності речовин земної кори складає приблизно 0,1 бер в рік, і з іншого боку доза в 400-600 бер смертельна. Прийнята зараз ПДД від зовнішніх джерел опромінювання для осіб, що безпосередньо працюють з випромінюваннями, складає 5 бер/рік. Для можливого опромінювання населення встановлена доза 5 бер/30лет, близька до природного фону.

Для вимірювання доз опромінювання використовуються дозиметри. Дозиметр, звичайно, є одним з типів детекторів ядерних частинок. Як детектори в дозиметрах застосовуються іонізаційні камери безперервної дії, газорозрядні лічильники, фотоплівки і сцинтилятори. Дуже високі дози (до 10^7 Р і вище) вимірюються по виходу деяких радіаційно-хімічних реакцій. За призначенням дозиметрична апаратура ділиться на шість типів: а) прилади, що вимірюють дозу зовнішнього випромінювання; б) прилади для вимірювання потоків α і β частинок; в) прилади (кишенькові) для вимірювання індивідуальних доз; г) прилади для вимірювання забрудненості повітря радіоактивними газами і аерозолями; д) прилади для вимірювання радіоактивності проб води і харчових продуктів; е) установки для вимірювання зовнішнього випромінювання повітря.

Простим методом захисту є видалення від джерела випромінювання на достатню відстань, оскільки інтенсивність випромінювання убуває як $1/R^2$. Найбільш простий захист від α -излучений, оскільки α -частіці мають нікчемно малі пробіги. Відносно β -излучений: пробіг електронів в повітрі не так вже малий (більше 3 м при $E = 3$ МЕВ). Тому β -активні препарати, навіть малих активностей екранують. При розрахунку захисту зазвичай користуються величиною l_{10} , рівній товщині шаруючи речовини, що дає ослаблення потоку випромінювання в 10 разів. У таблиці дані значення l_{10} для γ -квантов з двома типами енергій:

	$E = 3$	$E = 6$	Вещество	$E = 3$	$E = 6$
Вода	58	83	Железо	8,2	9,6
Бетон	27,4	37,2	Свинец	4,9	4,6

69. Дія ядерних випромінювань на структуру речовини

Енергія частинок, що потрапляють в речовину, в основному витрачається на іонізацію і збудження атомів, що веде як до нагрівання речовини так і до необоротних змін структури (*радіаційним пошкодженням*). Зміна структури обумовлюється наступними механізмами: а) Головним механізмом є ударне вибивання атомів з кристалічної решітки (супроводжується вторинними процесами). б) Поява в ґратах нових атомів за рахунок впровадження падаючих важких частинок і ядерних в) Дія на ґрати через іонізацію. Всі ці процеси приводять до створення дефектів ґрат. При достатньо могутньому опромінюванні за рахунок цих дефектів помітно змінюються макроскопічні властивості тіла - механічні і теплові. Зміна ґрат впливає і на структуру електронних енергетичних зон. Під дією великих доз опромінювання змінюється щільність кристала, а при низькій симетрії - ґрати і геометрична форма. (приклад: під дією інтегрального за часом потоку 1020 реакторних нейтронів на 1 см² щільність кварцу знижується на 15%). Зазвичай матеріал зміцнюється через те, що виниклі під впливом опромінювання дефекти гальмують рух дислокацій.

Модуль пружності росте, руйнування замість пластичного стає крихким. Радіаційні зміни механічних властивостей досить стійкі. Їх можна знищити тільки відпалом при температурі порядку температури рекристалізації. У металах при опромінюванні зростає залишковий (не залежне від темп-ри) електричний опір. Електропровідність діелектриків після опромінювання в одних випадках зростає, в інших - падає. Збільшенню електропровідності сприяє зростання числа іонних носіїв струму, але якщо після опромінювання з'являються складні комплекси (кетяги) дефектів, то носії починають застрягати в цих комплексах, що знижує електропровідність. Поява дефектів в ґратах неминуче спотворює структуру електронних рівнів, що приводить до зміни оптичних і електричних властивостей кристала. Ці зміни істотні для діелектриків і напівпровідників, але не для металів, усередині яких є велике число вільних електронів, які практично не схильні до дії точкових дефектів ґрат, і визначають електричні і оптичні властивості кристала. Особливо сильно впливає опромінювання на електричні властивості напівпровідникових (пп) матеріалів. Головна дія опромінювання на пп полягає в тому, що дефекти, що з'являються, створюють енергетичні рівні в забороненій зоні. Ці рівні є пастками для носіїв зарядів. Дефекти-пастки сильно знижують часи життя носіїв, що приводить до зменшення електропровідності. Крім того, в пастках накопичується просторовий заряд, що спотворює електричне поле усередині провідника і різко погіршуючий його технічні характеристики. Іноді радіаційним пошкодженням, що наносяться важкими іонами, вдається знайти корисне практичне застосування. Прикладами служать виготовлення *ядерних фільтрів* і датування подій по треках продуктів ділення урану. При проходженні важких іонів через непровідні кристали і аморфні тіла уздовж трека іона із-за великої щільності іонізації утворюється канал сильного радіаційного пошкодження, речовина в межах каналу чутливіше до хімічної дії і може бути видалено за допомогою окислення і подальшого труїть і промивання. В результаті на місці каналу виходять порожнечі. Датування подій по треках продуктів ділення ядра ізотопу урану ${}_{92}\text{U}^{238}$ ґрунтується на тому, що треки важких іонів, стають видимими при окисленні і труїть. По числу треків, що доводяться на одиницю поверхні, і змісту урану можна визначити час існування зразка

