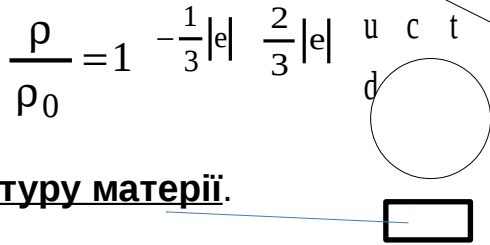


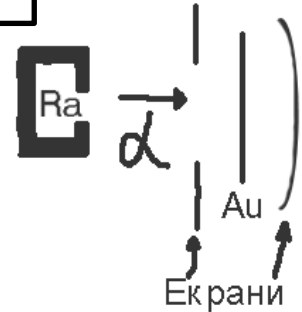
1.

Основні етапи розвитку уявлень про



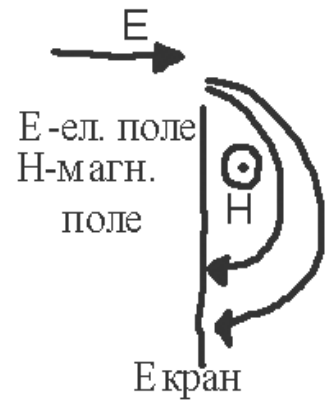
структуру матерії.

Кінець XIXст. Бекерель спостерігав дію солесу радію на сірчистий цинк – радіоактивність,  $\alpha$ -розпад ядра. Відкриття  $\alpha$ -частинок  $He^{2+}$ . => Початок XXст. Дж. Томсон запропонував модель атома: атом – середовище з розподіленим позитивним зарядом і концентрованими вкрапленнями негативного заряду (як родзинки в булці). => 1912р. Резерфорд поставив експеримент по розсіянню  $\alpha$ -частинок (з препарату радію) на золотій фользі. В результаті виявлено розсіяння на малі та великі кути. Отже, масивні  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частинки  $E\alpha=5MeV$  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)  $\mu_p$  на 4 порядки менший за  $\mu_e$ , 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 дослідів 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.

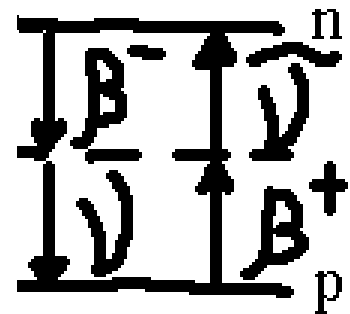
Початок ХХст. Астон побудував мас-спектрометр на схрещених ел. і магн полях, частинки з різними масами потрапляють на різні частини екрана. Відкрито протон (protos – перший)  $m_p=1836.1m_e$ ,  $\mu_p=2.79\mu_0$  ( $\mu_0=10^{-24}$  СГСЕ)-магн. момент.



=> 1933 Чадвік спостерігав випромінювання великої проникної здатності, на нього дуже слабо впливає магнітне поле (на  $\gamma$ -випромінювання магнітне поле взагалі не впливає). Ці частинки – нейтрони:  $m_n=1838.6m_e$ ,  $\mu_n=1.91\mu_0$  ( $\mu_0$  – 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 продукту 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,  $\pi$ -мезони,  $\mu$ -мезони і так далі. В основному ж античастинки співпадають наприклад за масою спіном часом життя, а також співпадають за абсолютною величиною 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 Лоренц-інваріантне хвильове рівняння, а також принцип Паулі. А через рік, досліджуючи космічні випромінювання в камері Вільсона, Андерсон виявивши частинки, що рухались по аналогічних траєкторіях, як і електрони, проте в магнітному полі відхилялись в іншу сторону.

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

Та при зустрічі ці дві частинки анігілюють. При цьому утворюється два, або

$\gamma$   $\gamma$   
більше  $\gamma$  кванти. Один  $\gamma$  квант не може утворитись оскільки тоді не виконається закон збереження імпульсу в системі, прив'язаній до центру мас електрона та

$\gamma$   
позитрона.  $\gamma$  квант теж може породити електронно позитронну пару. Та для

$2m_e c^2$   
цього потрібно, щоб його енергія була більша ніж  $2m_e c^2$ . Такий процес може відбуватись лише за присутності третього тіла, якому повинен передатись

$\gamma$   
імпульс  $\gamma$  кванту (сумарний імпульс електронно-позитронної пари рівний 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'язку 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  $\pi$ -мезонів. Та потім їх навчились відрізняти, завдяки тому, що  $\pi$ -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 нейтронами. При цьому виникає декілька заряджених частинок.

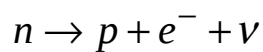
4. Якщо комусь дуже цікаво, чому у нас в всесвіті так багато речовини, і так мало антиречовини, то відповідь десь така. На перших секундах утворення всесвіту, внаслідок флуктуації речовини утворилось більше ніж антиречовини. Антиречовина проанігілювала, а та речовина, що залишилась, і досі літає довкола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

#### 4. Склад та заряд ядра

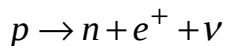
Питання, дуже захоплююче. Річ в тім, що всі можливі процеси, залежності, моделі ядра, розглядається в наступних питаннях. І мені нічого не залишається, як написати, що ядро складається з протонів і нейтронів.

Але подивимось на це ширше. Ядерна фізика, почалась тоді, коли почали спостерігати радіоактивність. І коли пан Резерфорд зайнявся 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. Та й з експериментом не сходилося. 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) 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



. Тобто протон складається з нейтронів, а нейтрони з протонів <sup>^</sup>. 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**

$$Z \approx \frac{1}{2} A$$

$$Z < \frac{1}{2} A$$

Як правило для невеликих A , для великих - .

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

1) Зараз 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) Середнє число стабільних ізотопів  $Z$  – для кожного хім. Елемента.

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



5) Є багато елементів для яких великий

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 стабільний то немає стабільного



нукліда але можливе існування

9) Але є виключення

$$Z \approx 1/2A$$

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

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

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

$$\varepsilon = E(Z, A) / A$$

13)

$$\varepsilon = const$$

малюнок 3 - Ця залежність відповідає стабільним ізотопам та відносно стабільним.

“Доріжка стабільності” .( в конспекті вона між 3-ім та четвертим малюнком який з них – незрозуміло )

$$E_{CB} = C_{OB}A - C_{ПОВ}A^{2/3} - C_{КУЛ} Z^2 A^{-1/3} -$$

$$-C_{СИМ} (A - 2Z)^2 A^{-1} + C_{СПАР} A^{-\varepsilon} \delta$$

$$\frac{\partial E_{CB}}{\partial Z} = 0 \Rightarrow -\frac{C_K}{A^{1/3}} Z + C_{СИМ} \frac{(A - 2Z)2}{A} = 0$$

$$Z \left( \frac{C_K}{A^{1/3}} + \frac{4C_{СИМ}}{A^{1/3}} \right) = 2C_{СИМ}$$

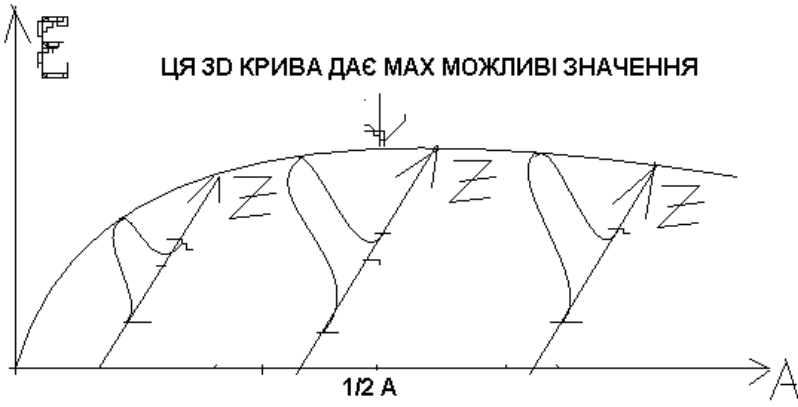
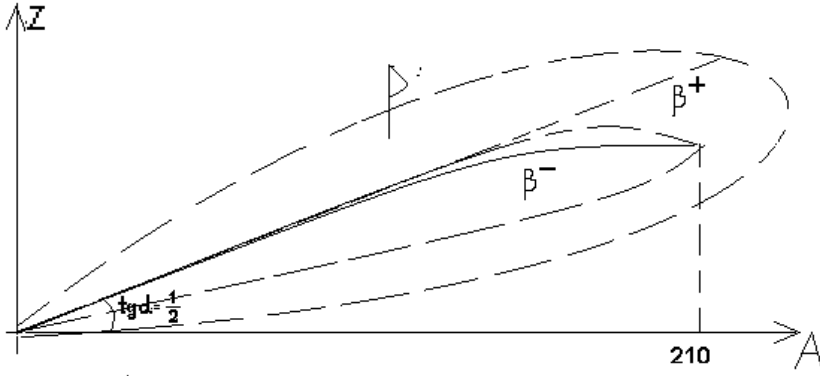
Ця залежність дає доріжку стабільності -

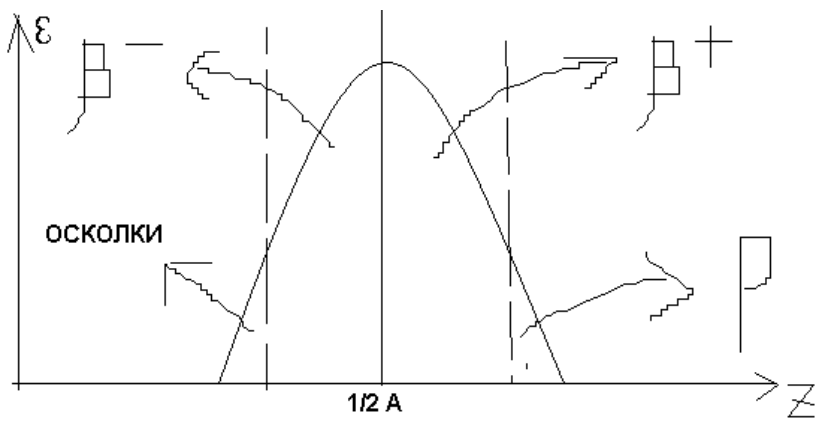
$$Z = \frac{A}{2 + \frac{C_K}{2C_{СИМ}} A^{2/3}}$$

АБО остаточно -

$$Z = \frac{A}{2 + 0.0015A^{2/3}}$$

Рівняння для центральної доріжки стабільності







## 6. МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА (МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА)

**Энергия связи ядра** описывается полуэмпирической формулой **Вейцзеккера**

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

Эта формула не описывает **магические ядра** и флуктуации энергии спаривания.

**Магическими** называются ядра, у которых число протонов или нейтронов равно одному из чисел 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (в последнем случае только для нейтронов). Сами эти числа называются также **магическими**. Если у ядра одновременно являются магическими как число протонов, так и число нейтронов, то такое ядро называется **дважды магическим**. Таких ядер всего пять  ${}^4\text{He}_2$ ,  ${}^{16}\text{O}_8$ ,  ${}^{40}\text{Ca}_{20}$ ,  ${}^{48}\text{Ca}_{20}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}_{82}$ . Магические и в особенности дважды магические ядра отличаются **повышенной устойчивостью**, то (есть обладают большими удельными энергиями связи) и большей распространённостью в природе по сравнению с другими ядрами. Существование магических чисел объясняется оболочечной моделью ядер.

**PS:** см также билет № 15 – объяснение магических чисел.

## 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

$$\hat{T}_z = \pm \frac{1}{2}$$

Z набуває значень

За допомогою цього оператора можна ввести заряди протона, нейтрона та оператор заряду ядра:

$$q_p = |e|(\hat{T}_z^p + 1/2) \quad q_n = |e|(\hat{T}_z^n + 1/2) \quad \hat{Q}_{\text{ядра}} = |e|(\sum_{i=1}^A \hat{T}_z^i + \frac{1}{2} A)$$

Оце й усе, що нам розказав Висоцький про ізоспін.... більше нам знати мабуть і не треба ^

## 8. Маса та енергія зв'язку. Формула Вейцеккера.

Енергія зв'язку – це та енергія, яку потрібно ззовні надати, аби поділити ядро

$$E_{Z,A} = \Delta M c^2$$

на складові частинки. Вона виражається через дефект мас:

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).

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

Абсолютно очевидною є така формула для дефекту мас:

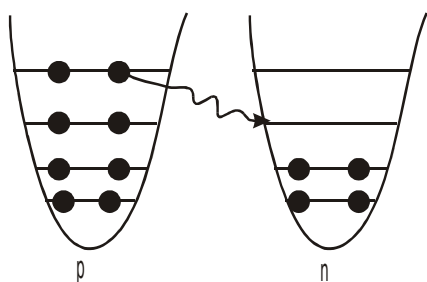
**Формула Вейцеккера** – дає залежність енергії зв'язку ядра і кількості

$$\varepsilon = \frac{E_{ZA}}{A} = \varepsilon(Z, A)$$

протонів і нейтронів – на один нуклон:

Ця формула є напівемпіричною. Тобто ми приблизно прикидаємо від чого ця енергія має залежати, а потім обраховуємо, або знову експериментально визначаємо усі коефіцієнти. Отже сама формула:

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



Другий член формули пов'язаний з кулонівськими

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

силами: , тут врахована експериментальна формула для радіусу

$$R = r_0 A^{1/3}$$

ядра: . 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 подивитися запит. Про стабільність ядер ^). Вважається, що максимальна енергія зв'язку буде при  $Z=A/2$ , тому поправка

$$\sim (Z - \frac{A}{2})^2$$

буде

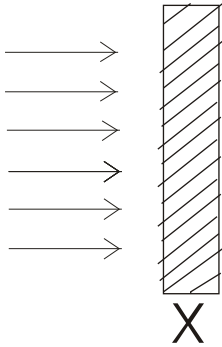
Тобто, як це все пояснюється: з квантової механіки відомо, що наші протони і нейтрони знаходяться у потенціальній ямі. Оскільки вони ферміони, то на одному рівні може знаходитись по 2 протони або нейтрони. Нехай нейтронів менше ніж

протонів, тоді буде енергетично вигідно протону перейти у яму нейтрона (адже деякі протони знаходяться на вищих рівнях ніж найвищі нейтрони) із виділенням  $\beta^\pm$

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 <sup>а</sup>

## 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  $\sigma$  та відстані що пройшов пучок в зразку  $dx$  отримаємо наступне

$$dI = -In\sigma dx$$

$$I(x) = I(0)e^{-\sigma n x}$$

диференціальне рівняння

розв'язком якого буде

, де  $x$  -

$$\sigma = \frac{1}{nx} \ln \frac{I(0)}{I(x)}$$

$$\sigma = \pi R^2$$

товщина пластинки, звідси можна знайти можна визначити розміри ядра.

врахувавши що

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

$$R = r_0 A^{1/3}$$

розмірів приводять до формули

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 існуватимуть атоми в яких мю-мюон рухатиметься всередині ядра ,і таким чином можна досліджувати структуру ядра. Досліди по розсіянні швидких електронів показують закон

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{R - R_0}{\Delta r}\right)}$$

розподілу густини в ядрі ,  $\rho_0$  - густина в середині ядра,

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

## 11. ПАРНІСТЬ ТА ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ ПАРНОСТІ.

Парність(укр.)=Чётность(рус.)

Перенабрано чисто из учебника Широков Юдин (надо своїми словами)

Чётность это квантомеханическая характеристика и является фундаментальным понятием. Она характеризует свойства симметрии ядра. Элементарных частиц и вообще любых физических систем по отношению к зеркальным отражениям. Важность этого понятия обусловлена законом сохранения чётности, согласно которому физическая система, обладающая зеркальной симметрией в начальном состоянии, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Этот закон справедлив как для электромагнитных взаимодействий, определяющих структуру атомов и молекул, так и для ядерных сил, определяющих структуру ядер.

Закон сохранения четности приводит к ряду ограничений, или, как говорят, правил отбора, для различных реакций взаимопревращений ядер и элементарных частиц. Для формулировки этих правил необходимо точное квантомеханическое определение четности как сохраняющейся величины.

В квантовой теории состояние системы  $n$  частиц описывается комплексной

$$\Psi(r_1, \dots, r_n)$$

волновой функцией  $\Psi(r_1, \dots, r_n)$ , зависящей от координат этих частиц.

Для протонов, нейтронов и электронов, т. е. для частиц, из которых состоят атомы и ядра, а также для ряда других микрочастиц определение четности эквивалентно разделению функций на четные и нечетные. Состояние системы  $n$  таких частиц называется четным, если ее волновая функция не меняется при

$$\Psi_{\text{четн}}(-r_1, \dots, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, \dots, r_n)$$

изменении знаков координат всех частиц:  $\Psi_{\text{четн}}(-r_1, \dots, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, \dots, r_n)$ , (1) и нечетным, если волновая функция при такой операции (называемой инверсией

$$\Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, \dots, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, \dots, r_n)$$

координат) меняет знак:  $\Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, \dots, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, \dots, r_n)$ . (2)

Связь этого определения четности с зеркальной симметрией обусловлена

$$r \rightarrow -r$$

тем, что преобразование инверсии  $r \rightarrow -r$  состоит из зеркального отражения относительно плоскости, проходящей через начало координат, с последующим поворотом на  $180^\circ$  вокруг оси, перпендикулярной этой плоскости. (Дальше пойдёт муть про которую Высоцкий точно не говорил)

Для общего случая произвольных микрочастиц определения четности состояния (1), (2) приходится немного усложнить. Именно, оказывается, что каждая частица с ненулевой массой покоя обладает неотъемлемой характеристикой, называемой внутренней четностью. Внутренняя четность  $P$  частицы является числом, равным либо  $+1$ , либо  $-1$ . Частицы, для которых  $P = +1$ , называются четными, а частицы с  $P = -1$  называются нечетными.

Охватывающее все частицы определение четности состояния таково: состояние четно, если

$$P_1 \dots P_n \Psi_{\text{четн}}(-r_1, \dots, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, \dots, r_n)$$

(3) и нечетно, если

$$\prod_{1...n} \Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, \dots, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, \dots, r_n) \quad \prod_{1...n} \Pi_n \quad \text{—внутренние}$$

(4) В (3), (4)

четности частиц.

Из этих формул могут быть выведены следующие простые правила, позволяющие использовать закон сохранения четности для получения правил отбора в различных ядерных реакциях, а также для экспериментального определения внутренних четностей элементарных частиц и атомных ядер:

а) четность частицы с орбитальным моментом  $l$  и внутренней четностью  $\Pi$  равна  $\Pi (-1)^l$ ;

б) внутренняя четность  $\Pi_{12}$  сложной системы, состоящей из двух частиц (и вообще из двух подсистем) с внутренними четностями  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  и с относительным орбитальным моментом  $l$ , равна  $\Pi_1 \Pi_2 (-1)^l$ . При этом внутренней четностью системы частиц мы называем ее четность в состоянии с нулевым суммарным импульсом.

Из совокупности самых разных опытных данных следует, что внутренние четности протона, нейтрона и электрона можно положить равными единице. Тогда из правил а), б) следует важное для теории атомов и ядер соотношение: четность системы  $n$  нуклонов (или электронов) с орбитальными моментами

$$l_1, \dots, l_n \quad (-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n}$$

равна  $\prod_{1...n} \Pi_n$ . Только что изложенные правила определения четностей различных состояний неприменимы для фотонов (и вообще для частиц с нулевой массой покоя и ненулевым 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 і 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. XXXXXXXX

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

аналогічно зв'язок нейтрона у ядрі

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

$$E_\alpha = E_{зв}(Z, A) - E_{зв}(Z-2, A-4) - E_{зв}(\alpha)$$

також альфа частинки 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., і відповідним числом  $A$ :

$$\Delta(Z, A) = M_{яд}(Z, A) - A \cdot m_p$$

. Відношення  $E_{зв} / A$  тобто середня енергія зв'язку, що припадає на один атом, називається питомою енергією зв'язку, а дефект маси, віднесений

$$f = \Delta / A$$

до одного нуклону,  $f$  - упаковочним коефіцієнтом. Відмітимо деякі властивості атомних ядер, встановленні експериментально, і подивимось, які висновки слід зробити з них відносно будови ядра.

$$(A \geq 20)$$

Виявляється, що для стабільних на занадто легких ядер  $f$  питома енергія зв'язку в грубому наближенні постійна і становить біля 8 МеВ на нуклон. Цій 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 приблизьмо 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 и 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 взаємо проникні 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  $\gamma$ -кванту виникають коливання густини нейтронної та протонної рідин (поляризаційні коливання), які на експерименті проявляються к широкі піки (гігантські резонанси) в перерізах фотоядерних реакцій. Коливання рідин

$$\rho(r,t) = \rho_p(r,t) + \rho_n(r,t) = \rho_0$$

відбувається в противазі, так що загальна ядерна густина залишається незмінною. Коливання протонної (чи нейтронної) рідини задовольняють звичайному хвильовому рівнянню гідродинаміки:

$\Delta \rho_p(r,t) - u_{пол}^2 (\partial^2 \rho_p(r,t) / \partial t^2) = 0$  де  $u_{пол}$  - швидкість поширення поляризаційних коливань в середовищі. Часова залежність для гармонічних коливань зводиться до рівняння Гельмгольца

$$\Delta \rho_p(r+k^2) * \rho_p = 0 \quad k = \omega / u_{пол} = E / \hbar$$

тут

відповідно хвильовий вектор, частот, енергія поляризаційних коливань.

$$u_{пол} = (b_{пол} / m)^{1/2}$$

Швидкість поширення поляризаційних коливань рівна  $u_{пол}$  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

$$\partial \rho_p(r) / \partial r |_{r=R} = 0$$

поверхню де  $R = r_0 A^{-1/3}$  - радіус ядра.

$$\Delta \rho_p(r) = const * j_k(k_{n\lambda} * r) * Y_{\lambda\mu}(\Theta, \varphi)$$

Загальний розв'язок має вигляд

Де

$$j_k(k_{n\lambda} * r)$$

- сферичні функції Брюсселя,  $\lambda = 0, 1, 2, \dots$  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

$$\left[ \frac{\partial}{\partial r} J_{\lambda}(k_{n\lambda} * r) \right]_{r=R} = 0$$

нуклонів (задача пошуку нулів функції Брюсселя) : квантове число  $n=0,1,2...$  нумерує власні числа хвильового вектора, відповідні до одного значення  $\lambda$ , 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

$$\Delta E \sim \hbar / \tau$$

відповідно принципу невизначеності, його ширина

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

## 12.3 АНГАРМОНІЧНІ КОЛИВАННЯ ВАЖКИХ ЯДЕР. ЯДЕРНИЙ ПОДІЛ.

Нехай ядро випадковим чином деформується, маємо деформований еліпсоїд

$$r(\theta) = R(1 + \sum a_n P_n(\cos\theta)) = R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + \dots)$$

який описується поліномом Лежандра

Присутні тільки парні гармоніки. Об'єм ядра

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

$$a_0 = -\frac{1}{5} a_2^2$$

бо не можливе стиснення

$$S = 2\pi R^2(1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2) \Rightarrow 2\pi R^2(1 + \frac{1}{5} a_2^2)$$

площа ядра

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

Енергія зв'язку ядра

де

$$c_s A^{2/3} = 4\pi R^2 \sigma = 4\pi R_0^2 A^{2/3} \sigma \quad S\sigma = c_s A^{2/3} (1 + \frac{1}{5} a_2^2)$$

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

Як пов'язана енергія зв'язку з деформацією

порахуємо для еліпсоїда

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

$$W_{\text{деф}} = -c_s A + c_s A^{2/3} (1 - \frac{1}{5} a_2^2) + c_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1 - \frac{1}{5} a_2^2)$$

Для деформації ядра

, бачимо що

поверхнева енергія зростає а кулонівська спадає, сумарно

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

якщо  $\frac{Z^2}{A} < 48$  , то  $W_{\text{деф}} > W_{\text{недеф}}$  - ядра нестійкі

А при  $\frac{Z^2}{A} > 48$  ядра стійкі. Наближено  $A \approx (2,0 - 2,5)Z \Rightarrow \frac{Z^2}{A} \rightarrow \frac{A}{4 \dots 6} < 48 \Rightarrow A < 180 - 230$   
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 ( $\sim 1$  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 спін-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 спін – орбітального зв'язку :

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

а рівняння Шредінгера :

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

, де

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

## 15. ПОЯСНЕНИЯ МАГИЧНЫХ ЧИСЕЛ.

Перенабрано чисто из учебника Широков Юдин (надо своими словами). Оболонковая модель ядра, самый початок.

Группа уровней, близких друг к другу по энергии, называется *оболочкой*. Для перевода нуклона из одной оболочки в другую требуется довольно большая энергия, существенно превышающая энергии, необходимые для переходов с одного уровня на другой внутри оболочки.

Очевидно, что ядра, у которых все нуклоны хотя бы одного сорта (тут «сорт» это разные нуклоны: протон нейтрон и т.д.) находятся в замкнутых (полностью заполненные оболочки) оболочках, должны обладать повышенной устойчивостью. Такие особо устойчивые ядра действительно существуют. Они получили название магических. Из опытных данных следует, что магическими являются ядра, содержащие 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 нуклонов одного вида, т. е. либо протонов, либо нейтронов. Только что перечисленные числа также называются магическими (магические числа). Ядра, в которых магическим является как число протонов, так и число нейтронов, называются дважды магическими. Таких ядер известно всего пять:  ${}^2_2\text{He}^4$  ( $Z=2, N=2$ );  ${}^8_8\text{O}^{16}$  ( $Z=8, N=8$ );  ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{40}$  ( $Z=20, N=20$ );  ${}^{28}_{20}\text{Ca}^{48}$  ( $Z=20, N=28$ );  ${}^{82}_{82}\text{Pb}^{208}$  ( $Z=82, N=126$ ). Эти ядра особенно устойчивы. В частности, у них первые возбужденные состояния лежат на 1—2 Мэв выше по сравнению с соседними ядрами.

Магические ядра за счет их повышенной устойчивости обладают целым рядом других отличительных свойств. Многие магические ядра более распространены во Вселенной, чем их немагические соседи. Помимо дважды магических ядер (кроме  ${}^{28}_{20}\text{Ca}^{48}$ ) свойством повышенной распространенности обладают  ${}^{28}_{28}\text{Ni}^{60}$  ( $Z=28$ );  ${}^{38}_{38}\text{Sr}^{88}$  ( $N=50$ );  ${}^{40}_{40}\text{Zr}^{90}$  ( $N=50$ );  ${}^{50}_{50}\text{Sn}^{120}$  ( $Z=50$ );  ${}^{56}_{56}\text{Ba}^{138}$  ( $N=82$ );  ${}^{58}_{58}\text{Ce}^{140}$  ( $N=82$ ). Магические ядра имеют наибольшее число стабильных изотопов и изотонов. Так, наибольшим из всех элементов числом стабильных изотопов обладает олово ( $Z=50$ ). Ядра с магическим  $N$  сравнительно слабо поглощают нейтроны. Сечение захвата нейтрона с энергией порядка одного Мэв при  $N=50, 82, 126$  меньше на 1—2 порядка, чем на ядрах с близкими значениями  $N$ .



## 16. УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЯДРА

Опыт показывает, что у большинства ядер кроме одночастичных степеней свободы, описываемых оболочечной моделью, проявляются также и коллективные степени свободы. Это подтверждается величинами квадрупольных моментов ядер, а также наличием возбужденных состояний, отвечающих вращательным и колебательным модам коллективных движений в ядре. Кроме того, в эксперименте обнаружилась несогласованность в линиях спектра, вследствие сделанных приближений. Например, нуклон, который двигается по поверхности заполненной оболочки, деформирует потенциальную яму. Центробежная энергия:

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

дополнительное давление на стенку ядра;

Так называемая *обобщенная модель ядра* объединяет оболочечную и капельную модели в одну и рассматривает ядро с точки зрения представления о независимости движения отдельных нуклонов в медленно изменяющемся самосогласованном поле. При этом степени свободы, связанные с движением одного или нескольких слабосвязанных нуклонов в самосогласованном поле, учитываются, как в оболочечной модели, а коллективные степени свободы, связанные с изменением формы и ориентации ядра в пространстве, учитываются так же, как в капельной модели.

## 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

$$G^2$$

сталою взаємодії  $G^2$ . Ця ж стала характеризує імовірність процесів, обумовлених

$$G^2 = G_S^2 = 1$$

даною взаємодією. Для сильних взаємодій  $G^2 = 1$ . Найбільша відстань, на якій

проявляється сильна взаємодія (радіус дії  $r$ ), складає, як ми знаємо, приблизно  $10^{-13} \text{ см}$

. Частинка, що пролітає із швидкістю, близькою до швидкості світла, в безпосередній близькості до другої частинки, буде взаємодіяти з нею на протязі

$$\tau \approx r/c \approx 10^{-13} / 3 \cdot 10^{10} \approx 10^{-23} \text{ сек}$$

часу  $\tau$ . У відповідності з цим кажуть, що сильна взаємодія

$$\tau_S \approx 10^{-23} \text{ сек}$$

характеризується часом взаємодії  $\tau_S$  порядку  $10^{-23}$  сек.

### Електромагнітна взаємодія.

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

$$G^2 = G_e^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = \frac{1}{137}$$

взаємодії рівна  $1/137$ .

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

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

електромагнітної взаємодії  $\tau_e$ .

### Слабка взаємодія.

Слабка або розпадна взаємодія відповідальна за всі види  $\beta^-$  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)

$$G^2 = G_\omega^2 = 10^{-14}$$

являється короткодіючою. Стала взаємодії  $G_\omega$ . Таким чином, час

$$\tau_\omega = 10^{-9} \text{ сек}$$

взаємодії  $G_\omega$ .

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

### Гравітаційна взаємодія.

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

$$\tau_g \approx 10^9 \text{ лет}$$

взаємодії складає  $\tau_g$ . 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 $\tau$ , сек.
Сильна (ядерна)	1	$10^{-23}$
Електромагнітна	$1/137 \approx 10^{-2}$	$10^{-21}$
Слабка (розпадна)	$10^{-14}$	$10^{-9}$
Гравітаційна	$10^{-39}$	$10^{16} \cdot 10^9$ (лет)

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).

$\gamma$

1. **Фотони**,  $\gamma$  (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

$$\mu^-, \mu^+$$

частинки, для яких НЕ характерна сильна взаємодія: мюони ( $\mu^\pm$ ), електрони ( $e^\pm$ )

$e^-, e^+$  $\nu, \bar{\nu}$ 

), нейтрино ( $\nu, \bar{\nu}$ ). Всі лептони мають спін, рівний  $\frac{1}{2}$ . 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  $\pi$  - мезони ( $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ ) 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  $\pi$  - мезонів і лептонів, або тільки лептонів.

Заряджені  $\pi$  - мезони розпадаються з утворенням лептонів;  $\pi^0$  - мезон

розпадається переважно з утворенням  $\gamma$  -фотонів. Розпад мезонів (за

виключенням  $\pi^0$  - 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  $\pi^0$  - мезона на  $\gamma$  - фотони визначається не слабкою, а електромагнітною взаємодією (фотони в слабких взаємодіях участі не

беруть). У відповідності з цим час життя  $\pi^0$  - 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 (p, 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

$$\sim 10^{-23} \div 10^{-22} \text{ сек}$$

резонансів складає всього-на-всього . 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. ГИПОТЕТИЧНА ЧАСТИНКА „ГРАВИТОН”**

Доподлинно неизвестно, что это такое, но согласно Физической Энциклопедии

Гравитон – гипотетическая, электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя, квант гравитационного поля в квантовой теории гравитации. Свободный гравитон распространяется в вакууме со скоростью света. В Ньютона притяжение между статическими объектами вносят вклад виртуальные гравитоны. Образование и поглощение гравитона при соударениях частиц должно стать заметным при энергиях порядка планковской массы  $\sim 10^{19}$  ГэВ. Интенсивность таких процессов в доступной области энергий слишком мала для их экспериментального наблюдения.



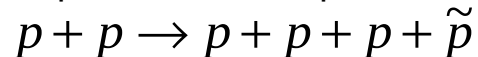
Електрон	$m_e = 0,51$	$< 10 \text{ eV}$	$1/2$	$-\frac{1}{2}$	-	+	+
Нітрино	$m_\nu \approx 0$	$11784$		$-\frac{1}{2}$	-	+	-
лептоли	$m_\mu = 103$			$5 \cdot 10^{-13}$	-	+	+
мюони				$2.2 \cdot 10^{-8}$			

### 23. Відкриття мезонів та нових баріонів, загальні властивості адронів.

Адронами називаються елементарні частинки, що приймають участь в сильних взаємодіях. Як правило, вони приймають участь і в електромагнітній, і в слабкій взаємодії. Ці частинки утворюють найбільш чисельну групу частинок (більше 400). Адрони поділяються на мезони та баріони. Мезони – це адрони з нульовим або цілочисельним спіном (тобто бозони). До них відносяться  $\pi$ -, K- та  $\eta$ -мезони, а також множина мезонних резонансів, тобто мезонів з часом життя  $\approx 10^{-23}$  с. Баріони – це адрони з напівцілим спіном (тобто ферміони) і масами, не менше за масу протону. До них відносяться нуклони (протони і нейтрони), гіперони і множина баріонних резонансів. За виключенням протону, всі баріони нестабільні. нестабільні баріони з масами, більшими за масу протона, і більшим часом життя (порівняно з ядерним  $\approx 10^{-23}$  с) називають гіперонами. Це гіперони  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  та  $\Omega$ . Всі гіперони мають спін  $1/2$ , за виключенням  $\Omega$ , спін якого  $3/2$ . За час  $\approx 10^{-10}$  до  $10^{-19}$  с вони розпадаються на нуклони і легкі частинки ( $\pi$ -мезони, електрони, нейтрино,  $\eta$ -кванти). Якщо баріонам та антибаріонам приписати баріонний заряд

$$B = \begin{cases} +1 \text{ для баріонів (нуклонів та гіперонів)} \\ -1 \text{ для антибаріонів} \end{cases}$$

В такій, що  $B=0$ , а всім іншим частинкам – баріонний заряд  $B=0$ , то для всіх процесів за участю баріонів і антибаріонів сумарний баріонний заряд буде зберігатися. Це є законом збереження баріонного заряду. Згідно цього закону частинки з  $B=+1$  або  $-1$  не розпадаються тільки на частинки з  $B=0$ . Наприклад, протон  $p$  не може перетворитися в позитрон  $e^+$  і фотон  $\gamma$ , хоча це не заборонено законами збереження енергії, імпульсу, моменту і електричного заряду. Заборона на це перетворення пов'язана з порушенням закону збереження баріонного заряду  $B$ : у протона  $B=+1$ , а у позитрона та  $\gamma$ -кванта  $B=0$ . Якби таке перетворення було можливе, то це б обов'язково призвело би до анігіляції речовини, так як утворені позитрони аннігілювали би з атомними електронами. З цього ж закону слідує, що антибаріон може народжуватися лише в парі зі своїм баріоном. Наприклад,



антипротон народжується в реакції  $p + \bar{p} \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ . Можуть утворюватися і два антипротони, але тоді з'являться і два нових протони.



Радіус дії сильної взаємодії:  $R_{зв} = 2 \cdot 10^{-13}$  см;  $E = E = t_{ст} \cdot c / 2$ ;  $\Delta t \geq \frac{\hbar}{2 \Delta E}$ ;

$$\Delta R_{MAX} \cong c \Delta t \cong \frac{c \hbar}{2 \Delta E}$$

- максимальна відстань, на яку може відійти народжена частинка. Маса такої частинки, яка може забезпечити взаємодію на такій малій відстані, повинна бути  $\approx 200 m_e$ . Таку частинку знайшли в 1947 році, її маса  $273 m_e$ . Повздовжній віртуальний фотон (вздовж напрямку електричного поля) називають  $\pi$ -мезон. Саме вони є квантами „віртуальної шуби” навколо адронів. Вони відповідають за сильну взаємодію. Їх область існування визначається співвідношенням невизначеності.  $\pi$  три види  $\pi$ -мезонів:  $\pi^0$ ;  $\pi^+$ ;  $\pi^-$ . Для них спін 0. Це нестійкі частинки:  $\tau_{в ядрі} = 2 \cdot 10^{-24}$  с, в вільному просторі  $\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16}$  с;  $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$  с. Можливі реакції:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ;  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ;  $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ , де  $m_\mu = 207 m_e$ ,  $\tau_{\mu^\pm} = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с;  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ .

Нейтрон:

$n$   
 $\rightarrow$

$n$   
 $\rightarrow$

Протон:

$p$   
 $\rightarrow$

$p$   
 $\rightarrow$

Загальна таблиця адронів:

Тип	Символ	Маса, MeV	Спін	Час життя, с	Тип взаємодії		
					Сильна	Слабка	Ел.-магнітна
<b>Мезони</b>							
Піон	$\pi^\pm$	140	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	+	+	+
	$\pi^0$	135	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	+	+	-
Каон	$K^\pm$	494	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	+	+	+
	$K^0$	498	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	+	+	-

Омезон	$\pi^{\pm}$	1869	0	$10^{-9}$	+	+	+
	$\pi^0$	1864	0	$10^{-9}$	+	+	-
				$10^{-12}$			
				$10^{-12}$			
<b>Баріони</b> протон нейтрон гіперон	p	939,6	1/2	$>10^{17}$	+	+	+
	n	939,6	1/2	$10^3$	+	+	-
	$\Lambda^{\pm}$	1115	1/2	$2,6 \cdot 10^{-11}$	+	+	-
	$\Sigma^{\pm}$	1180	1/2	$0 \cdot 10^{-10}$	+	+	+
	$\Sigma^0$	1192	1/2	$0,8 \cdot 10^{-11}$	+	+	-
			$0 \cdot 10^{-10}$				
			$6 \cdot 10^{-25}$				

## 24. Кварковая структура баріонів та мезонів, експериментальні проявлення

К середине шестидесятых годов число обнаруженных сильновзаимодействующих элементарных частиц - адронов перевалило за 100. Возникла уверенность, что наблюдаемые частицы не отражают предельный элементарный уровень материи.

В 1964 году независимо друг от друга **М. Гелл-Манн** и **Д. Цвейг** предложили модель кварков - частиц, из которых могут состоять адроны. Появление такой модели было вполне естественным. Эксперименты по рассеянию электронов на нуклонах показали, что нейтрон и протон в отличие от электрона имеют сложную структуру. Поэтому гипотеза о новых фундаментальных частицах, из которых можно строить адроны, казалась вполне правдоподобной.

Легко видеть, что кварков в составе нуклона должно быть не меньше двух, чтобы из них можно было получить нулевой электрический заряд нейтрона и положительный - протона. Спины у нуклонов  $1/2$ , следовательно, для того, чтобы получить такие спины, кварков в нуклоне должно быть нечетное число, а спины их полуцелые. Таким образом, в нуклоне должно быть 3 кварка двух типов. Решая несложную систему уравнений для электрических зарядов, получим  $q_1 = -1/3$  и  $q_2 = +2/3$ . Приписав кваркам такие заряды и положив их спины  $1/2$ , можно описать не только нуклоны и нуклонные резонансы, но и  $\pi$  и  $\rho$  -мезоны. Баріоны "конструировались" из трех кварков, мезоны "конструировались" из кварка и антикварка.

Все обнаруженные до 1974 г. адроны, в том числе и странные, для которых необходимо было ввести s-кварк, можно было описать, составляя их из кварков всего лишь трех типов - u, d, s. При этом трехкварковая модель адронов казалась достаточно замкнутой - каждой комбинации кварков соответствовала экспериментально наблюдаемая частица, а "лишних" частиц не получалось.

1974 год завершился для физиков сенсацией. Одновременно две группы физиков объявили о наблюдении новой частицы. Теперь ее называют  $J/\psi$ . Масса обнаруженной частицы  $\sim 3.1$  ГэВ. Причиной сенсации было необычайно большое

$J/\psi$

время жизни  $J/\psi$ . Оказалось, что ее время жизни почти в 1000 раз больше, чем у известных частиц такой массы. Дальнейшие исследования показали, что причиной такого долгожития является то, что в ее состав входит новый неизвестный ранее с-кварк, названный очарованным кварком. Было высказано

$J/\psi$

предположение, что  $J/\psi$  это мезон, состоящий из с-кварка и с-антикварка, т.е. это частица со скрытым очарованием. Так же как с s-кварком связано квантовое число s - странность, с-кварк несет новое квантовое число c, названное "очарованием". Очарованный кварк должен порождать новое семейство адронов, имеющих в своем составе с-кварк или с-антикварк. Все эти частицы тяжелые, т.к. масса очарованного кварка больше массы странного кварка. Итак кварков стало 4, но на этом открытие новых кварков не завершилось. В 1977 году были открыты нейтральные мезоны с массами около 10 ГэВ. Они получили название ипсилон-

$J/\psi$

мезонов. Так же как и  $J/\psi$  -мезоны они наблюдались в реакции образования

мюонных пар в протон-ядерных столкновениях и на электронно-позитронных

$$J/\psi$$

коллайдерах и также как  $J/\psi$ -мезоны они долго живущие (ширина распада  $\Gamma$  мезона 53 кэВ). Это означало открытие пятого кварка b (от beauty). В состав мезона входят b-кварк и b-антикварк и он обладает скрытой красотой.

После почти двадцатилетних поисков, в 1995 году был открыт шестой, самый "тяжелый" кварк - t-кварк.

Таким образом, на этом этапе развития наших представлений о структуре материи на первый план выходят "новые элементарные частицы" - кварки. Все адроны состоят из шести кварков и есть достаточно серьезные основания считать, что их не должно быть больше.

Адроны подразделяются на барионы, имеющие барионный заряд  $B = 1$ , и мезоны, для которых  $B = 0$ . Барионы состоят из трех кварков. Мезоны - из кварка и антикварка. Барионы являются фермионами (имеют полуцелый спин), мезоны являются бозонами (имеют нулевой или целочисленный спин). Адроны также характеризуются квантовыми числами s (странность), c (очарование), b (красота), t (истина), изоспином I и его третьей проекцией  $I_3$ .

Мезоны и барионы можно образовать из кварков различных типов, составляя их различные комбинации. Например:

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

ит.д.

При этом одному и тому же кварковому составу могут соответствовать различные состояния, отличающиеся ориентациями спинов и изоспинов кварков:

uud	p	$J^P(I) = 1/2^+(1/2)$
uud	$\Delta^+$	$J^P(I) = 3/2^-(1/2)$
uud	$N^+(1520)$	$J^P(I) = 3/2^+(3/2)$

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

Фундаментальные частицы можно разбить на два типа - на частицы вещества - фундаментальные фермионы и калибровочные бозоны, переносящие взаимодействия между частицами вещества.

Фундаментальными фермионами - частицами вещества являются кварки и лептоны. Кварки и лептоны являются фермионами и имеют собственный спин  $J = 1/2$ .