68. Хімічна дія ядерних випромінювань

Ядерні випромінювання можуть викликати в речовинах різні хімічні реакції. Потік ядерних частинок викликає в середовищі збудження, іонізацію, дисоціацію і диссоціативну іонізацію молекул. Виниклі при цьому збуджені молекули і іони вступають в хім. реакції - лібо безпосередньо, або через проміжне утворення хім. високоактивних вільних радикалів. У останньому випадку до реакцій можуть залучатися молекули, що не піддавалися безпосередньому опромінюванню. Оскільки енергія ядерних випромінювань значно перевищує енергію будь-яких хім. зв'язків, те опромінювання може розривати і дуже міцні зв'язки. Це веде до утворення таких хім. високоактивних іонів і радикалів, яких не вдається отримувати традиційними хім. методами. **Радіоліз води** - процес, що грає фундаментальну роль для розуміння будь-яких реакцій, що проходять у водних розчинах. Головним джерелом інформації про природу іонів, що утворюються випромінюваннями, є мас-спектрографічне дослідження опромінюваної пари. Так, при опромінюванні водяної пари ел-намі з енергією 50 еВ встановлено, що різні позитивні іони утворюються в наступних відносних кількостях:

H_2O^+	OH^+	H^+	H_3O^+	O^+	H_2^+
1000	200	200	200	20	5

Вже цей перелік показує, що загальна картина радіолізу води є дуже складною

Біологічна дія випромінювань

При достатньо великій дозі опромінювання гине будь-який організм. Мінімальна смертельна доза варіюється від 50р до 300000р. Дози нижче смертельною викликають різні захворювання, що об'єднуються терміном «променева хвороба». Ось що робить радіація з людьми (цифри в рентгенах): 0-25 - відсутність явних пошкоджень; 20-50 - можлива зміна складу крові; 50-100 - зміна складу крові; 100-200 - можлива втрата працездатності; 200-400 - непрацездатність і можлива смерть; **600 - смерть**. Структуру живого організму можна підрозділити на три рівні: а) окремі молекули; б) клітки; у) макроскопічні частини. Вражаюча дія радіації виявляється на всіх трьох рівнях. Первинною дією випромінювання на організм є пошкодження молекул. Існують два механізми таких пошкоджень - прямий і непрямий. У прямому механізмі ядерна частинка впливає на самі макромолекули. У непрямому механізмі випромінювання проводить радіоліз води, продукти якого (головним чином радикал $\cdot OH$, а також H , HO_2 і перекис водню) вступають в хімічні реакції з макромолекулами. Досвідчене визначення відносної ролі обох механізмів утруднене тим, що первинні процеси поразки відбуваються за дуже короткий час.

Біологічна дія слабка іон-щих випромінювань (γ -лучи і електрони) посилюється в присутності O_2 . Підвищення концентрації в середовищі від 0 до 30-40% втричі збільшує вражаючу дію. Дія сильно іонізуючих випромінювань, від концентрації O_2 не залежить. У людини найбільш чутливі до опромінювання кровотворні органи (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні залози), епітелій статевих залоз і слизистої оболонки кишечника. При дозі, близькій до смертельної, загибель настає в результаті руйнування клітин кісткового мозку, що проводять кров (лейкемія). При дозах, що значно перевищують смертельну, загибель настає набагато швидше за рахунок поразки кишечника. Дія однієї і тієї ж дози опромінювання помітно залежить від того, за який проміжок часу ця доза отримана. Якщо опромінювання сильне (на тижні, місяці) розтягнути за часом, то загальна вражаюча дія буде меншою, ніж при одноразовому опромінюванні сумарною дозою.