### Поколения

В стандартной модели лептоны и кварки группируются в левоспиральные дублеты - поколения. Сегодня известно 3 поколения лептонов и кварков:

Лептоны                      Кварки

$$\nu_e \quad e^-$$

1 поколение:                      ,                      u, d

2 поколение:  $\nu_\mu$ ,  $\mu^-$ , c, s

3 поколение:  $\nu_\tau$ ,  $\tau^-$ , t, b

Оценка количества поколений проводилась по времени жизни Z-бозона, т.е. определялось максимальное количество возможных типов нейтрино (а значит и поколений) на которые может распадаться Z-бозон, по сечению в максимуме и ширине резонансной кривой  $e^+e^-$  аннигиляции в Z-бозон.

### Аромат

Кварки имеют внутренние квантовые числа: электрический заряд Q, спин 1/2, четность P, барионное число B, изоспин I, проекцию изоспина  $I_3$ , странность s, шарм c, bottomness b, topness t. Совокупность этих внутренних квантовых чисел, характеризующих определенный тип кварка, называется также "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 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	4.1-4.4	174

### Цвет

Простейшая кварковая модель столкнулась с нарушением принципа Паули при

$$\Omega^-(sss), \Delta^{++}(uuu), \Delta^-(ddd)$$

построении таких барионов как  $\Omega^-(sss), \Delta^{++}(uuu), \Delta^-(ddd)$ . Эти барионы состоят из трех тождественных кварков, находящихся в симметричных состояниях по пространственным координатам, спину и аромату (типу кварка). Для того чтобы сохранить принцип Паули, необходимо было ввести для кварков еще одну дополнительную степень свободы. Эта дискретная переменная

получила название цвета и приписывается всем кваркам. Цвет имеет 3 возможных значения, обычно это красный (к), синий (с) и зеленый (з). Существует цветовая симметрия сильных взаимодействий. Сильное взаимодействие кварка не зависит от его цветового состояния, т.е. оно одинаково для всех трех цветов. Поскольку адроны состоят из кварков, то структура адронов в основном определяется сильным и электромагнитным взаимодействием кварков

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

**Промежуточные бозоны** - частицы со спином единица, заряженные  $W^\pm$  и нейтральные  $Z^0$ , являющиеся переносчиками слабого взаимодействия.

**Электрослабое взаимодействие** объединяет электромагнитное и слабое взаимодействия в рамках единого описания. Это и закон Кулона, и магнитные явления, и электромагнитные волны (фотоны). Слабые взаимодействия - приводят к распадам многих частиц, и в большинстве подобны электромагнитным взаимодействиям, но приводят к силам, которые в отличие от дальнедействующих кулоновых являются короткодействующими. Короткодействие означает, что частицы, соответствующие полям, осуществляющим перенос взаимодействий, имеют массу не нулевую, как фотоны, а определенную, причем довольно большую. Тогда вместо закона

$$V(r) = -\frac{g^2}{r} e^{\mu r} \quad \mu = \frac{Mc}{\hbar}$$

Кулона для потенциала мы имеем закон Юкавы:  $V(r) = -\frac{g^2}{4\pi\hbar^2 c^2} \frac{e^{\mu r}}{r}$ , 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: ГэВ =  $10^9$  эВ, а электронвольт (эВ) есть внесистемная единица энергии, равная энергии, приобретаемой одним электроном при прохождении разности потенциалов 1В. Пользуясь

$$E = mc^2$$

знаменитым соотношением  $E = mc^2$ , мы связываем единицу энергии с массой.

Далее, взаимодействие устроено так, что нейтральный промежуточный бозон  $Z^0$  может переходить в пары кварк-антикварк и лептон-антилептон, а эти пары в свою очередь могут объединяться в  $Z^0$ . Идут, например, такие процессы:

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

(1), где многоточием мы обозначили пары

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

других лептонов и кварков которые можно взять из таблицы (2): (2) (1-ый столбец – лептоны, 2-ой столбец кварки. (РАЗБУПЛЯЛОВО) Лептоны объединяются в пары. => Заряженному электрону соответствует нейтральная

$$\bar{\nu}_e$$

частица нейтрино электронное  $\nu_e$ , а позитрону - антинейтрино электронное  $\bar{\nu}_e$ . Таких пар к настоящему времени открыто три (три рядка таблицы): в дополнение

$$\mu$$

к электронной еще мюон (который тяжелее электрона в 207 раз) со своим

$$\nu_\mu$$

нейтрино и тау-лептон (в 3478 раз тяжелее электрона) и его нейтрино

$$\nu_\tau$$

**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-

$$\begin{aligned}
W^+ &\leftrightarrow e^+ \nu_e, & W^+ &\leftrightarrow \mu^+ \nu_\mu, & W^+ &\leftrightarrow \tau^+ \nu_\tau, \\
W^+ &\leftrightarrow u \bar{d}, & W^+ &\leftrightarrow c \bar{s}, & W^+ &\leftrightarrow t \bar{b}, \\
W^- &\leftrightarrow e^- \bar{\nu}_e, & W^- &\leftrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, & W^- &\leftrightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau, \\
W^- &\leftrightarrow \bar{u} d, & W^- &\leftrightarrow \bar{c} s, & W^- &\leftrightarrow \bar{t} b,
\end{aligned}$$

антилептон, имеющими суммарный заряд  $\pm e$ :

(3) То есть зная набор элементарных частиц (2), можно получить переходы (1) и (3), поскольку нам надо только знать, что в переходах участвуют частицы, принадлежащие некоторой одной паре, и нужно проследить, чтобы сохранялся



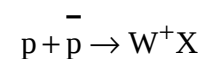
электрический заряд. (С небольшой интенсивностью возможны переходы между кварками из разных пар, но это исключения.) Электрослабая теория хорошо

$$W^{\pm} \quad Z^0$$

описала известные факты, но промежуточные бозоны и пока не были экспериментально зарегистрированы. Для того чтобы породить частицы с такими большими массами (предсказанная масса  $m_{W^{\pm}}$ , 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 условиями  $2E > mc^2$  если столкнуть два таких

пучка, то может быть рождена частица с массой  $m$ . Рассмотрим процесс



(4) где под  $X$  понимается набор всевозможных состояний, например,



. (Как в реакции (4) может появиться  $W^{\pm}$ ?) Процесс проиллюстрирован на рисунке:

(Схематическое изображение процесса рождения промежуточного бозона  $W$  в

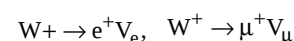
протон-антипротонном столкновении. Кварки  $u$  и  $\bar{d}$  сливаются в  $W^+$ ). При этом

кварк  $u$  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:



(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

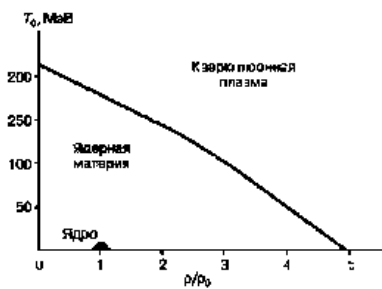
следа, и уносят значительную долю энергии. Что касается  $Z^0$ , то здесь

$$Z \rightarrow e^+e^-, Z \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (5)$$

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

## 27. Глюоны, міжкваркові взаємодії та основні ідеї квантової хромодинаміки.

Сама ідея кварков виникла в результаті блискучої спроби класифікувати велику кількість частинок, що беруть участь в сильних взаємодіях і називаються адронами. М. Гелл-Манн і Г. Цвейг припустили, що всі адрони складаються з відповідного набору фундаментальних частинок - кварків, їх антикварків і переносчиків сильного взаємодіяння - глюонів. Маса спокою глюонів, як і у фотона, дорівнює нулю. Крім того, глюони електрично нейтральні і не мають слабого заряду. Уже створена теорія, так називається **квантова хромодинаміка**, яка описує поведінку кваркових систем в вакуумі. Квантовохромодинамічні розрахунки на якісному рівні, а для деяких випадків на точному кількісному рівні описують експериментальні дані. Згідно з цією теорією, переносчиками сильного взаємодіяння є елементарні частинки - **глюони**. По сучасним уявленням частинки, що беруть участь в сильному взаємодіянні і називаються **адронами**, складаються з елементарних частинок - **кварків**. Кварки представляють собою ферміони зі спіном  $1/2$  і ненульовою масою. Найбільш дивним властивістю кварків є їх дрібний електричний заряд. Кварки формуються в три пари (три покоління дублетів), позначені наступним чином: Кожен тип кварка прийнято називати ароматом, так що існують шість кваркових ароматів. При цьому  $u$ -,  $s$ -,  $t$ -кварки мають електричний заряд  $2/3$ , а  $d$ -,  $s$ -,  $b$ -кварки - електричний заряд  $1/3$ , де  $e$  - заряд електрона. Крім того, існують три кварка даного аромату. Вони відрізняються квантовим числом, називаються кольором і приймають три значення: жовтий, синій, червоний. Кожному кварку відповідає антикварк, який по відношенню до даного кварку має протилежний електричний заряд і так називаний антицвет: антижовтий, антисиній, античервоний. Приймаючи до уваги кількість ароматів і кольорів, ми бачимо, що всього існують 36 кварків і антикварків. Кварки взаємодіють один з одним за допомогою обміну вісьмома глюонами (англійське слово "glue", від якого утворено назва глюонів, має значення "клей", "приклеювати"), які представляють собою безмасові бозони зі спіном 1. В процесі взаємодіяння кольору кварків можуть змінюватися. При цьому сильне взаємодіяння відбувається наступним чином: кварк, що входить до складу адрона, випускає глюон, в силу чого стан руху адрона змінюється. Цей глюон поглинається кварком, що входить до складу іншого адрона, і змінює стан його руху. В результаті виникає взаємодія адронів один на одного. Природа устроєна так, що взаємодіяння кварків завжди веде до утворення безбарвних зв'язаних станів, які як раз і є адронами. Відмінна риса кварк-кваркового взаємодіяння через глюони полягає в тому, що з зменшенням відстані між кварками їх взаємодіяння послаблюється. Це явище отримало назву асимптотичної свободи і веде до того, що всередині адронів кварки можна розглядати як вільні частинки. Асимптотична свобода природним чином випливає з квантової хромодинаміки. Існують експериментальні і теоретичні вказівки на те, що з збільшенням відстані взаємодіяння між кварками повинно зрости, в силу чого кваркам енергетично вигідно знаходитися всередині адрона. Це означає, що ми можемо спостерігати тільки безбарвні об'єкти -



адроны. Одиночные кварки и глюоны, обладающие цветом, не могут существовать в свободном состоянии. Явление удержания элементарных частиц, обладающих цветом, внутри адронов получило название конфайнмента. Для объяснения конфайнмента предлагались различные модели, однако последовательное описание, вытекающее из первых принципов теории, до сих пор не построено. Трудности

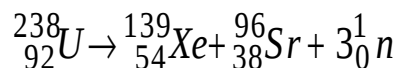
связаны с тем, что, обладая цветом, глюоны взаимодействуют со всеми цветными объектами, в том числе и друг с другом. По этой причине квантовая хромодинамика является существенно нелинейной теорией и приближенные методы исследования, принятые в квантовой электродинамике и электрослабой теории, оказываются не вполне адекватными в теории сильных взаимодействий. Кварк-глюонная плазма. Квантовохромодинамические расчеты показывают, что при определенных температурах и плотностях ядерного вещества оно может перейти в новое состояние - кварк-глюонную плазму. Рис. 5 иллюстрирует ожидание. Здесь по оси ординат отложена температура, а по оси абсцисс - плотность, нормированная на плотность ядер, так что точка на оси абсцисс при обозначает место, где находятся обычные ядра. Жирная линия - область перехода ядерного вещества в кварк-глюонную плазму.

## 29. ПРИРОДНА ТА ШТУЧНА РАДІОАКТИВНІСТЬ, ЗАКОН РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ.

Радиоактивность (далее Р) есть самопроизвольное изменение состава атомного ядра, происходящее за время, существенно большее характерного ядерного времени ( $10^{-22}$ ). Время  $10^{-12}$  с считается довольно большим в ядерных масштабах, за такое время может произойти большое количество ядерных процессов и после такого времени ядро можно считать полностью сформировавшимся. Ядра подверженные радиоактивным превращениям называются радиоактивными, а другие – стабильными. Различают следующие

$\alpha$

виды радиоактивности: 1)  $\alpha$  - распад 2)  $\beta$  - распад 3) – спонтанное деление атомного ядра, 4) протонный распад 5) двухпротонный распад и др. 1, 2 – процессы описаны в 30 шпоре, по поводу спонтанного распада можно привести



лишь пример такого распада: У ядер с большим избытком протонов, в принципе возможна протонная и даже двухпротонная Р. У больших ядер она наблюдается наиболее часто, однако её трудно зафиксировать на фоне конкурирующей альфа и бета Р. У искусственных лёгких ядер с относительно коротким временем жизни эта Р видна лучше. *Природна радіоактивність* – найпростіша. Ч-ки вилітають з ядер без зовнішнього впливу.

$\alpha, \beta, \gamma, W, p, A$

- основні канали радіоактивності. (А- развал ядра на фрагменти).

*Радиоактивный распад* – явление статистическое, все предположения, которые могут быть сделаны на основе законов радиоактивного распада могут быть только вероятностными. Вероятность распада ядра за единицу времени называется *постоянной распада*  $\lambda$  Р ядер данного сорта. Это значит, что из N имеющихся

радиоактивных ядер за единицу времени распадется  $\lambda N$  а за время  $dt - \lambda N dt$

ядер. Величина  $\lambda N$  называется *активностью* радиоактивного источника. Ед Изм. *Кюри (Ки)*.  $1\text{Ки} = 3,700 \cdot 10^{10}$  расп/с. Ед 1 расп/с – 1 беккерель (Бк) есть ещё 1 резерфорб (Рд) =  $10^6$  Бк. На радиоактивный распад нельзя повлиять внешними источниками темп, давление, хим реакции. И неудалось обнаружить зависимости от внешних источников постоянной распада. *Основной закон радиоактивного*

$N$

*распада* – пусть  $N$  - число (очень большое) радиоактивных ядер в момент

времени  $t$ , а  $N + dN$  - в более поздний момент  $t + dt$ . Величина  $dN$  - отрицательна поскольку могут только распадаться. На основании изложенного

$$dN = -\lambda N dt \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

получаем:  $N_0$  - число не распавшихся ядер. Постоянную

распада можно выразить через *среднее время жизни*  $P$  ядра так как за

промежуток времени между  $t$  и  $t + dt$  распадается  $-dN$  ядер, то можно считать

что каждое из них живёт время  $t$  Суммарное время жизни этих  $dN$  ядер

составляет  $\int t dN$ , а суммарное время жизни всех ядер считаем интегралом:

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

Таким образом, время жизни одного  $P$  ядра будет равно

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.693 \tau$$

$$\tau = 1/\lambda$$

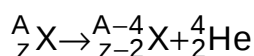
*Период полураспада равен*

### 30.1. Альфа-розпад. Спектри 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:



(1)

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 2-4 МеВ (тяж. ядра) 2-4,5 МеВ (область редких земель).

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

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

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

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

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t)$$

где  $\lambda$  - постоянная распада

$$\Delta N \sim -\lambda N \Delta t$$

В силу однородности времени

$$T = (\ln 2) / \lambda$$

- период полураспада.

$$A = \lambda N = \left| \frac{dN}{dt} \right|$$

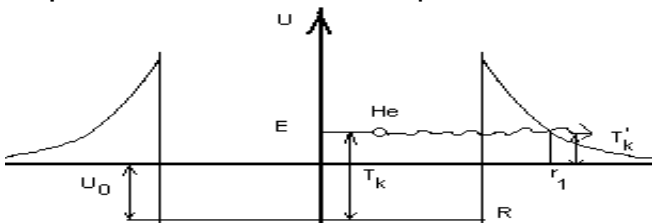
- Активность источника

$A$ =[Бк-бекерель] – 1 распад/сек,  $A$ =[К - кюри] –  $3,7 \cdot 10^{10}$  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 через барьер:

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

Постоянная распада пропорциональна  $P$ . Особенностью этой формулы является то, что в знаменателе exp стоит  $\hbar$  (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

$$A = v_0 / (2R) = 2\omega_0$$

$\omega$  – частота стычек. (Грубая оценка – предполагаем, что альфа-частица в ядре имеет скорость  $v_0$ )

$$U(r) = \frac{(z-2) \cdot e \cdot 2e}{r} = \frac{2(z-2)e^2}{r}$$

- потенциальный барьер для частиц.

$$E_\alpha = \frac{2(z-2)e^2}{r_1}$$

- энергия, с которой частица покидает ядро.

$$P = \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{2}{R} \int_0^{r_1} \sqrt{2M_\alpha E_\alpha \left(\frac{r_1}{r} - 1\right)} dr\right) = \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{4(z-2)}{\sqrt{v}} (\pi - 2\varphi_0 - \sin(2\varphi_0))\right)$$

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

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.

$$U(R) = 2(z-2)e^2 / R = 60 \text{ MeV} !!!$$

$$P \approx \frac{v_0}{2R} \exp\left(-\frac{4(z-2)e^2}{\sqrt{v}} \pi\right) \quad \sin(\varphi_0) \approx \varphi_0$$

при

$$v_0 = \sqrt{2U_0 / E_\alpha} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ cm / c}$$

где  $U_0$  – глубина пот ямы.

$$v_0 / (2R) = 10^{22} \text{ c}^{-1}$$

но вероятность выйти мала.

$$v = \sqrt{2E / M} \approx 10^9 \text{ cm / c}; \quad E = 2 \text{ MeV}$$

Для  $Z=80$

$$P = [1 / c] = 4 \cdot 10^{21} \exp(\dots) \approx 4 \cdot 10^{-69} \text{ c}^{-1}$$

$$P = 8 \text{ MeV} \quad P = 4 \cdot 10^{-24} \text{ c}^{-1}$$

Для - то есть вероятность увеличивается быстрее.

Почему вылетает  $\text{He}^{2+}$ , а не отдельно  $2p$  и  $2n$ ?



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

Чистых ядер почти нет, электроны экранируют. Кулоновский потенциал:



$$\frac{z_1 z_2 e^2}{r} = U_k(r)$$

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

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

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

- надо выразить  $z_1 z_2 e^2$  и подставить в  $E_{eff}$

$$E_{eff} = E \frac{r_2}{r_1} e^{r_2/a}, \quad \frac{E_{eff}}{E} = e^{r_2/a} > 1$$

Если мы б смогли сжать электронную плотность (вырожденный Ферми газ: коллективные электроны), то все ядра распались за считанные секунды. Единственный способ управления  $\alpha$ -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.

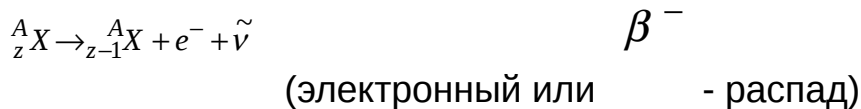
Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения.

## 30.2 Бета-перетоврення. Електронний та позитронний розпади. Електронне та нейтрінне захоплення.

Явление бета-распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает

 $\tilde{\nu}$ 

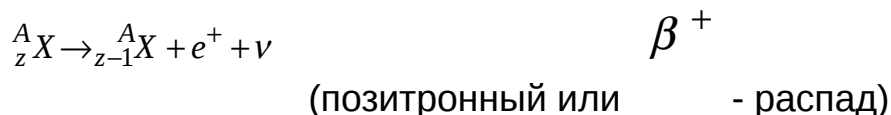
электрон  $e^-$  и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино  $\tilde{\nu}$ , переходя при этом в ядро с тем же массовым числом  $A$ , но с атомным номером  $A$  на единицу большим:



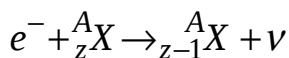
Тем самым при бета-распаде один из нейтронов ядра превращается в протон. Другим видом бета-распада является процесс, в котором ядро испускает

 $\nu$ 

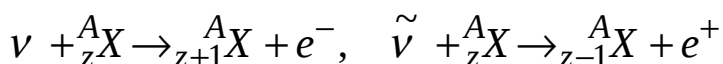
позитрон  $e^+$  и нейтрино  $\nu$ . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:



В бета-распадные явления входит также электронный захват (К-захват) – ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из К-оболочки) испуская нейтрино. При этом один из протонов превращается в нейтрон:

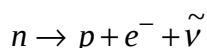


Родственными бета-распаду являются процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с ядрами:

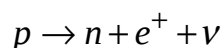


Главной особенностью бета распада является то, что он обусловлен не ядерными и не электромагнитными силами, а слабыми взаимодействиями. За счет того, что интенсивность слабых взаимодействий на 24 порядка меньше ядерных, периоды полураспада бета-активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов.

Бета-распад - процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. В ядре распадается одиночный нуклон. Это видно из того, что бета-активным является свободный нейтрон:



период полураспада 11,7 мин. При позитронном распаде в ядре распадается одиночный протон:



Длина свободного пробега нейтрино  $10^{21}$  см (пронизывает звезды).

Для того чтобы выполнялись законы сохранения энергии и момента ядро при бета-распаде должно перестраиваться. Поэтому период, а также другие характеристики бета-распада в сильнейшей степени зависят от того, насколько сложна эта перестройка. В результате периоды бета распада варьируются в столь же широких пределах, как и периоды альфа-распада.

Бета-активные ядра имеются во всей области значений массового числа  $A$ . Электронный захват имеет особенно существенное значение в случаи тяжелых ядер, у которых  $K$ -слой расположен близко к ядру. Можно сказать, что в этом случае у электрона  $K$ -слоя есть конечная вероятность находится внутри ядра. Электронный захват всегда сопровождается рентгеновским излучением. Допустим, что был захвачен электрон из  $K$ -слоя. На свободн место в  $K$ -слое переходит эл из  $L$ -слоя ... В результате возбуждается весь спектр характеристического рентгеновского излучения атома.

Рассмотрим баланс энергии при бета-распаде. Сейчас считается, что масса покоя нейтрино и антинейтрино равна нулю. Поэтому бета распад разрешен энергетически если

$${}^A_z M > {}^A_{z+1} M + m$$

где  $m$ =масса электрона, а  $M$ - массы соответств исходн и конечн ядер, лишенных своих электронных оболочек. В справочных таблицах

$$M_f, M_i$$

приводятся массы атомов ( - массы соответственно исходного и конечного атомов):

$$M_i = {}^A_z M + Zm, \quad M_f = {}^A_{z+1} M + (z+1)m$$

Окончательно, условие нестабильности ядра по отношению к бета-распаду

$M_i > M_f$      $\beta^-$      $M_i > M_f + 2m$ ,  $\beta^+$      $M_i > M_f$   
 (    -распад);    -распад;    (электронный захват).

### **30.3 Проблема маси нейтрино**

Нейтрино (антинейтрино) образуется при распаде нейтрона на протон и электрон (см выше). Эта частица имеет нулевой заряд и очень малую массу (по словам Высоцкого еще не доказано имеет ли она массу спокойствия).

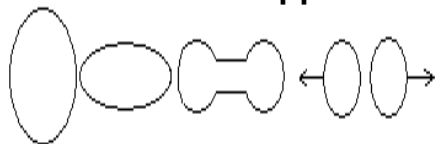
Цитата из Шаримов, Юдин "Ядерная физика":

Была выдвинута гипотеза двухкомпонентного нейтрино, согласно которой масса покоя нейтрино строго равна нулю. Поясним эту гипотезу. Допустим, что у какой то частицы спин направлен точно по импульсу. Если масса покоя такой частицы не ноль, то ее скорость меньше скорости света. При этом в системе координат, движущейся быстрее частицы, импульс имеет свое направление и спин станет направлен не по импульсу, а против него. Поэтому у частицы со спином  $1/2$  и ненулевой массой должно быть два различных поляризационных состояния (спин по импульсу и против импульса).

Если, однако, масса покоя частицы равна нулю, то знак проекции спина на импульс становится инвариантным (одинаковым во всех движущихся относительно друг друга системах координат). Знак проекции спина на импульс можно изменить с помощью зеркального отражения. В теории двухкомпонентного нейтрино делается возможное только при нулевой массе покоя допущение о том, что при зеркальном отражении нейтрино переходит в антинейтрино.

Экспериментальные данные указывают на то, что у нейтрино спин направлен против импульса, а у антинейтрино – по импульсу. Гипотеза двухкомпонентного нейтрино согласуется с имеющейся на данный момент (1972г) совокупностью экспериментальных данных.

### 31.0 РОЗПАТ ЯДЕР З ТОЧКИ ЗОРУ ДИФОРМАЦІЇ 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 не вигідно => протиріччя факторів.

Який з цих процесів стає більш ефективним. Нехай ядро випадковим чином деформувалося => поліном

$$r(\theta) = R(1 + \sum a_i P_i(\cos\theta)) = R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + \dots)$$

Лежандра.

$$V = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{r(\theta)} \sin\theta d\theta dr d\phi r^2 = \frac{\pi^2}{3} R^3 \left( 1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2 \right) = const$$

и тд. В конспекте есть 1,5 страницы, так как в программе курса нет такого вопроса, то добавивать его я не буду.

$\gamma$

### 31. -ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР.

Гамма-излучением называется электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбуждённых в более низкие энергетические состояния. В таких процессах числа протонов и нейтронов в ядре не меняются, но испускаются гамма кванты. Спектр гамма излучения всегда дискретны, так как дискретны энергетические уровни самого ядра. Обычно энергия гамма квантов

$$10^{-8} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$$

лежит в пределах 10 кэВ до 5 МэВ. ( ) Переход ядра из

$\gamma$

возбуждённого состояния в нормальное при - излучения может быть однократным, когда ядро после испускания одного кванта сразу переходит в нормальное состояние. Но снятие возбуждения может быть и каскадным, когда

переход осуществляется посредством испускания нескольких  $\gamma$  квантов.

Изолированный свободный нуклон не может испускать  $\gamma$  - квант, так как в противном случае было бы нарушение законов сохранения энергии и импульса. Однако этот процесс может происходить и действительно происходит внутри

$\gamma$  ядра, поскольку испущенный  $\gamma$  -квант может обменивается импульсом не только с рассматриваемым нуклоном  $\alpha$  и с остальными нуклонами ядра. Таким

$\beta$  образом, в противоположность  $\beta$  -распаду, испускание  $\gamma$  -лучей есть внутриядерный, а не внутринуклонный процесс. Возбуждённые ядра образуются

$\beta$  при  $\beta$  -распаде в тех случаях, когда распад материнского ядра в основное состояние дочернего ядра оказывается запрещённым. Дочернее ядро в этом случае может получиться как в нижнем, так и в одном из верхних возбуждённых состояний. В последнем случае происходит каскадный процесс переходов через

$\gamma$  несколько возбуждённых состояний. Возбуждённые ядра, способные к  $\alpha$  - распаду, могут возникать также и в результате предшествующего  $\alpha$  -распада.

$\Gamma$  Однако  $\gamma$  -кванты, испускаемые таким путём, обычно обладают невысокими энергиями  $\leq 0,5 \text{ MeV}$ . Это связано с тем что для испускания  $\gamma$  -квантов высоких

$\alpha$  энергий материнские ядра должны испускать  $\alpha$  -частицы с такой же высокой энергией. Энергия  $\alpha$  -частицы должна быть достаточной не только для преодоления потенциального барьера, но и для сильного возбуждения, возникающего дочернего ядра. Энергия  $\gamma$  -квантов после  $\beta$  -распада ядер

может достигать 2,5 МэВ. Процесс который может произойти вместо  $\alpha$  -

$\gamma$

излучения – энергия от возбуждённого ядра передаётся электрону, этот конкурирующий процесс называется *внутренней конверсией* электронов

## 32. ЯДЕРНА ІЗОМЕРІЯ, ВНУТРІШНЯ КОНВЕРСІЯ

$\gamma$

Збуджене ядро може перейти в основний стан не тільки випускаючи  $\gamma$  квант, ала і шляхом безпосередньої передачі енергії збудження одному із електронів атомних оболонок (K,L,M і т.д.). Цей процес, який конкурує з гамма-випромінюванням, називається *внутрішньою конверсією електронів*, а самі електрони – *електронами внутрішньої конверсії*. Внутрішня конверсія може конкурувати з гамма-випромінюванням, 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  $\varepsilon$  - енергія зв'язку електрона в ел. оболонці. Очевидно, що електрони внутрішньої

$\beta$

конверсії моноенергетичні. Це і дозволяє їх відрізнити від електронів  $\beta$ -розпаду, спектр яких неперервний. Внутрішня конверсія супроводжується рентгенівським випромінюванням, 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  $E$  перевищує подвоєну

$$E > 2mc^2 = 1,02MeV$$

власну енергію електрона, 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

$$10^{-7} - 10^{-11}c$$

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 нижче лежачих 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) випромінить 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

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

$$E_2 = E_1 + \hbar \omega + MV^2 / 2 \quad \omega$$

закони збереження імпульсу та енергії: - частота яка

випромінюється,  $E_2$  та  $E_1$  енергетичні стани випромінювача відповідно до і після випром.  $M$  – маса ядра,  $V$  – швидкість випромінювача. Звідки

$$\hbar \Omega = E_2 - E_1 = \hbar \omega + \frac{\hbar^2 \omega^2}{2Mc^2}; \quad \Omega \quad (\hbar \omega)^2 + 2Mc^2 \hbar \omega - 2Mc^2 \hbar \Omega = 0$$

- частота переходу.

$$\hbar \omega = -Mc^2 \pm Mc^2 \sqrt{1 + 2 \frac{\hbar \Omega}{Mc^2}} \approx -Mc^2 \pm Mc^2 \left( 1 + \frac{\hbar \Omega}{Mc^2} - \frac{(\hbar \Omega)^2}{(Mc^2)^2} \right)$$

звідки

$$\hbar \omega = \hbar \Omega - \frac{(\hbar \Omega)^2}{Mc^2}$$

Беремо „+”: Другий доданок відповідає за енергію віддачі. Таким чином частоти випромінювання та поглинання запишуться у вигляді:

$$\omega_{\text{випр., погл.}} = \Omega \pm \frac{\Omega^2}{2Mc^2}$$

Останній доданок – частота розщеплення. Для того, щоб

$$\omega_{\text{випр.}} - \omega_{\text{погл.}}$$

ефект мав місце, необхідно, щоб частотний інтервал 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 звузити 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 достатньо, щоб спрацював 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  $\alpha$ -розпаді.  $\alpha$  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)  $\alpha$  2)  $\beta$  3) спонтанний розпад 4) протонний розпад, 5) дипротонний розпад та інші. У ядер з надлишком протонів можливий протонний та навіть двохпротонний розпад, але таку радіоактивність важко помітити внаслідок сильного фону конкуруючих  $\alpha$ - і  $\beta$ -розпадів, які призводять до утворення ізотопів таких же само хімічних елементів. Протонна радіоактивність можлива лише у невеликої 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. Детекторы ядерных частиц

Регистрация заряженных частиц основана на явлении ионизации или возбуждении атомов, которое они вызывают в веществе детектора. На этом основана работа таких детекторов как камера Вильсона, пузырьковая камера, искровая камера, фотоэмульсии, газовые сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы. Незаряженные частицы (- кванты, нейтроны, нейтрино) детектируются по вторичным заряженным частицам, возникающим в результате их взаимодействия с веществом детектора.

Нейтрино непосредственно не регистрируются детектором. Они уносят с собой определённую энергию и импульс. Недостачу энергии и импульса можно обнаружить, применяя закон сохранения энергии и импульса к другим зарегистрированным в результате реакции частицам.

Быстрораспадающиеся частицы регистрируются по их продуктам распада. Большое применение нашли детекторы, позволяющие непосредственно наблюдать траектории частиц. Так с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле были открыты позитрон, мюон и  $\pi$ -мезоны, с помощью пузырьковой камеры - многие странные частицы, с помощью искровой камеры регистрировались нейтринные события и т.д.

1. Счётчик Гейгера. Счётчик Гейгера представляет собой, как правило, цилиндрический катод, вдоль оси, которого натянута проволока - анод. Система заполнена газовой смесью.

При прохождении через счётчик заряженная частица ионизирует газ. Образующиеся электроны, двигаясь к положительному электроду - нити, попадая в область сильного электрического поля, ускоряются и в свою очередь ионизуют молекулы газа, что приводит к коронному разряду. Амплитуда сигнала достигает нескольких вольт и легко регистрируется. Счётчик Гейгера регистрирует факт прохождения частицы через счётчик, но не позволяет измерить энергию частицы.

2. Пропорциональный счетчик. Пропорциональный счетчик имеет такую же конструкцию, как и счётчик Гейгера. Однако за счёт подбора напряжения питания и состава газовой смеси в пропорциональном счетчике при ионизации газа пролетевшей заряженной частицей не происходит коронного разряда. Под действием электрического поля создаваемого вблизи положительного электрода первичные частицы производят вторичную ионизацию и создают электрические лавины, что приводит к усилению первичной ионизации созданной пролетевшей через счётчик частицы в  $10^3 - 10^6$  раз. Пропорциональный счетчик позволяет регистрировать энергию частиц.

3. Ионизационная камера. Так же как в счетчике Гейгера и пропорциональном счетчике в ионизационной камере используется газовая смесь. Однако, по сравнению с пропорциональным счетчиком напряжение питания в ионизационной камере меньше и усиления ионизации в ней не происходит. В зависимости от требований эксперимента для измерения энергии частиц используется либо только электронная компонента токового импульса, либо электронная и ионная.

4. Полупроводниковый счётчик. Устройство полупроводникового счётчика, которые обычно изготавливаются из кремния или германия, аналогично устройству ионизационной камеры. Роль газа в полупроводниковом счетчике играет определенным образом созданная чувствительная область, в которой в обычном

состоянии нет свободных носителей заряда. Попав в эту область заряженная частица вызывает ионизацию, соответственно в зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне - дырки. Под действием приложенного к напыленному на поверхность чувствительной зоны электродам напряжения, возникает движение электронов и дырок, формируется импульс тока. Заряд импульса тока несет информацию об количестве электронов и дырок и соответственно об энергии, которую заряженная частица потеряла в чувствительной области. И, если частица полностью потеряла энергию в чувствительной области, проинтегрировав токовый импульс получают информацию об энергии частицы. Полупроводниковые счётчики обладают высоким энергетическим разрешением.

Число пар ионов  $n_{\text{ион}}$  в полупроводниковом счётчике определяется формулой

$$n_{\text{ион}} = E/W,$$

где  $E$  - кинетическая энергия частицы,  $W$  - энергия, необходимая для образования одной пары ионов. Для германия и кремния  $W \approx 3-4$  эВ и равна энергии необходимой для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Малая величина  $W$  определяет высокое разрешение полупроводниковых детекторов, по сравнению с другими детекторами, в которых энергия первичной частицы тратится на ионизацию ( $E_{\text{ион}} \gg W$ ).

5. Камера Вильсона. Принцип работы камеры Вильсона основан на конденсации пересыщенного пара и образовании видимых капель жидкости на ионах вдоль следа пролетевшей через камеру заряженной частицы. Для создания пересыщенного пара происходит быстрое адиабатическое расширение газа с помощью механического поршня. После фотографирования трека, газ в камере снова сжимается, капельки на ионах испаряются. Электрическое поле в камере служит для "очистки" камеры от ионов образовавшихся при предыдущей ионизации газа

6. Пузырьковая камера. Принцип действия основан на вскипании перегретой жидкости вдоль трека заряженной частицы. Пузырьковая камера представляет собой сосуд, заполненный прозрачной перегретой жидкостью. При быстром понижении давления, вдоль трека ионизирующей частицы образуется цепочка пузырьков пара, которые освещаются внешним источником и фотографируются.

После фотографирования следа давление в камере повышается, пузырьки газа схлопываются и камера снова готова к работе. В качестве рабочей жидкости в камере используется жидкий водород одновременно служащий водородной мишенью для исследования взаимодействия частиц с протонами.

Камера Вильсона и пузырьковая камера имеют огромное преимущество, которое заключается в том, что можно непосредственно наблюдать все заряженные частицы, образующиеся в каждом акте реакции. Для того, чтобы определить тип частицы и ее импульс камеры Вильсона и пузырьковые камеры помещают в магнитное поле. Пузырьковая камера имеет большую плотность вещества детектора по сравнению с камерой Вильсона и поэтому пробеги заряженных частиц полностью заключены в объёме детектора. Расшифровка фотографий с пузырьковых камер представляет отдельную трудоемкую проблему.

7. Ядерные эмульсии. Аналогично, как это происходит в обычной фотографии, заряженная частица нарушает вдоль своего пути структуру

кристаллической решётки зерен галоидного серебра делая их способными к проявлению. Ядерная эмульсия является уникальным средством для регистрации редких событий. Стопки ядерных эмульсий позволяют регистрировать частицы очень больших энергий. С их помощью можно определить координаты трека заряженной частицы с точностью  $\sim 1$  микрона. Ядерные эмульсии широко используются для регистрации космических частиц на шарах-зондах и космических аппаратах.

8. Искровая камера. Искровая камера состоит нескольких плоских искровых промежутков, объединённых в одном объёме. После прохождения заряженной частицы через искровую камеру на её электроды подаётся короткий высоковольтный импульс напряжения. В результате вдоль трека образуется видимый искровой канал. Искровая камера, помещённая в магнитное поле, позволяет не только детектировать направление движения частицы, но и по искривлению траектории определять тип частицы и её импульс. Размеры электродов искровых камер могут достигать до нескольких метров.

9. Стриммерная камера. Это аналог искровой камеры, с большим межэлектродным расстоянием  $\sim 0.5$  м. Длительность высоковольтного разряда подаваемого на искровые промежутки составляет  $\sim 10^{-8}$  с. Поэтому образуется не искровой пробой, а отдельные короткие светящиеся световые каналы - стриммеры. В стриммерной камере можно регистрировать одновременно несколько заряженных частиц.

10. Пропорциональная камера. Пропорциональная камера обычно имеет плоскую или цилиндрическую форму и в каком-то смысле является аналогом многоэлектродного пропорционального счетчика. Высоковольтные проволочные электроды отстоят друг от друга на расстоянии нескольких мм. Заряженные частицы, проходя через систему электродов, создают на проволочках импульс тока длительностью  $\sim 10^{-7}$  с. Регистрируя эти импульсы с отдельных проволочек можно с точностью до нескольких микрон восстановить траекторию частиц. Разрешающее время пропорциональной камеры составляет несколько микросекунд. Энергетическое разрешение пропорциональной камеры  $\sim 5-10\%$ .

11. Дрейфовая камера. Это аналог пропорциональной камеры, позволяющий с ещё большей точностью восстановить траекторию частиц. Искровая, стриммерная, пропорциональная и дрейфовая камеры обладая многими преимуществами пузырьковых камер, позволяют запускать их от интересующего события, используя их на совпадения со сцинтиляционными детекторами.

12. Сцинтиляционный счётчик. Сцинтиляционный счётчик использует свойство некоторых веществ светиться (сцинтилировать) при прохождении заряженной частицы. Кванты света, образующиеся в сцинтиляторе, затем регистрируются с помощью фотоумножителей. Используются как кристаллические сцинтилляторы, например, NaI, BGO, так и пластиковые и жидкие. Кристаллические сцинтилляторы в основном используются для регистрации гамма-квантов и рентгеновского излучения, пластиковые и жидкие - для регистрации нейтронов и временных измерений. Большие объёмы сцинтиляторов позволяют создавать детекторы очень высокой эффективности, для регистрации частиц с малым сечением взаимодействия с веществом.

13. Калориметры. Калориметры представляют собой чередующиеся слои вещества, в котором тормозятся частицы высоких энергий (обычно это слои железа и свинца) и детекторы, в качестве которых используют искровые и пропорциональные камеры или слои сцинтиляторов. Ионизирующая частица высокой энергии ( $E > 10^{10}$  эВ), проходя через калориметр, создаёт большое число вторичных частиц, которые, взаимодействуя с веществом калориметра, в свою очередь создают вторичные частицы - образуют ливень частиц в направлении движения первичной частицы. Измеряя ионизацию в искровых или пропорциональных камерах или световой выход сцинтиляторов, можно определить энергию и тип частицы.

14. Черенковский счётчик. Работа черенковского счётчика основана на регистрации излучения Черенкова - Вавилова, возникающего при движении частицы в среде со скоростью  $v$  превышающей скорость распространения света в среде ( $v > c/n$ ). Свет Черенковского излучения направлен вперёд под углом по направлению движения частицы.

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

Световое излучение регистрируется с помощью фотоумножителя. При помощи черенковского счётчика можно определить скорость частицы и отселектировать частицы по скоростям.

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

$$\lambda = \frac{2\pi r}{p} = \frac{2\pi r}{\gamma m v}$$

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

$$\gamma \geq \frac{2\pi r}{m v R_n} = \frac{6 \cdot 10^{-27}}{10^{27} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-13}} = 10^3 \quad W = \gamma m c^2 = 700 MeV$$

(для

електрону) для важких частинок  $\sim 1 GeV$ . В найбільших прискорювачах 70  $\sim GeV$ . До сотого елементу для синтезу нових ядер використовувався реакторний метод – опромінення потоком нейтронів. Після сотого ядра починають розпадатися по альфа каналу і нейтрони не встигають накопичуватися, тоді використовують зіткнення важких ядер.

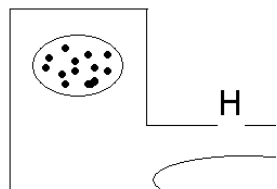
Лінійні прискорювачі: (єсть куча трубок, они через одну підключены к разным полюсам источника переменного тока) при перельоті частинок змінюється фаза джерела струму, і частинки прискорюються. Однорідний потік збирається в порції. У зв'язку із складністю виготовлення, використовують прискорювач біжучої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

Циклічні прискорювачі: (перша картинка), в середину подається частинка в

$$\omega = \frac{eH}{\gamma m c}$$

проміжках розганяється, в середині звертається. - Ларморова частота. Параметри полів підбираються так, щоб частинка прискорювалася.

Бетатрон (картинка2) Коли магнітне поле змінюється,



$$\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt} \quad \Phi = \pi r^2 B_{середнє}$$

збуджується ЕРС самоіндукції середнє у пороговій 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

### 38. Прискорення заряджених частинок за допомогою потужного лазерного імпульсу.

Ця гадость працює наступним чином – дуже потужний лазерний імпульс барабанить у фольгу, і виходить така ситуація (на атомке решали такіе задачки), що фотони доганяють електрони, і шарабаняють їх ззаду, що їх дуже сильно прискорює (на практиці до порядку 10Гев). Маємо:

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

Останній доданок можна

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

представити як потенціальну енергію.

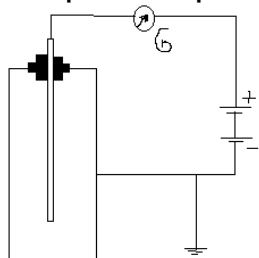
$$I = \frac{E^2}{4\pi} c = \frac{\omega^2 A^2 c}{4\pi c} \quad \Delta u = \frac{2\pi e^2 I}{\mu \omega^2 c}$$

=>

### 39. Спостереження процесів народження та розпаду частинок.

**Детекторами називаються прибори, служачі для реєстрації частиц.**

Они разделяются на счетчики (электронные детекторы), вырабатывающие электронный импульс, когда залетает заряженная частица, и трековые детекторы, разрешают также оставлять след траектории частицы. К счетчикам относятся импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера – Мюллера, сцинтилляционные, черенковские и полупроводниковые счетчики. К трековым детекторам – камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкоззорные искровые и стримерные, пропорциональные и дрейфовые камеры.



Осн. Хар-ки: 1.) Эффективность – число зарегистриров. частиц / реальное кол-во. 2.) пространственное разрешение – погрешность регистрирования в пространстве. 3.) Временное разрешение – мин период между двумя част, чтоб детектор понимал их отдельно друг от друга. 4.) время восстановления – время после регистрации одной частицы, для подготовки к регистрации следующей.

Наиболее обширная группа Ионизационные детекторы (ионизация молекул и атомов.). Электрический конденсатор (плоский, сферический, цилиндрический) заполненный газом, между электродами которого приложили разность потенциалов. Ионизирующая частица образует на пути электроны и ионы, которые идут на обкладки кондера, получаем разницу потенциала и ток, что и видим на гальванометре G

Пропорциональный счетчик – используются коаксиальные электроды. Заполнение инертным газом с небольшой примесью многоатомных ядер. При попадании частицы. Большая часть образовавшихся электронов дрейфует электрическом поле к аноду без размножения. Вблизи анода поле E настолько велико, что электроны вызывают вторичную ударную ионизацию – возникает самостоятельный электрический заряд. Короче на анод приходит электронная лавина всего от одной влетевшей частицы. Этот коэф. Называется коэф. газового усиления.

Счетчик Гейгера- Мюллера практически тоже самое, только сильные неоднородные поля, и электрон образовавшийся в рез влета частицы разгоняется на столько что ионизирует еще электроны, которые тоже разгоняются и ... получается ни фиговая лавина. Потом её гася сопротивлением  $10^8 - 10^9$ .

Сцинтилляционные – есть вещество, способное люминесцировать под действием заряженных частиц и фотоумножителя (ФЭУ) – очень чувствителен и быстрый.

Черенковские – используют эффект когда частица движется со скоростью, большей фазовой скорости света в этом веществе.



Полупроводниковые счетчики – используют переходное излучение в рентгеновской области. Принцип как и у ионизационного, только вместо газа-полупроводник.

Трековый детектор – камера Вильсона – основана на конденсации перенасыщенных паров воды и спирта на ионах, образованных при движении вдоль траектории заряженной частицы.

Диффузионная камера – в отличие от Вильсона, где перенасыщение создавалось адиабатическим расширением, тут за счет непрерывного потока пара от горячей поверхности крышки к более холодному дну.

Пузырьковая камера – получаем жидкость с температурой большей температуры кипения, она нестабильна и вот-вот закипит (жидкий водород, смесь неона с водородом,...). Частица при прохождении образует центры кипения вдоль своей траектории.

Самый дешевый трековый детектор- толстые ядерные фотоэмульсии. Работает по принципу фотографии

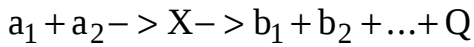
#### 40. Методи спостереження короткоживучих частинок.

Смотри прошлый вопрос и думай. Практически тоже самое

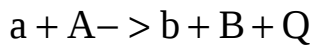
#### 41 Переріз та канали реакцій, закони збереження, класифікація реакцій

Класифікація ядерних реакцій:

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



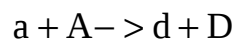
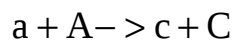
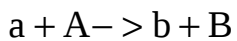
в даному випадку  $X$  – компаунд ядро,  $Q$  – енергія яка виділяється в реакції. В залежності від значення  $Q$  реакції бувають:  $Q > 0$  – екзотермічні ;  $Q < 0$  – ендотермічні реакції. Пряма реакція має вигляд



$$Q = E_a + E_A + E_b + E_B$$

, де  $Q$  - визначається за формулою

Кожний з шляхів проходження реакції називається **каналами**. Наприклад:



або

або

, тобто можливе протікання

реакцій по різним шляхам и кожен 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

$$E_0 \neq Q \quad E_0 = \frac{M_a + M_A}{M_a} Q$$

ендотермічних реакцій

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:

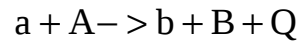
1) Підхвату, коли утвориться частинка з двома нейтронами и одним протоном

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 реакції

#### Ефективний переріз ядерних реакцій

Розглянемо ядро А на яке налітає однорідний потік частинок а з концентрацією  $n_a$



Тоді реакцію можна записати в вигляді

Ймовірність такого

$$W_{aA,bB} \sim n_a v_a$$

процесу відповідно пропорційна

Де ймовірність має розмірність

$$n_a v_a \sim \left[ \frac{1}{\text{cm}^2 \text{c}} \right]$$

обернених секунд. Тоді веди лина

.Записуючи останню формулу в

$$W_{aA,bB} = \sigma_{ab} n_a v_a \quad \sigma_{ab}$$

вигляді рівності, отримаємо

, де

- ефективний переріз

реакцій. В загальному випадку можливе пружне або не пружне розсіювання,

$$W_{aA,bB}^s$$

$$W_{aA,bB}^a$$

введемо відповідні позначення:

- пружне,

- не пружне, Тоді

$$\sigma_{ab}^s = \frac{W^s}{n_a v_a} \quad \sigma_{ab}^a = \frac{W^a}{n_a v_a}$$

для перерізів

та

та загальний переріз розсіювання

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

Виведення формули перерізу реакцій :

З минулого нам відома формула для ймовірності

$$W_{aA,bB} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \delta(E_{кін} - E_{початкова})$$

- ймовірність переходів без

$$H_{aA,bB}^{int} = \int \varphi_{aA} \hat{H}^{int} \varphi_{bB} dq$$

виродження

- енергія взаємодії. Перейдемо до

$$\mu_b = \frac{M_B M_b}{M_B + M_b} \quad \bar{r} = \frac{\bar{r}_b M_b + M_B \bar{r}_B}{M_b + M_B}$$

системи центра мас ввівши позначення

;

;

$$\bar{r} = \bar{r}_b + \bar{r}_B$$

.Провівши сумування по всі імпульсам

$$W_{aA,bB} = \sum_{P_b} \frac{2\pi}{\Omega} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \delta(E_{кин} - E_{початкова}) d(E_{кин})$$

. Використовуючи правило

квантування Бора-Зомерфельда

$$\oint P_x dx = 2\pi n \quad \delta(\oint P_x dx) = 2\pi$$

$$\Delta P_x \Delta x$$

та

Кількість станів в

рівна

$$N = \frac{\Delta P_x \Delta x}{2\pi} = g \frac{\int d^3P * d^3x}{(2\pi)^3} = g V \frac{\int P^2 dP \int d\Omega}{(2\pi)^3} = \frac{g V 4\pi}{(2\pi)^3} \int_0^P P^2 dP$$

$g$

, де  $g$  - кратність

$$dN = \frac{g V 4\pi}{(2\pi)^3} P^2 dP \quad P_b = m_b v_b$$

виродження. Тоді

та

та

$$E_{кин} = m_b v_b^2 / 2 \Rightarrow dE_b = m_b v_b dv_b = v_b dP_b$$

$$\frac{dN_b}{dE_b} = \frac{g V P_b^2}{2\pi^2 v_b} = \rho(E_b)$$

тоді

кількість станів на одиничний інтервал енергій. Тоді вираз для ймовірності

$$W_{aA,bB} = \frac{2\pi}{\Omega} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \frac{g V P_b^2}{2\pi^2 v_b}$$

Тоді переріз буде мати вигляд

$$\sigma_{a,b}^2 = \frac{W_{aA,bB}}{n_a v_a} = \frac{2\pi}{\Omega} |H_{aA,bB}^{int}|^2 \frac{g V P_b^2}{2\pi^2 v_b n_a v_a}$$

Ввівши пере позначення

$$\sigma_{a,b}^2 = \frac{|M_{ab}|^2 g P_b^2}{v_b v_a}$$

- переріз ефективної взаємодії двох частинок.

Розглянемо деякі варіанти

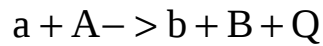
$$a + A \rightarrow a + A \quad v_a = v_b$$

1) Пружне розсіяння

тоді

$$\sigma_{a,b}^2 = \frac{|M_{ab}|^2 g m_b^2 v_b}{v_a} \neq f(v_a, v_b) = const$$

не залежить від швидкості



2) Екзотермічні реакції при малій швидкості

де  $Q > 0$ , та

$$Q \gg \frac{m_a v_a^2}{2} \quad ; \quad Q \approx \frac{m_b v_b^2}{2}$$

Частинки які утворилися мають велику різницю в

$$v_b = v_B \frac{M}{m} \gg v_B \quad ; \quad T_b = \frac{M_B}{M_b} T_B \quad ; \quad v_b = \sqrt{\frac{2Q}{m_b}}$$

масі тоді та =>

$$\sigma_{ab} = \frac{|M_{ab}|^2 m_b \sqrt{2Q/v_b}}{v_a} \sim \frac{1}{v_a}$$

Переріз сильно зростає при малих швидкостях руху налітаючих частинок.

$$T_a \geq \frac{M_a + M_A}{M_a} |Q| \quad ; \quad v_a \geq \sqrt{2Q \left( \frac{M_a + M_A}{M_a} \right) / M_a}$$

3) Ендотермічна реакція, нехай

тоді

$$T_a \geq T_{\text{порогове}}$$

Нехай (трошки більше). Тоді

$$v_a = \sqrt{2Q(M_a + M_A) / M_a^2} ; \quad v_b = \sqrt{2(T_a - T_{\text{порог}}) / M_a}$$

. 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.

$$1_{\text{бадн}}(1_{\text{бн}}) = 10^{-24} \text{ см}^2$$

Для перерізу вводиться спеціальна одиниця

### 43. Поділ та синтез атомних ядер.



Деление атомных ядер. Если возбудить ядро, то будут происходить колебания ядерной материи, оно удлинится, образуется перетяжка, которую

энергетически выгодно увеличивать => образуется 2 ядра. С одной стороны из-за кул-ого взаимодействия яд-ру выгодно растягиваться, с другой из-за изменения сферической формы –нет. Теперь посчитаем это. Пусть ядро случайным образом деформировалось, разложим изменение на полиномы Лежандара:

$$r(\theta) = R(1 + \sum a_{\Lambda} P_{\Lambda}(\cos\theta)) = R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + \dots)$$

Объем

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

$$a_0 = -\frac{1}{5} a_2^2$$

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

Тогда

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

площадь

Далее

$$\Delta W_{ij} = \frac{e^2}{|r_i - r_j|}$$

изменение кул-ской энергии при деформации

$$W_q = \sum \frac{1}{2} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle Z^2 \frac{e^2}{2} = \left( \frac{6}{5} \left( 1 - \frac{a_2^2}{5} \right) \right) Z^2 \frac{e^2}{2}$$

т.к. энергия ядра

$$W = ZA + C_S A^{2/3} + C_q \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \dots$$

то разница энергий дефор-го и

не деф-го ядра будет

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

т.к

$$C_q / 2C_s \approx 1/48$$

$$Z^2 / A > 48 \cdot \Delta W < 0$$

, то для ядер с , т.е они устойчивы к делению, На какие части наиболее вероятно разлетиться ядро – надо взять макс

$$P = \frac{V_0}{2R} \exp\left(-\frac{2Z_1Z_2e^2}{\square v}\right)$$

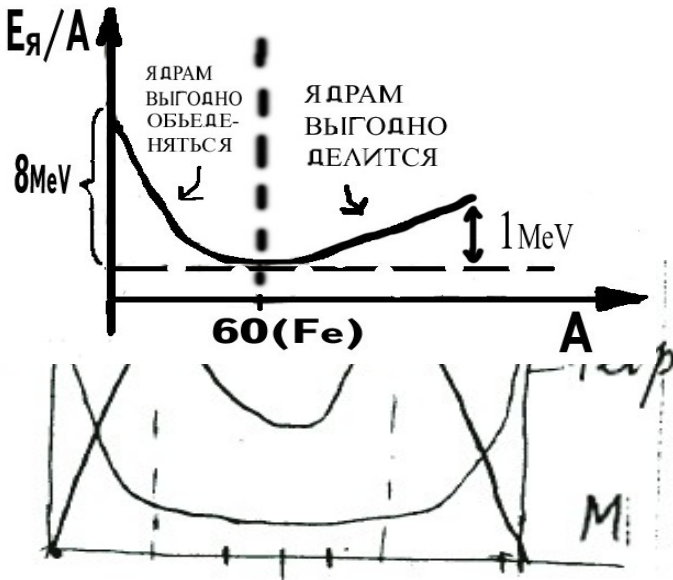
от вероятности тунелирования частицы из ядра , где

$$v \quad Z_1 \quad Z_2$$

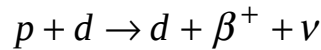
-скорость разлета осколков, , -их заряд. Но теор.не совпадает с практ (см. рис. Там

$$M_1 / M_2 = 2 / 3$$

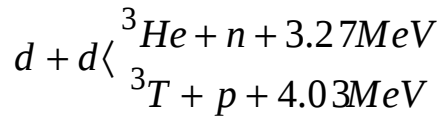
### Термоядерные реакции синтеза .



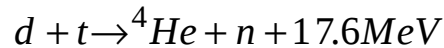
Вот несколько наиболее эффективных реакций с выделением энергии:



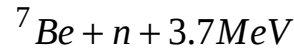
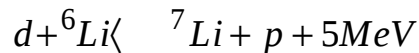
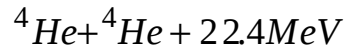
(базовая на солнце) ,



, (рассмат-ся практич.)



(Резонансная реак. T=130 MeV)



Критерий Лоусона показывает когда реакция энергетически выгодна, т.е.

$$\Delta W = = NQ = \sigma_{ab} v n_a n_b Q \Delta t$$

энергия выделившаяся в ед. объема

должна быть

$$\Delta W =$$

больше чем расход энергии на нагревание и поддержания температуры

$$= S\sigma T^4 / V + \frac{3}{2}(n_a + n_b)kT$$

(S и V берем для шара , тогда первое

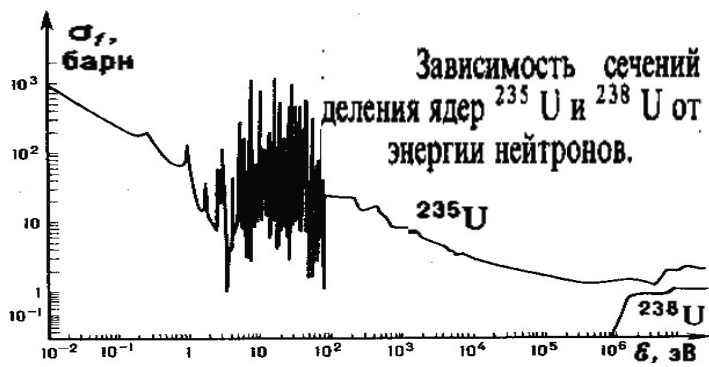
$$T^4 / R$$

$$n\Delta t \geq \frac{6kT}{\langle \sigma v \rangle Q}$$

слакаемо ~ )откуда получаем критерий

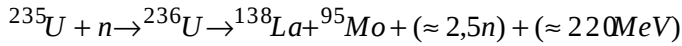


#### 44.Ланцюгова реакція, стаціонарні та імпульсні ядерні реактори .



Зависимость сечений деления ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  от энергии нейтронов.

Цепная реакция-ре-ция в которой частица вызываю-щая ее воспроизводится как продукт реакции. Напр.



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  $^{235}\text{U}$  (которого в природе 0,28% -остальное  $^{238}\text{U}$  (он реагирует только с быстрыми n)) Для торможения n используют спец. среду –  $\text{D}_2\text{O}$

термолизатор ( или графит) Т.к кроме деления, ядро может просто захватить n с дальнейшим испусканием  $\gamma$ -кванта ,то вероятность что ,будет деления ядра

$$f = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_\gamma}$$

, где  $\sigma_n$  и  $\sigma_\gamma$  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

$$\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right)^n \approx e^\alpha = e^{0.03N} \quad t \approx 10^{-3} \text{c}$$

будет ,время жизни 1 поколения . Через 1000

$$n(1000) = n(0)e^{30} \approx n(0)10^{12}$$

поколении (T=1с) - процес размножения взрывной. Чтобы им управлять используют вещества которые поглощают



тепловые n ( и ) в виде стержней которые опускают и поднимают в среду, но это механический процес (длиться 0,2-0,3с), поэтому он регулирует только запаздывающие нейтроны ( $\Delta t$  1с..1мин)Стационарный реактор- для



контроля реакции используются стержни( и ) В импульсном с помощью модулятора реактивности создается надкритическое состояние(коэф. размнож. ней-ов  $>1$ .)и интенсивность деления быстро нарастает, затем реактор переводиться в подкритическое состояние и процес затухает. Служит источником

нейтронов, выделяющееся тепло не используется. По способу инициирования и гашения импульсов делятся на : самогасящееся, периодические и бустеры. Подробнее о реакторах см 45

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

При делении атомных ядер тяжелых элементов высвобождается колоссальное количество энергии. Вещества, используемые в ядерных реакторах для осуществления ядерных реакций деления, называются *ядерным топливом*. При делении ядер также образуются нейтроны, которые потом способствуют развалу (с определенной вероятностью) других ядер. В подобных реакциях участвуют даже тепловые ( $E \sim kT$ ). Если энергия нейтрона  $E > 1 \text{ MeV}$ , то это быстрый нейтрон. Ядра урана(238) и тория(232) не делятся медленными нейтронами, только быстрыми. Основной характеристикой деоющегося ядра является кол-во вторичных нейтронов, после деления одного ядра -  $\nu$ . Величина  $\eta$  -- число вторичных нейтронов приходящихся на единичный акт захвата ядром. Числа  $\eta$  и  $\nu$  не равны, так как ядро может не только делиться но еще и захватывать нейтрон, и потом испускать гамма-квант. Пусть  $\sigma_{nf}$  -- сечения деления ядер, а  $\sigma_{ny}$  -- сечение захвата нейтрона, тогда среднее число испущенных нейтронов, приходящихся на один акт захвата нейтрона

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

способным к делению ядром будет При ядерной реакции налюодается лавина нейтронов. В реакторах используется  $^{238}\text{U}$  легированный  $^{235}\text{U}$ .  $^{235}\text{U}$  дает бытсрые нейтроны, необходимые для распада 238-го.

Величина, характеризующая активную зону реактора наз *коэффициентом размножения*. То есть если в первом поколении было  $N_1$  нейтронов, то в  $n$ -ном будет  $N_n = N_1 k^n$ . То есть, если  $k=1$ , то реакция стационарна. Основная часть вторичных нейтронов появляется при делении ядер ураиа-235 тепловыми нейтронами. По при делении образуются главным образом быстрые нейтроны. Чтобы сделать их более эфффективными, используют различные *замедлители*, при рассеянии на ядрах которых нейтроны и замедляются до тепловых скоростей. Поэтому рассматриваемый реактор является *реактором па тепловых нейтронах*. В процессе замедления нейтрон может поглотиться ядрами  $-\bullet^{\wedge}$ и, ядрами замедлителя и ядрами других конструктивных элементов реактора. Ясно, что коэффициент размножения пропорционален вероятности  $p$  того, что нейтрон не будет поглощен такими ядрами. Конечно, некоторые ядра урана-238 разделятся быстрыми нейтронами, еще не успевшими замедлиться.

Это обстоятельство учитывается введением множителя  $e$  — *коэффициента размножения па быстрых нейтронах*. Коэффициент размножения па быстрых нейтронах есть отношение числа нейтронов,, возникших при делении на быстрых и тепловых нейтронах, к числу нейтронов, возникших при делении только па тепловых нейтронах. Введем еще коэффициент теплового использования  $f$  — вероятность того, что замедлившийся нейтрон будет поглощен ядрами изотопов урана, а не ядрами замедлителя и других

$$k_{\infty} = \eta p f e$$

конструктивных материалов реактора. Тогда

Поскольку размеры

активной зоны конечны, часть нейтронов будет уходить из нее наружу.

$$k = k_{\infty} P$$

Поэтому можно положить  $k_{\infty} P = 1$ , где  $P$  — вероятность того, что нейтрон не уйдет из активной зоны. Эта формула справедлива для реакторов

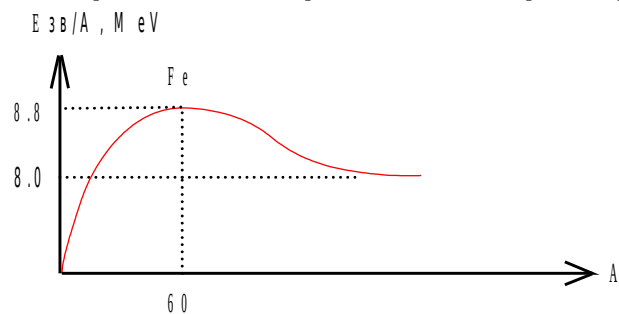
$$k \equiv k_{\infty} P \geq 1$$

любого вида. Для работы реактора необходимо, чтобы  $k_{\infty} P = 1$ . (\*) В пределе, когда  $k_{\infty} = 1$ , цепная реакция, происходящая в реакторе, является самоподдерживающейся, стационарной. Размеры и массу активной зоны, а также вероятность  $P$ , когда в реакторе становится возможной

$$P = P_{\text{крит}} = 1 / k_{\infty}$$

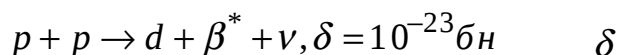
самоподдерживающаяся цепная реакция, т. е. Когда  $k_{\infty} P = 1$  наз. Критическими.

## 47. Проблеми керованого термоядерного синтезу, критерій Лоусона

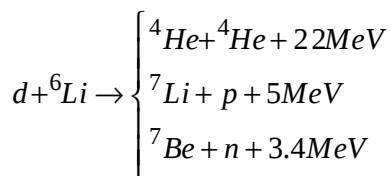
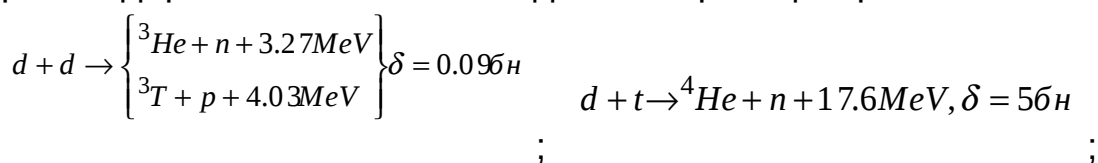


Маємо такий графік залежності енергії зв'язку на один нуклон. Відповідно, будь-який процес ядерних перетворень буде супроводжуватись перетворенням ядер у бік заліза. Також з графіка видно, що перехід від важких ядер до заліза супроводжується виділенням лише 0.8 MeV і ніяк не більше, а при синтезі з легких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

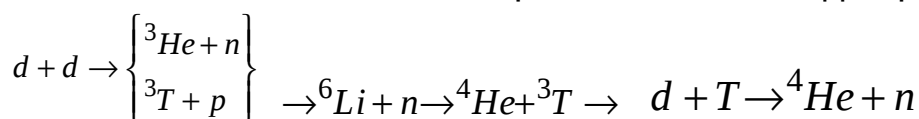
8MeV, тож синтез є принципово вигіднішим, ніж розпад важких ядер. На сьогодні досліджені такі реакції синтезу, які є найбільш ефективними



, де  $\delta$  - переріз реакції, у даній реакції основну роль відіграють слабка взаємодія і така реакція протікає на Сонці



. Як перспективний метод обрано наступний



. У якості палива

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

$$W_{ab} = \delta_{ab} * I_a * \Delta t$$

летить потік частинок а на частинку б. Тоді

- ймовірність

$$\Delta t$$

$$I_a = n_a * v_a$$

того, що за час  $\Delta t$  відбудеться реакція (відбудеться акт зіткнення).

$$v_a$$

$$\delta_a$$

потік частинок а, - шв. руху частинок а, - 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

$$\Delta W = NQ$$

одиниці об'єму за одиницю часу.

-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

$$\frac{S\delta T^4}{V} = \frac{\pi R^2 \delta T^4}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \frac{T^4}{R}$$

→ 0

для енергії втрат

, тому беремо  $T < 100 \text{keV}$ . Аби реакція

$$\Delta W > \Delta E \quad \delta_{ab} v_a n_a n_b Q \Delta t > \frac{3}{2}(n_a + n_b)KT$$

пішла, необхідно, щоб

. Відповідно,

$$n_b = n_a = n/2 \rightarrow \delta_{ab} v \frac{n^2}{4} Q \Delta t \geq \frac{3}{2} nKT$$

Нехай

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

Усереднивши всі частинки по швидкості, маємо

- **критерій Лоусона**,

який зв'язує концентрацію плазми із часом утримання цієї плазми. Виконання

$$\Delta W > \Delta E$$

цього критерію автоматично призводить до виконання умови

- тобто,

виділяється енергії більше, аніж втрачається. Тепер розглянемо, яку ж реакцію

$\delta$

синтезу доцільно використовувати. Мах. для  $dt$  при  $E=100 \text{keV}$ . Але ми

наклали умову, що температура, або відповідно – енергія, має бути менша

$100 \text{keV}$ . Тому розглядати окремо ефективний переріз не можна, потрібно брати до

$$\langle \delta v \rangle$$

уваги величину

. З графіка  $\langle \sigma v \rangle = f(E)$  видно, що максимум змістився. Для

повноти картини розглянемо іще залежність  $n(v)$  і  $\sigma(v)$ , або, відповідно, від  $E$ .

Бачимо, що мах. концентрації спостерігається при  $E=10 \text{keV}$ . Тому, оптимальною

$$\langle \delta v \rangle$$

температурою вважатимемо саме  $T=10 \text{keV}$ , незважаючи на те, що

- має

максимум при трохи вищій температурі. При такій температурі критерій Лоусона

$$dd: n \Delta t \geq \frac{6 \cdot 10^4}{10^{-19} \cdot 4 \cdot 10^6} = 1.5 \cdot 10^{17} \quad dt: n \Delta t \geq 5 \cdot 10^{14}$$

для реакції

;

. Тобто, реакцію

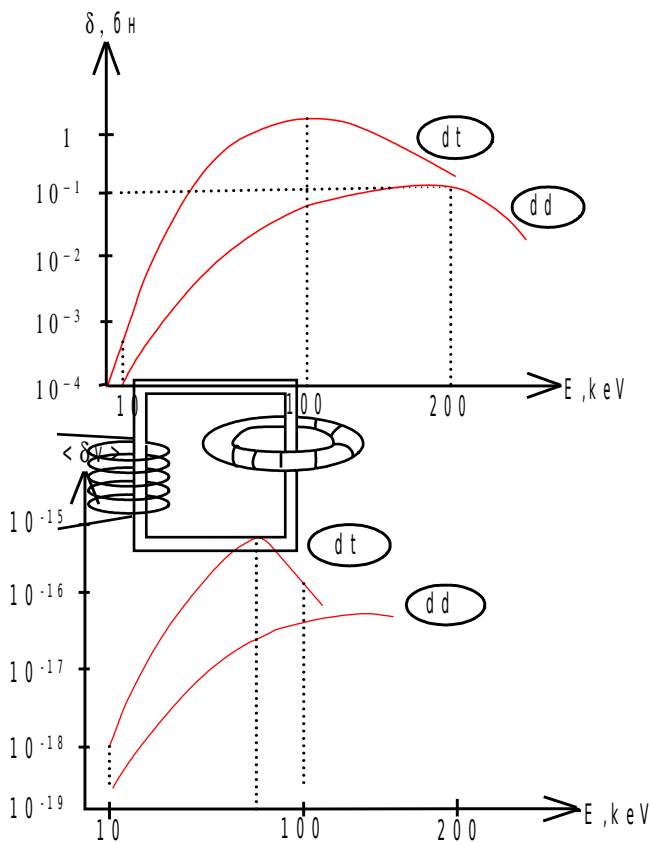
злиття дейтерій-третій провести легше, ніж дейтерій-дейтерій. Проте, проведення

таких реакцій є проблемним – потрібно розігріти газ до мільйонів градусів, при

цьому утримуючи утворену плазму такий час, який нам задає критерій Лоусона.

Утримати плазму хоча б 1 секунду не вдається через те, що вона є діамагнітною і

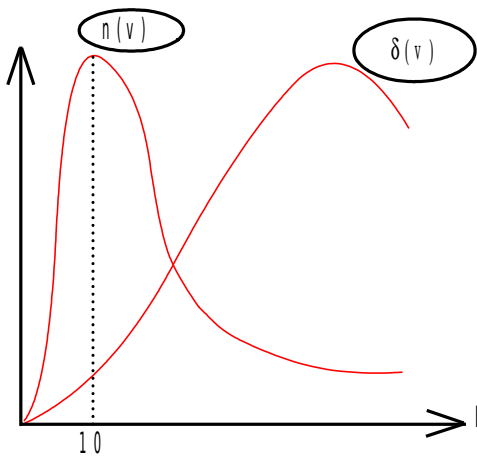
буде витікати через будь-які неоднорідності поля+існують додаткові нестійкості



плазми. Тому намагаються збільшувати концентрацію. Але при малих часах утримування 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 діамагнітною, тому вона виштовхується із області сильного поля у область слабшого і таким чином повністю витече. Були спроби створити пастку у вигляді труби, навколо якої



проходило магнітне поле а на краях розмістити додаткові котушки 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 співударянь 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

$$n\Delta t = (10^{14} - 10^{16})$$

тороїдальну камеру. Критерій Лоусона . **ТОКАМАК.** Max.  $n=10^{14}-10^{16}$ . Тому час утримання має бути  $> 1$  с. Являє собою зображене зліва. Через час пропускають потік електронів і іонізують газ. Потім подають потужний магнітний імпульс, який стискає плазмовий шнур, розігриваючи 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

$$\oint H dl = \frac{4\pi I}{c} \quad 2\pi R H = \frac{4\pi I}{c} \quad H = \frac{2I}{Rc}$$

навколо осі тора і не даватиме залишити об'єм.

$$P = \frac{H^2}{4\pi}$$

- 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

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}; \gamma = 1.67$$

рівноваги. Вважаємо, що процес іде по адіабаті

. Нехай,

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

$$I = 10 \text{ MA}$$

Підставимо  $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $R_0 = 1 \text{ cm}$ .  $KT = 100 \text{ keV}$   $n = 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ . 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.

$$\Delta t = 10^{-9} \text{ c}$$

**Інерційний термояд.**  $N = 10^{23} - 10^{25}$ , - 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 імпульсу складає  $10^{12} \text{ Вт}$ . Для одночасності імпульсів беруть 1 затравочний лазер 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  $\text{Xe}$ -лазери, але таких установок іще нема.

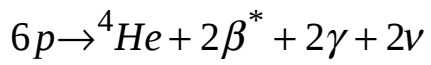
**Мюонний каталіз.** Проблемою утримання є високі температури і неможливість досить довго утримувати плазму. А висока температура необхідна для подолання кулонівського бар'єру між ядрами. Бар'єр можна знизити майже до нуля, якщо в атомах дейтерію і тритію електрон замінити мюоном, який має такий же заряд але масу в 206 раз > маси електрона. Тому, він буде майже ковзати по ядру. Реакцію проводять при кімнатних температурах стискаючи газу 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.



$$\begin{cases} p + p \rightarrow d + \beta^* + \nu \\ d + p \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma \\ {}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p \end{cases}$$

На Сонці реакції ідуть по наступному циклу

. Загалом маємо



$$, Q=26\text{MeV}$$

#### **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 була 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

$$V = Hr$$

віддаляється. Всесвіт розширяється : , де  $r$  - радіус вектор

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

. – стала Хаббла.

1''

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

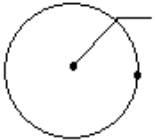
$$\approx 3 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10} \approx 10^{18} (\text{см}) = 10^{13} (\text{км})$$

1 св. рік

але легше використовувати парсеки, причому

$$1(\text{парсек}) = 3.26 \cdot 10^{13} (\text{км}) = 3.26 (\text{св. роки}) \quad H \approx 2 \cdot 10^{-18} \left( \frac{1}{\text{с}} \right)$$

Тобто наш Всесвіт розбухає як “дріжджі” .



$R$  Розглянемо наш всесвіт в такому вигляді (кулі зображеної)

$M_0$

Маса

$M_0$

де  $M_0$  - маса зірки на краю.

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

$M_0$

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

скоротивши одержимо

$$\frac{dR}{dt} = V_R = HR; \quad \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{d}{dt} (HR) = R \frac{dH}{dt} + H \frac{dR}{dt}; \quad R \frac{dH}{dt} + H^2 R \equiv G \frac{M}{R^2}; \quad M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho$$

Так як

ТО

; звідки

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

маємо:

$H$ - змінна величина. Всесвіт розширюється а густина

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2}$$

зменшується.

- рівняння еволюції Всесвіту.

$$\frac{dR}{dt}, \quad \frac{dR}{dt} \frac{d^2R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2} \frac{dR}{dt}$$

Помножимо ліву і праву частини на

матимемо:

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

- повна енергія всесвіту

Нижче написанное в принципе к другому вопросу, но можно это написать – оно не помешает

$$R = R_0$$

На даний час відомо: - видимі розміри Всесвіту,  $t = t_0$ ,  $H = H_0$ ;

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

$$\rho_{кр} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G R_0^3 \rho_0}{3R} - \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{кр}) \\ \frac{dH}{dt} = -H^2 - \frac{4\pi}{3} G \rho(t) \end{array} \right. \quad \alpha(\rho_{кр}) \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{кр})$$

$$\frac{dR}{dt}$$

- швидкість зміни розмірів Всесвіту.

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

Тоді розглянемо такі випадки:

$$\rho_0 > \rho_{кр} \quad \alpha(\rho_{кр}) > 0$$

1. , ;

$$\rho_0 > \rho_{кр}$$

Якщо в даний момент часу , то дослідження рівняння вказує, що в певний момент часу, розширення припиняється і Всесвіт почне стискатись.

$$\rho_0 < \rho_{кр} \quad \alpha(\rho_{кр}) < 0 \quad t \rightarrow \infty \quad \frac{dR}{dt} = \sqrt{\alpha(\rho_{кр})} = const$$

2. , ; ; ,  
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/см<sup>3</sup>);  $\rho_{кр} = 10^{-29}$  (г/см<sup>3</sup>);

Отже відношення  $\rho_0$  до  $\rho_{кр}$  приблизно буде 3%. Отже здавалося б , з видимої частини, Всесвіт має розширюватися.  $\rho_0$  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 випромінювання,  $\nu_{\text{кв}}$  кванти, що утворилися при  $n_{\text{кр}}$  в початковий момент вибуху. Вони представляють собою Фермі-газ, який при адіабатичному розширенні охолоджується. Тепер ці кванти мають  $T=3\text{К}$  ( $\lambda \approx 50\text{мкм}$ ). Логічно, що кількість  $\nu_{\text{кв}}$  квантів = кількості нейтрино в Всесвіті:  $n(\nu_{\text{кв}}) = 500 \text{ фотонів/см}^3$ ,  $n(\nu) = 500 \text{ нейтрино/см}^3$ .  $V = \frac{4}{3}\pi R_0^3 = 4\pi \cdot 10^{85} \text{ см}^3$  – об'єм Всесвіту,  $N_0 = 500 \cdot 4\pi \cdot 10^{85} = 2\pi \cdot 10^{88}$  нейтрино в Всесвіті. Яку масу мають всі

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

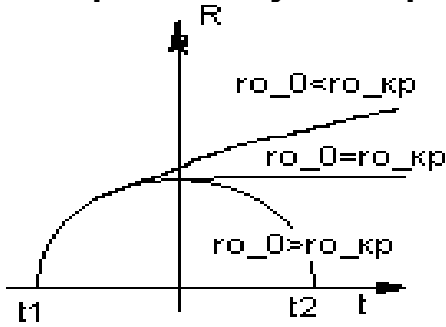
нейтрино, щоб задовольняти  $\rho_0 > \rho_{\text{кр}}$ :

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

Тому важко виміряти масу нейтрино.

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

### 53. Критична густина речовини у Всесвіті.



Всесвіт розбухає як дріжджі. Нехай  $M_0$ -маса зірки на

$$M_0 \frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -G \frac{M_0 M}{R}, G = 6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{нн}^3}{\text{а} \cdot \text{н}^2}; \quad \frac{dR}{dt} = v_R = H \cdot R;$$

краю всесвіту,  $R$ -радіус всесвіту. Тоді

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

$$R \frac{dH}{dt} + H^2 R \equiv G \frac{M}{R}; \quad M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho; \quad \frac{dH}{dt} + H^2 = -G \frac{4\pi}{3} \rho(t)$$

Отже , де  $H$  – змінна величина. Всесвіт розширюється, тому густина його зменшується. Одразу після великого вибуху була велика і  $dH/dt$  також велике. Але з часом швидкість зміни сталої Хаббла

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R} \quad \frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2} \frac{dR}{dt};$$

уповільнюється. - рівняння еволюції Всесвіту.

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

( $A$  – Повна енергія Всесвіту). В наш момент часу (те, що ми знаємо):  $R=R_0$  (видимі розміри Всесвіту),  $t=t_0$ ,  $H=H_0$ . Отже:

$$A = H_0^2 R_0^2 - \frac{2GM}{R_0};$$

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

$$\left\{ \begin{aligned} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi GR_0^3 \rho_0}{R} - \alpha(\rho_{kp}) \\ \frac{dH}{dt} &= -H^2 - \frac{4\pi}{3} G \cdot \rho(t) \end{aligned} \right. \quad \alpha(\rho_{kp}) = \frac{8\pi G}{3} R_0^2 (\rho_0 - \rho_{kp}) \quad \frac{dR}{dt}$$

, де . Тоді - швидкість зміни розмірів Всесвіту. Можливі такі випадки: 1)  $\hat{\rho}_0 > \hat{\rho}_{kp}$ ,  $\gamma_{\lambda}(\hat{\rho}_{kp}) > 0$ . Дослідження рівняння вказує, що в певний момент часу розширення припиниться і Всесвіт почне стискатися. 2)  $\hat{\rho}_0 > \hat{\rho}_{kp}$ ,  $\gamma_{\lambda}(\hat{\rho}_{kp}) > 0$ ;  $t_0 \rightarrow -1$ . Необмежене розширення. Все залежить від Маса Всесвіту. В наш момент  $t_0$ :  $R_0 \approx 10^{28}$  см,  $M=10^{55}$  г,  $\hat{\rho}_0=10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>,  $\hat{\rho}_0/\hat{\rho}_{kp} = 3\%$ . 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:  $t=0$ ,  $\rho = 10^{93} \text{ г/см}^3$ ,  $m=10^{-5} \text{ г}$ .

З констант  $\hbar$ ,  $G$ ,  $c$  можна сконструювати елементи кванту:

$$\rho_{\text{планка}} = \frac{c^5}{G^2} = 10^{93} \text{ г/см}^3; t = \sqrt{G/c^5} = 10^{-43} \text{ с}; T_{\text{планка}} = \sqrt{c^5/G} = 10^{32} \text{ К} \rightarrow 10^{28} \text{ eV};$$

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

. В цій величезній температурі народжувались і зникали важкі частинки ( $A \gg 1$ ).

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:  $n_{\bar{x}} = n(\text{бозонів})/n(\text{нейтрино}) = 10^{-9}$  – це просто флуктуація, просто початково рівність матерії та антиматерії була з точністю  $10^{-9}$ . Це та доля, яка не знайшла собі пари при анігіляції.

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

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

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

На цьому закінчується формування лептонів.



4)  $t = 10 \text{ с}$ ,  $T = 10^{10} \text{ К}$ ,  $E = 1 \text{ MeV}$ .

$\varphi$  - перший квант, який вирвався з Всесвіту. Це є один з механізмів охолодження Всесвіту.

У час  $t=10^{-3}$  с народжуються та анігілюють протони та нейтрони. Потім при  $t=1$  с:  ${}^1_0n + {}^1_1p \rightarrow {}^2_1d + \gamma$ ,  $d + d \rightarrow (t+p \text{ або } {}^3\text{He}+n)$  (нестабільні)  ${}^3\text{He}+n \rightarrow {}^4\text{He}$  (стабільний). На побудову  ${}^4\text{He}$  пішло майже всі нейтрони і у час  $t=10^3$  с було вже 75% водню(протонів) і 25% гелію.

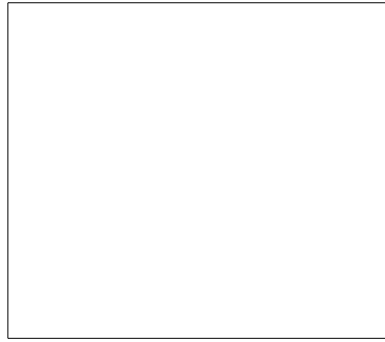
### **55 Уявлення про внутрішню будову зірок та перенесення випромінювання**

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



Энергия  
переносимая лишь  
одной радиацией



Конвективное  
ядро. Протонн-  
протонная реакция

Конвективное ядро

(для модели горячих звезд для  
другой модели в ядре энергия  
переносится излучением)

Модель горячих зірок

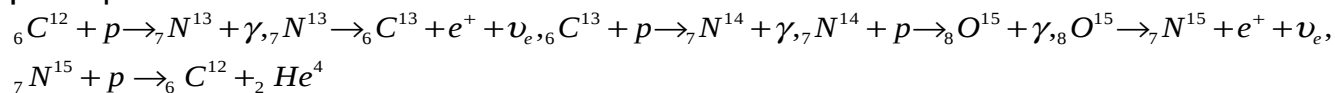


## 56. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ СИНТЕЗУ В ЗІРКАХ

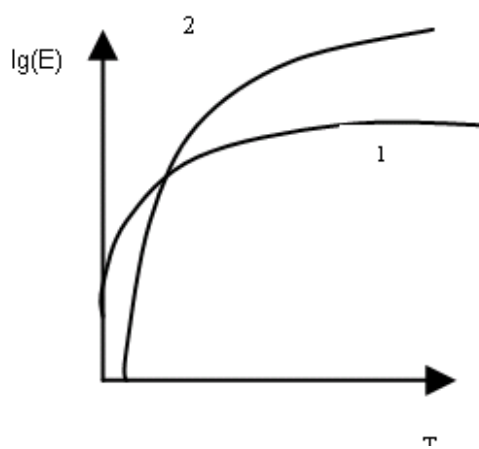
позначення:  $e(+)$  – позитрон,  $e(-)$  – електрон,  $\nu_e$  – електронне нейтрино ;  $p + p \rightarrow d + e(+)+\nu_e$  – реакція протікає за участю слабкої взаємодії, тому її переріз повинен бути дуже малим (при відносній енергії протонів, що зустрічаються, в 1 Мев переріз реакції рівний приблизно  $10^{-23}$  барн. При менших 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 рівний  $10^{10}$  років. Після утворення дейтронів швидкість ядерних реакцій суттєво зростає

$d + p \rightarrow {}_2\text{He}^3 + \gamma$  – потім проткання реакції можливо двома шляхами:  ${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_4\text{He}^4 + 2p$  або  ${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_4\text{He}^4 + \gamma$  у другому випадку ланцюжок ядерних реакцій завершується наступним чином:  ${}_4\text{He}^7 + e^- \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \nu_e$ ,  ${}_3\text{Li}^7 + p \rightarrow 2{}_2\text{He}^4$ , або:  ${}_4\text{He}^7 + p \rightarrow {}_5\text{B}^8 + \gamma$ ,  ${}_5\text{B}^8 \rightarrow {}_4\text{He}^8 + e^+ + \nu_e$ ,  ${}_4\text{He}^8 \rightarrow 2{}_2\text{He}^4$

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



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



На малюнку показана залежність від температури швидкостей виділення енергії в водневому (крива 1) і вуглеводному (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 обмежено 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 вуглеводного

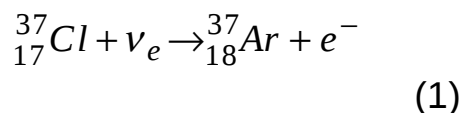
циклу обмежені величинами  $10^{-4}$  барн Тому область насичення швидкості виділення енергії в вуглеводному циклі Досягається за більш високих температур.

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 стискуючись це ядро досягає значення густини  $10^6$  г/см<sup>3</sup> і температури  $T = 10^8$  К, коли починається ефективне згорання гелію в реакції потрійного співударення 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 малий проміжок часу ( $10^{-16}$  сек) в нестабільне ядро  ${}^8_4\text{Be}$ .  ${}^2_2\text{He}^4 + {}^2_2\text{He}^4 \rightarrow {}^8_4\text{Be}$ , Незважаючи на малий час життя ядра  ${}^8_4\text{Be}$ , при вказаних умовах з ним встигає прореагувати ще одне ядро гелію:  ${}^2_2\text{He}^4 + {}^8_4\text{Be} \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma$ , це обумовлено тим, що рівень ядра  ${}^8_4\text{Be}$  ізотопу  ${}^6_6\text{C}^{12}$  робить цю реакцію резонансною (т.е. енергія ядра  ${}^6_6\text{C}^{12}$  на цьому рівні майже рівна сумарній енергії  ${}^2_2\text{He}^4 + {}^8_4\text{Be}$ ). Коли утвориться достатня кількість вуглецю гелій буде згорати також в реакції:  ${}^6_6\text{C}^{12} + {}^2_2\text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16} + \gamma$

## 57. Проблема сонячних нейтрино.

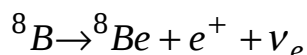
Все ядерні реакції в недрах Сонця і звед недоступні безпосередньому спостереженню. Існує лише єдиний косвенний метод спостереження реакції, що відбуваються при участі слабого взаємодія. В таких реакціях утворюються нейтрино, а вони практично не поглинаються, пронизуючи всю товщю зведного речовини. Для реєстрації сонячних нейтрино Б. М. Понтекорво запропонував скористатися реакцією



Ця реакція має поріг 0,81 МэВ і в принципі може бути використана для реєстрації сонячних нейтрино практично всіх енергій. Однак реально в



реакції (1) ядро  ${}^{37}_{18}\text{Ar}$  з надвмлюючою ймовірністю отримується в збудженому стані з енергією збудження приблизно 5 МэВ. Це збільшує ефективний поріг реакції до 5,8 МэВ. Тому реакція (1) може бути використана практично для реєстрації швидких нейтрино. Такі нейтрино на Сонці отримуються тільки в одній з завершальних реакцій водородного циклу, а саме



Паулі в 1930 г запропонував гіпотезу, пізніше доведену експериментально,

$\beta$

згідно з якою при  $\beta$ -розпаді поряд з електроном вилітає ще якась-то невідомий нейтральний частинка, не реєструється в калориметрі.

$\beta$

Завдяки цьому закон збереження енергії виконується і при  $\beta$ -розпаді. В рідких випадках вся звільнювана енергія носить електроном. Така

$\beta$

енергія відповідає верхній границі електронного  $\beta$ -спектра. Підтвердженням цього може служити досвідний факт, що вказана границя збігається з різницею енергій материнського і дочернього ядер. В інших рідких випадках вся енергія носить гіпотетичною частинкою. Але найчастіше енергія

уносится и этой частицей, и электроном. Распределение энергии между ними

носит случайный характер, чем и объясняется форма  $\beta$ -спектра.

Паули предположил, что гипотетическая частица очень слабо взаимодействует с веществом. Она не ионизует атомы среды, с которыми сталкивается, и поэтому свободно проходит через свинцовую оболочку. Это заставило предположить, что частица Паули не обладает электрическим зарядом, так как заряженная частица с энергией порядка миллиона электрон-вольт не могла бы пройти через толстый слой свинца. Гипотеза Пауля появилась еще до открытия нейтрона. Ферми назвал эту незаряженную гипотетическую частицу нейтрино (что в переводе с итальянского означает уменьшительное нейтрончик). Масса нейтрино, если таковая имеется у этой частицы, должна быть во всяком случае меньше массы электрона. Это

видно уже из того, что при  $\beta$ -распаде, когда должен соблюдаться и закон сохранения импульса, электроны уносят меньше половины освобождающейся энергии. Нейтрино не может быть нейтроном, так как в противном случае при испускании нейтрино заметно изменялась бы масса

ядра, а это при  $\beta$ -распаде не наблюдается. Кроме того, если бы нейтрино и нейтрон были одной и той же частицей, то она обнаружилась бы при столкновении с другими атомными ядрами. Поскольку нейтрино не ионизует атомы, магнитный момент этой частицы также должен равняться нулю (или, во всяком случае, быть весьма малым). Спин нейтрино должен быть полу целым.

При  $\beta$ -распаде  $A$  не меняется, а потому не должен меняться и характер спица ядра. Но вылетающий электрон (позитрон) уносит спин, равный  $1/2$ . Поэтому спин другой частицы - нейтрино, - во всяком случае, должен быть полу целым. Теоретические расчеты энергетического спектра электронов (позитронов),

рождающихся при  $\beta$ -распаде, выполненные при разных предположениях относительно спина нейтрино, показали, что спин этой частицы равен  $1/2$ .

Основная идея Ферми состоит в том, что  $\beta$ -частицы и нейтрино не

существуют в атомных ядрах, а рождаются в них в процессе  $\beta$ -распада, подобно тому как фотон не является составной частью атома, а появляется в процессе лучеиспускания. Ферми потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые и вызывают в ядре процессы превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон с

испусканием  $\beta$ -частиц и нейтрино в обоих случаях. Соответствующие силы называются слабыми силами, а взаимодействия, осуществляемые под их действием,— слабыми взаимодействиями. Средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде равна примерно  $10^{21}$  см {100 световых лет).

Это намного превышает линейные размеры звезд, т. е, длины порядка  $10^{13}$  см. Такие нейтрино свободно пронизывают Солнце, а тем более земной шар. С уменьшением энергии нейтрино их проникающая способность становится еще меньше радиуса действия слабых взаимодействий не превышает  $10^{-15}$  см.

Для полноты заметим, что постулированная Паули частица, появляющаяся при  $\mu^-$ -распаде вместе с электроном, позднее стала называться электронным

$$\bar{\nu}_e$$

антинейтрино, а частица появляющаяся при  $\mu^+$ -распаде вместе с

$$\nu_e$$

позитроном,— электронным нейтрино. Конечно, деление на частицы и античастицы условно. Что называть частицей и что античастицей — это вопрос соглашения, но условиться об этом необходимо. В соответствии с принятым соглашением процессы  $\mu^-$  и  $\mu^+$  распадов пишутся в виде



Если бы масса нейтрино была равна нулю, то эта частица не могла бы находиться в состоянии покоя. Она всегда двигалась бы со скоростью света и относительно любой системы отсчета. Проекция вектора спина этой частицы па направление движения может быть равна либо  $+1/2$ , либо  $-1/2$ . В первом случае условились говорить, что частица имеет правую, или положительную,

$$\lambda$$

$$\lambda$$

спиральность  $= +1$ , во втором — левую, или отрицательную, спиральность  $= -1$ . Понятие спиральности, конечно, имеет определенный смысл только для безмассовых частиц. Только в этом случае частица имеет определенную спиральность независимо от системы отсчета. Если же масса частицы отлична от нуля, то понятие определенной спиральности лишено смысла: одна и та же частица имела бы то правую, то левую спиральность, в зависимости от того, в какой системе отсчета рассматривается ее движение. Прямым опытом

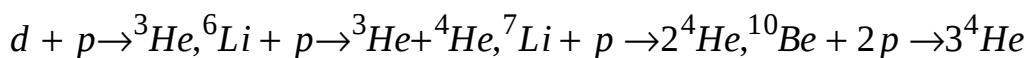
$$\nu_e$$

установлено, что  $\nu_e$  имеет спин, направленный по импульсу. Поэтому если  $m_\nu = 0$ , то нейтрино будет обладать левой, а антинейтрино — правой спиральностью.

## 58. Гипотезы про утворення зірок.

По современным представлениям звезды рождаются из протяженных газопылевых комплексов, состоящих преимущественно из водорода. Из-за гравитационной неустойчивости газопылевой комплекс распадается на множество более мелких частей — облаков. Каждое из этих облаков еще не является звездой. Но облако может превратиться в звезду, если масса его достаточно велика. Поэтому его называют протозвездой. В результате гравитационного сжатия протозвезда разогревается. Когда внутри протозвезды начинают происходить протон-протонные термоядерные реакции и дальнейшее гравитационное сжатие ее останавливается силами возросшего газопылевого давления, протозвезда и становится звездой.

В процессе гравитационного сжатия протозвезды температура ее недр непрерывно повышается. Когда она поднимется до миллиона Кельвинов, начинаются первые термоядерные реакции с участием протонов и легких ядер с низким кулоновским барьером (дейтерий, литий, бериллий, бор):



Но из-за малого содержания в протозвезде этих элементов продолжительность указанных реакции по звездным масштабам невелика — всего порядка миллиона лет.

В результате освобождения термоядерной энергии в указанных реакциях температура и давление в протозвезде повышаются. Возросшее давление замедляет гравитационное сжатие протозвезды. Когда легкие ядра с низким кулоновским барьером будут израсходованы, гравитационное сжатие протозвезды усилится, что поведет к дальнейшему повышению ее температуры. Наконец, когда температура достигнет порядка 10 млн кельвинов, вступят в игру протон-протонный, а за ним углеродно-азотный циклы, являющиеся основными источниками выделения термоядерной энергии. Возросшее давление звездной плазмы стабилизирует звезду — ее гравитационное сжатие приостанавливается. С этого момента протозвезда и становится звездой.

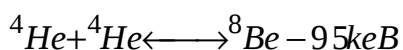
Ввиду того что водорода в звезде много — она почти целиком состоит из водорода, — «выгорание» водорода охватывает несравненно более длительное время, чем «выгорание» дейтерия, лития, бериллия и бора. Звезды в верхней части главной последовательности более массивны и обладают более высокими температурами. Поэтому в них процесс «выгорания» водорода происходит более быстро и охватывает время порядка ста миллионов лет. Напротив, у менее массивных и менее горячих звезд, как Солнце, этот процесс длится 10—15 млрд лет. Еще более медленно происходит эволюция звезд, находящихся в нижней части главной последовательности, — красных карликов.

Энерговыделение в звезде после ее образования и выхода на главную последовательность длительное время происходит преимущественно в центральной ее части за счет «выгорания» водорода. После выгорания водорода в центральной части звезды образуется центральное гелиевое ядро и окружающая его оболочка, богатая водородом. Звезда по своему составу становится сильно неоднородной. Ядерные реакции в ядре звезды прекращаются, но интенсивно происходят в ее оболочке. Таким образом,

основное энергосодержание из центральной части переносится в оболочку. В результате оболочка сильно раздувается. Звезда сходит с главной последовательности и превращается в красный гигант или сверхгигант. Размеры звезды сильно увеличиваются.

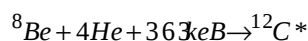
Однако массы красных гигантов могут и не намного превышать массу Солнца. Благодаря большой поверхности светимость красного гиганта очень велика, несмотря на пониженную температуру его поверхности.

По мере «выгорания» водорода в оболочке звезды масса центрального гелиевого ядра возрастает, а его гравитационное сжатие усиливается. Это приводит к возрастанию плотности и температуры гелиевого ядра звезды. Когда эти величины достигают значений примерно  $10^6$  г/см<sup>3</sup> и  $10^8$  К соответственно, начинает эффективно идти реакция «сгорания» гелия. На короткое мгновение (порядка  $10^{-16}$  с) создается неустойчивое ядро бериллия:



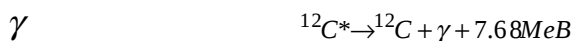
Это ядро может тут же распасться на две  $\alpha$ -частицы, но

может успеть захватить еще одну  $\alpha$ -частицу, в результате чего образуется ядро



углерода в возбужденном состоянии:

Возбуждение снимается

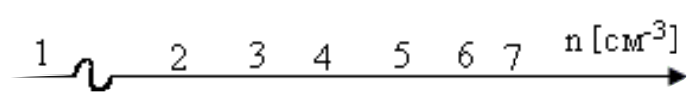


- излучением:

. В результате синтеза ядра из трех ядер

освобождается 7,22 MeV. Когда накопится достаточное количество изотопа углерода, гелий начинает выгорать также в реакциях сопровождающихся дальнейшим и полным исчерпанием гелия. В результате завершения этих реакций получается ядро звезды.

### 59.1. Концентрація речовини (густина):



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

- 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 релятивістський  $e^-$  газ;
- 4)  $10^{30} - 10^{26}$  вироджений нерелятивістський  $e^-$  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 зможе повторити!):

1	2	3	4	5	6	$E$ [eV]
						$\rightarrow$
						$10^{-12}$
						$10^{-2}$
						$10^8 - 10^{12}$

1) надохолоджений газ Бозе частинок; 2) рідкий He;  
 3) рідкій азот; 4) збудження атомів; 5) збудження ядер; 6) елементарні частинки.

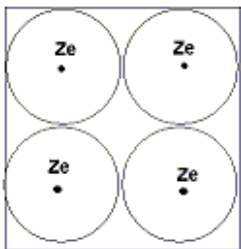
### 59.3. Еволюція атомарного стану речовини під дією тиску:

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:  $1\text{Бар} = 1\text{атм} = 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2} = 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2}$ .  
 При тиску від 0 до значення при якому відбувається порушення атомної оболонки

$\forall$  речовина знаходиться в атомарному стані (малі тиски)  $T \ll E_i$   $E_i = \frac{z^2 e^4 \mu}{2\hbar^2}$  - енергія зв'язку з ядром. Для повністю іонізованої речовини:  $T \gg E_i$   $P > P_i$

$$n_1 \approx \frac{1}{d_1^3} = \frac{z^2}{a^3}$$



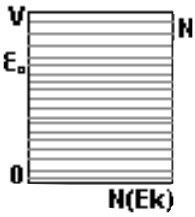
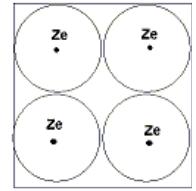
„a” – радіус 1 Борівської орбіти. В фізиці плазми критерій для повної іонізації:  $T > 5E_i$

При  $d \geq 2r$  атоми не втрачають індивідуальності, а при  $d < 2r$

$\Rightarrow$  індивідуальність порушується (плазма) При високих тисках речовина приймає вигляд кубічної ґратки (типу комірки Вігнера-Зейтца) (рис.).  $\forall$

# 59.4. Вироджений Нерелятивістський газ :

-  
e



Газ хоча і нейтральний, 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

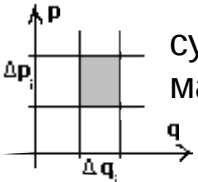
$$N(E_k) = \frac{\exp(-E_k / kT)}{Z}$$

комірок

(як для Больцманівського газу). Статистична

$$Z = \sum_k \exp(-E_k / kT) \quad \int N(E_k) f(E_k) dE_k = N$$

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



сума маємо 2 розподіли Фермі(A) і

$$\mu < 0 \quad |\mu| \gg kT$$



Отже

Больцманівській(B) .

Бачимо, що при

$$E < \mu \quad N(E_k) \rightarrow 1 \quad E > \mu \quad N(E_k) \rightarrow 0$$

випадки **1)**

**2)**

(класичний газ) 2

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

$$\oint p_i dq_i = 2\pi\hbar(n_i + 1/2)$$

Виразимо кількість частинок в об'ємі

(- квантування

$$n_i = 1, 2, \dots, \infty$$

$$\oint p_i dq_i = 2\pi\hbar N_i = 2 \frac{\Delta p_i \Delta q_i}{2\pi\hbar}$$

Бора-Зомерфельда)

Квант об'єму:

(„2” -

$$N = 2 \frac{\int_0^{p_0} d^3 p \int d^3 q}{(2\pi\hbar)^3} = \int d^3 q = V,$$

спін). Число можливих станів для електронів:

$$\int d^3 p = \int_0^{p_0} p^2 dp \int_{4\pi} d\Omega = 4\pi \int_0^{p_0} p^2 dp = 2 \frac{V 4\pi \int_0^{p_0} p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{V p_0^3}{3\pi^2 \hbar^3}$$

(\*) Знайдемо розподілу

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

$$f(p) = \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{V p_0^3}{\pi^2 \hbar^3}$$

$$E = \int_0^{p_0} f(p) E(p) dp =$$

імпульсу)

Загальна енергія всіх в об'ємі

$$|E(p) = \frac{p^2}{2m}$$

$$= \int_0^{p_0} \frac{p^2 V}{\pi^2 \hbar^3} \frac{p^2}{2m} dp = \frac{p_0^5 V}{10m\pi^2 \hbar^3}$$

- нерелятивістський вигляд

(2\*). 3 (\*)

$$p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar (N/V)^{1/3} = \hbar |N/V = n_e| = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_e^{1/3}$$

максимальний імпульс

(3\*).

$$E_p = 3(3\pi^2)^{2/3} N \frac{\hbar^2}{10m} n_e^{2/3}$$

Повна енергія з (2\*) і (3\*):

. Максимальна енергія

$$E_0 = E_F = \frac{p_0^2}{2m} = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n_e^{2/3} \quad E_F = \frac{3}{5} N E_0$$

. Отже

. Середня енергія 1 частинки:

$$\bar{E}_1 = \frac{E}{N} = \frac{3}{5} E_0$$

$$P = P_F = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_S = \hbar |S - ентропія|$$

. Газ причиняє тиск на стінки:

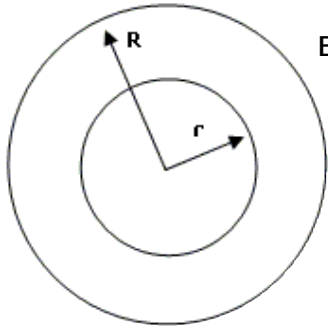
$$\frac{\partial}{\partial V} \left( 3(3\pi^2)^{2/3} N \frac{\hbar^2}{10m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \right) = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{5m} n_e^{5/3}$$

. При високій концентрації газ стає

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

виродженням. Границя застосування:

### 59.5 Умова ідеальності виродженого нерелятивістського газу: Будемо



вважати, що  $\bar{e}$  не вільні від ядер, тобто врахуємо їх наявність, бо від Кулонівської взаємодії нікуди не дітись. Необхідно, щоб

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

для кожної частинки виконувалося

$$\langle \frac{1}{r_e} \rangle = \int_0^R \frac{1}{r_e} f(r_e) dV \quad | \quad dV = 4\pi r_e^2 dr_e \quad | = \quad \frac{4\pi}{4\pi R^3/3} \int_0^R r_e dr_e = \frac{3}{2R} \int_0^R f(r_e) r_e dr_e$$

$$\frac{4\pi}{3} R^3 n_e = z$$

розподілу. Радіус комірки Вігнера-Зейтца знайдемо з умови

$$\Rightarrow R = \left( \frac{3z}{4\pi n_e} \right)^{1/3} \quad \langle \frac{ze^2}{r_e} \rangle = \frac{3z^{2/3} e^2 n_e^{1/3}}{2} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \quad (***) \quad \frac{3}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n_e^{2/3} \gg \frac{3z^{2/3} e^2 n_e^{1/3}}{2} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3}$$

. 3

$$n_e \gg \frac{5z^{2/3} m e^2 \sqrt{4}}{3 \hbar^2 \pi}$$

. Можна сказати: з ростом густини газ стає більш ідеальним; Для важких елементів більш високий поріг ідеальності.

$$\bar{e} \quad N = \int f(p) dp$$

### 59.6 Релятивістський вироджений газ

(подив.

$$N, p_0, f(p) \quad dN = \frac{V p^2 dV}{\pi^2 \hbar^3} =$$

Нерелятивістський газ як знаходили

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

для

$$E(p) = \frac{p^2}{2m},$$

нерелятивістського випадку

для релятивістського випадку

$$E(p) = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

$$\bar{e} \quad T(p) = E(p) =$$

, для сильно релятивістських :

$$\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \approx pc \Big|_0^{p_0} = \int_0^{p_0} pc \frac{V p^2}{\pi^2 \hbar^3} dp = \frac{V c p_0^4}{4 \pi^2 \hbar^3} \quad | \quad p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_e^{1/3},$$



$$N/V = n_e \Big|_0^{p_0} = \frac{3}{4} (3\pi^2)^{1/3} N c \hbar n_e^{1/3}$$

повна енергія. Максимальна

$$E_0 = E_F = p_0 c = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3}$$

енергія

. Середня енергія 1 частинки:

$$\overline{E} = \frac{E}{N} = \frac{3}{4} E_F$$

$$P_F = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_S =$$

. Газ причиняє тиск на стінки (тиск Фермі газу):

$$| S - ентропія \quad N/V = n_e \Big|_0^{p_0} = - \frac{3}{4} (3\pi^2)^{1/3} N^{4/3} \hbar c \frac{\partial}{\partial V} \frac{1}{V^{1/3}} =$$

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

-  
e

### 59.7 Границя між нерелятивістським і ультра релятивістським Фермі газом :

$$P_{F\_нер} = P_{F\_рел} \Rightarrow (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{5m} n_e^{5/3} = \frac{\hbar c}{4} (3\pi^2)^{1/3} n_e^{4/3}$$

$$\Rightarrow n_{e\_гран} = \frac{5mc}{4 \hbar (3\pi^2)^{1/3}}$$

$n_{e\_гран}$

. Знайдемо енергії при

:

$$E_{F\_нер} = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n_{e\_гран}^{2/3}$$

та

$$E_{F\_рел} = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_{e\_гран}^{1/3}$$

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

$$kT \ll E_i$$

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

$$kT > E_i$$

було достатньо для іонізації атомів: . Для повної іонізації в фізиці плазми

$$kT > 5E_i \quad kT > 13,6z^2 \text{ eV}$$

існує більш жорстка умова: ( ), 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

$\rho_i$

тиску  $\rho_i$  відбудеться повна іонізація речовини. При подальшому збільшенні тиску порушиться індивідуальність окремих атомів, що відповідає середній відстані між

$$r \leq \frac{a}{z} \quad a$$

частинками (атомами): , тут - борівський радіус. Цій відстані буде відповідати

$$n \sim \frac{1}{r^3} = \frac{z^3}{a^3} \approx 10^{24} z^3 \text{ см}^{-3} \quad \rho > \rho_i$$

концентрація: . Отже при 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):

$$f(E_k) = e^{\frac{-E_k}{kT}} = e^{\frac{\mu + E_k}{kT}} \quad z = \sum_k e^{\frac{-E_k}{kT}}$$

. Тут . 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

$$\mu < 0 \quad |\mu| \gg kT$$

Фермі за умови і . 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

$$E_k$$

можливі рівні енергії для частинки, що ускладнює задачу. Тому подальший розгляд буде в квазікласичному наближенні. Розглянемо газ, в якому частинками заповнені всі

$$V$$

$$E_0$$

доступні квантові рівні. Отже в деякому об'ємі маємо багато рівнів до енергії ,

$$E_0$$

які всі заповнені, а вище - всі порожні. Застосуємо квазікласичне наближення Бора-

$$\oint p_i dq_i = 2\pi \left( n_i + \frac{1}{2} \right) \quad n_i = 1, 2, \dots \quad \delta(\oint p_i dq_i) = 2\pi$$

Зоммерфельда: , . Кількість

$$N_i = 2 \frac{\Delta p_i \Delta q_i}{2\pi}$$

станів частинок в елементі фазового простору: (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

$$N = 2 \frac{\int_0^{p_0} d^3p \int d^3q}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{2V4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{p_0} p^2 dp = \frac{Vp_0^3}{3\pi^2\hbar^3}$$

електронів, які мають імпульс від 0 до  $p_0$ :

Кількість можливих станів, що приходяться на інтервал імпульсів  $dp$ :

$$f(p) = \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{Vp^2}{\pi^2\hbar^3}$$

. Повна енергія, яку можуть мати всі електрони в цьому об'ємі:

$$E = \int_0^{p_0} f(p)E(p)dp = \int_0^{p_0} \frac{Vp^2}{\pi^2\hbar^3} \frac{p^2}{2m} dp = \frac{Vp_0^5}{10m^2\pi^2\hbar^3} \quad (*)$$

Тут вважається, що **електронний газ**

$$E(p) = \frac{p^2}{2m} \quad N$$

**нерелятивістський** і тому: . З формули для  $N$  можна знайти максимальний

$$p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_e^{1/3}$$

імпульс  $p_0$ . Підставляючи, знаходимо повну енергію електронного

$$E = \frac{3}{5} NE_{\max} \quad E_{\max} = E_F = \frac{p_0^2}{2m} = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3}}{2m}$$

газу, де  $E_F$  - Фермі енергія. Середня енергія одного

$$\bar{E} = \frac{E}{N} = \frac{3}{5} E_{\max}$$

електрону:  $\bar{E} = \frac{3}{5} E_F$ . Наведені вище розрахунки справедливі, якщо

$$kT \ll E_{\max} \equiv E_F$$

- умова виродженості Фермі газу. Знайдемо граничну температуру

$$kT_{\text{вир}} = E_{\max} \Rightarrow kT_{\text{вир}} = 0,6 \text{ MeV} \quad T < T_{\text{вир}}$$

виродження:  $T < T_{\text{вир}}$ . Отже, якщо  $T > T_{\text{вир}}$ , то

електронний газ є виродженим. Для зірки в стані рівноваги гравітаційний тиск повинен

$$P = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_S = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{5m} n_e^{5/3}$$

дорівнювати тиску газу на стінки, отже  $P = \frac{2}{3} n_e \bar{E}_{\text{кін}}$  - **гравітаційний тиск**. Знайдемо тепер критерій ідеальності виродженого електронного

$$\bar{E}_{\text{кін}} \gg \bar{E}_{\text{пот}}$$

нерелятивістського газу:  $\bar{E}_{\text{кін}} \gg \bar{E}_{\text{пот}}$  - кінетична енергія набагато більше ніж



$$\frac{3}{5} E_F \gg z e^2 \left\langle \frac{1}{r_{in}} \right\rangle$$

потенціальна.

$$\left\langle \frac{1}{r_{in}} \right\rangle = \int_0^R \frac{1}{r_{in}} f(r_{in}) 4\pi r_{in}^2 dr_{in} = \frac{4\pi}{\frac{4\pi}{3} R^3} \int_0^R r_{in} dr_{in} = \frac{3}{2R}$$

. З 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

$$n_e^{1/3} > \frac{5}{3} z^{2/3} \frac{m e^2}{\pi \hbar^2} 4^{1/3} \Rightarrow n_e > 3 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$$

ідеальності отримаємо:

. Отже умова

$$10^{30} \text{ см}^{-3} > n_e > 3 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$$

ідеальності матиме такі границі

. Верхня межа

$$E(p) = \frac{p^2}{2m}$$

з'являється за рахунок не виконання нерелятивістського наближення всього діапазону концентрацій.

для

### Релятивістський вироджений електронний газ

$$E(p)$$

$$E(p) \approx pc$$

В формулу (\*) підставимо

у вигляді:

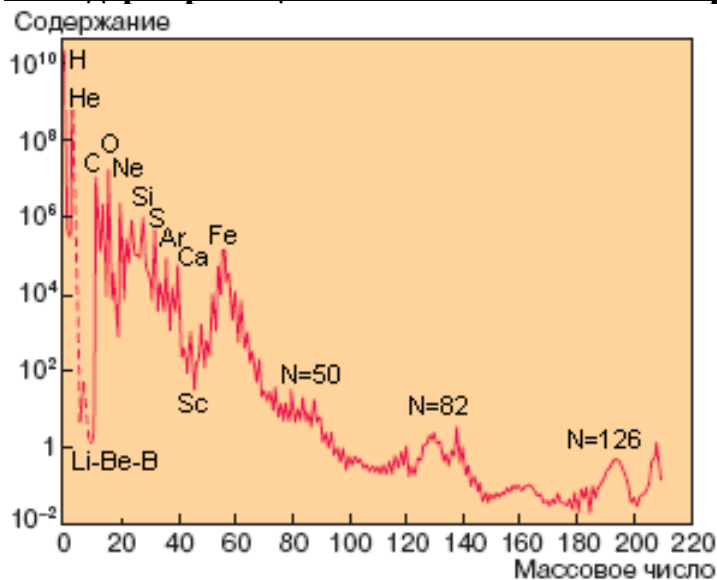
- випадок сильного релятивізму.

$$E = \frac{3 \hbar c N (3\pi^2)^{1/3}}{4} n_e^{1/3} \quad \bar{E} = \frac{3}{4} E_F \quad P_F = \frac{\hbar c}{4} (3\pi^2)^{1/3} n_e^{4/3}$$

Тоді , , - гравітаційний тиск. З умови знаходимо граничну концентрацію, при якій газ ще нерелятивістський:

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

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



**Рис. 1.** Распространенность нуклидов в первичной солнечной туманности по отношению к содержанию кремния, принятого за  $10^6$

Наша Вселенная существует в течение (10-20)  $10^9$  лет от начала расширения. На первых стадиях расширения и остывания она прошла диапазон температур, при котором дозвездное вещество превращалось в нуклоны. Последние, продолжая остывать, синтезировались в ядра  $^4\text{He}$ . В этом процессе зафиксировался первоначальный состав элементов во вселенной (см. ниже п.1). В ходе дальнейшей эволюции состав дозвездного вещества уже не менялся, так как его температура упала ниже интервала, при котором синтез еще возможен. Сохранился он и после образования галактик и звезд, так как количество образующегося при синтезе в низ вещества невелико. *Синтез элементов происходил и происходит сейчас в массивных звездах (10-20 масс Солнца), способных обеспечить высокую плотность и температуру исходного вещества. Эволюция этих звезд заканчивается гравитационным коллапсом, взрывом и рассеянием вещества в пространство (вспышка Сверхновой). Это вещество служит исходным материалом для конденсации его в наблюдаемые сейчас звезды, в том числе и Солнце.*

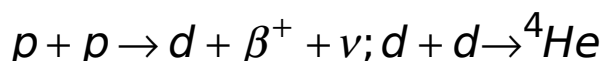
Основным экспериментальным результатом, который позволяет судить об образовании элементов во Вселенной, является распространенность. Сведения о ней получают путем усреднения данных по изотопному составу 1) земной коры 2) метеоритов 3) солнечной атмосферы 4) проб лунного грунта 5) звездных атмосфер 6) проб грунта Венеры.

Распространенность элементов во Вселенной имеет следующие особенности:

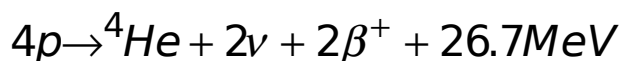
- 1) Распространенность по числу ядер  $^1\text{H}$   $\sim 90\%$ ,  $^4\text{He}$   $\sim 10\%$ ; остальные  $\sim 0.1\%$
- 2) Распространенность элементов с увеличением их атомной массы в среднем уменьшается
- 3) распространенность легких ядер (Li, Be, B) на 5-8 порядков ниже в сравнении с их ближайшими соседями
- 4) распространенность элементов железной группы (Cr, Fe, Ni) имеет ярко выраженный максимум – *железный пик*
- 5) распространенность элементов из магических областей систематически ниже, чем у соседних с ними
- 6) распространенность четно-четных ядер выше, чем у нечетных

7) распространенность соседних ядер коррелирует с величиной энергии связи нуклонов в них: ядро с более высокой энергией связи имеет большую распространенность. Последовательность процессов, порождающих все обилие химических элементов, начинается с термоядерных реакций.

**Протон-протонная цепочка** включается, когда температура в центре звезды повышается



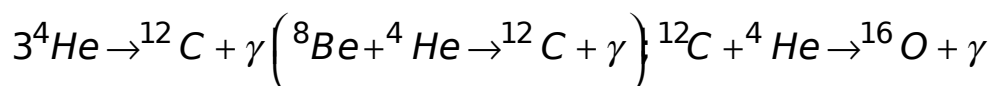
до 1 кэВ. При этом происходят ядерные реакции:



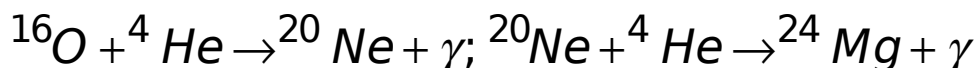
Конечный итог реакций: Ядра легкой группы (Li, Be, B) возникают в промежуточных стадиях реакций и выгорают. Невозможность отвода создаваемого вещества (кроме нейтрино) вследствие сжатия звезды приводит к дальнейшему сжатию и нагреву.

**Углеродно-азотно-кислородный (CNO) цикл** идет при температуре, превышающей 2 кэВ. В результате этого цикла также образуется гелий; углерод, азот и кислород исполняют роль катализатора (предполагается, что некоторое количество этих элементов образовалось на предыдущей стадии эволюции звезды в ядерных реакциях с участием гелия).

**Альфа-процесс** вступает в действие, когда температура достигает 10 кэВ. В результате выгорания водорода накапливается гелий и становятся возможными реакции горения



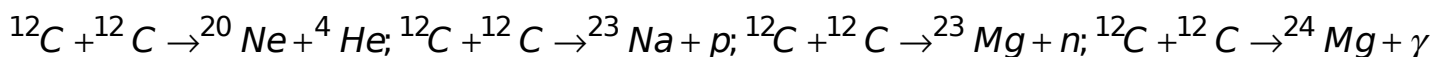
гелия: . Для легких звезд (1-2 массы Солнца) на этом реакции горения заканчиваются. Для более массивных, когда энергия в центре звезды превышает 30 кэВ, возможны реакции:



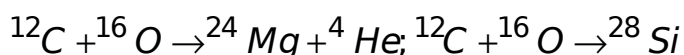
. Все эти реакции идут с

выделением энергии.

После того, как в центре звезды выгорает гелий, ядро начинает вновь уплотняться и разогреваться. При температурах 60 кэВ начинается **горение углерода**:



Некоторое количество углерода сгорает вместе с кислородом:

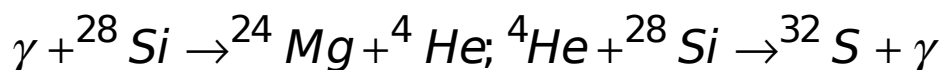


и т.д.

**Горение кислорода** идет при температурах больше 100 кэВ; его наиболее распространенный продукт – изотоп  ${}^{28}\text{Si}$ .

После выгорания кислорода ядро звезды вновь разогревается и сжимается. Когда температура достигает 300-400 кэВ, начинается **равновесный**, или **e-процесс**, при котором идут прямые и обратные термоядерные реакции образования и диссоциации элементов, включая ядра группы железа. Фоторасщепление ядер приводит к образованию

в ядре звезды свободных протонов, нейтронов и ядер гелия, начинают протекать реакции образования из кремния более тяжелых элементов, например:



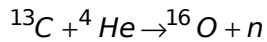
и т.д. Наиболее

распространенными при этом окажутся ядра с  $A=4n$ , поскольку ведущим процессом образования элементов тяжелее кремния является последовательное присоединение альфа-частиц к ядру  ${}^{28}\text{Si}$ . e-процесс занимает в эволюции звезды время порядка 1 с. Он предшествует непосредственно взрыву массивной звезды и окончательно фиксирует распространенность ядер группы железа и более легких. *Железный максимум* формируется большой прочности указанной группы ядер из-за большой энергии связи в них. Диссоциация этой группы возможна только при повышении температуры до 700 кэВ, но к этому времени начинается разлет вещества массивной звезды. Эволюция звезды, а следовательно, и ядерный синтез элементов – нуклеосинтез – на этом заканчивается.

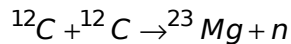
## 65. Проблемы синтеза та стабільності надважких елементів.

Горение кремния является конечной стадией термоядерного синтеза нуклидов в массивных звездах, на которой образуются ядра группы железа, обладающие максимальной удельной энергией связи. Последующий термоядерный синтез в результате присоединения легких ядер ядрами группы железа не имеет места, так как этот процесс должен протекать только с поглощением энергии. Этот синтез должен обеспечиваться другими механизмами; такие нуклиды образуются в результате трех принципиально разных процессов: s-, r- и p-процессов.

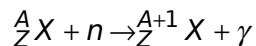
**S-процесс** (медленный процесс радиационного захвата нейтронов) начинается при температуре 10 кэВ одновременно с альфа-процессом, когда становится



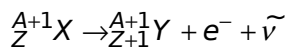
достаточно вероятной реакция  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{23}\text{Mg} + n$ . На стадии горения углерода



происходит реакция  $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C} + \gamma$ ; эти реакции называются генераторами нейтронов. Протекает s-процесс в том случае, когда концентрация свободных нейтронов столь мала, что интервал времени между последовательными актами поглощения нейтронов превышает время жизни всех нестабильных ядер, образующихся в этом процессе. Нейтроны последовательно захватываются ядрами железной группы с испусканием гамма-кванта, что сопровождается последовательным увеличением атомной массы A в пределах данного



порядкового номера ядра X:  $Z \rightarrow Z+1$ . Изменение Z происходит тогда, когда очередной захват нейтрона приводит к нестабильному относительно бета-



распада изотопу:  $^{A+1}_Z\text{X} \rightarrow ^{A+1}_{Z+1}\text{Y} + e^- + \bar{\nu}$ . s-процесс идет в недрах звезд при их нормальной стадии эволюции очень медленно: один захват нейтрона ядром происходит в среднем за  $10^5$  лет. Но начавшись на ядрах железной группы, он не прерывается вплоть до образования ядер  $^{207}\text{Pb}$ , оставляя на диаграмме (Z, A) дорожку стабильности. Завершаются цепочки превращений s-процесса на

$\alpha$

изотопах свинца и висмута  $^{209}\text{Bi}$ , так как последующие нуклиды полония - радиоактивны с очень малым периодом полураспада.

Доказательством существования нуклеосинтеза вследствие s-процесса является

$$\sigma \cdot N = \text{const} \quad \sigma$$

хорошее выполнение соотношения  $\sigma \cdot N = \text{const}$ , где  $\sigma$  - сечение радиационного

$n(A)$

захвата нейтронов элементом, а N – распространенность. Обозначим  $n(A)$  число

$n(A)$

ядер с массовым числом A; тогда изменение числа  $n(A)$  в s-процессе будет

$$\frac{dn(A)}{dt} = \nu \sigma(A-1)n(A-1) - \nu \sigma(A)n(A) \quad \nu$$

описываться уравнением  $\frac{dn(A)}{dt} = \nu \sigma(A-1)n(A-1) - \nu \sigma(A)n(A)$ , где  $\nu$  - 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 –

$$\frac{dn(A)}{dt} = 0$$

число исчезающих ядер. В стационарных условиях, поэтому имеет место

$$\sigma(A-1) \cdot n(A-1) = \sigma(A) \cdot n(A)$$

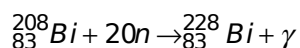
равенство, откуда и следует указанное соотношение.

Существуют стабильные изотопы, располагающиеся слева (нейтронно-дефицитные или обойденные) и справа (нейтронно-избыточные) от дорожки стабильности ядра, образование которых не может произойти в рамках s-процесса. Кроме того, s-процесс не может обеспечить нуклеосинтез ядер урановой группы. Во всех этих случаях стабильные или долгоживущие изотопы отделены от дорожки стабильности нестабильными изотопами, вероятность распада которых существенно выше вероятности захватить нейтрон (для нейтрон-избыточных) или протон (для обойденных ядер).

Тяжелые и сверхтяжелые элементы, находящиеся в таблице Менделеева за висмутом, образуются в результате **r-процесса** – быстрого процесса радиационного захвата нейтронов, в котором время между последовательными захватами нейтронов значительно меньше времени жизни нестабильных ядер. Этот процесс реализуется непосредственно перед взрывом звезды, когда поток нейтронов из реакций генерации нейтронов становится очень интенсивным. За очень короткое время образуются все нейтронно-избыточные элементы справа от дорожки стабильности, в том числе сверхтяжелые элементы с атомной массой вплоть до 260. Примером r-процесса является то, как процесс нуклеосинтеза



преодолевают область полония: ядро изотопа может последовательно

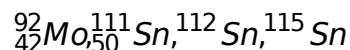


присоединить 20 нейтронов: и превратиться в нестабильное



вследствие большой перегруженности нейтронами ядро изотопа, которое в результате цепочки бета-распадов превращается в одно из ядер, находящееся за полонием и альфа-радиоактивными астатом и францием. Окончание r-процесса прерывается спонтанным делением сверхтяжелых ядер, поскольку для ядер с большим массовым числом спонтанное деление будет происходить быстрее, чем бета-распад. При этом продукты деления сверхтяжелых ядер вновь становятся зародышевыми ядрами для дальнейшего протекания r-процесса.

Не все атомные ядра могут быть образованы в s- и r-процессах. Существуют так называемые обойденные ядра, которые не могут образоваться посредством



захвата нейтронов. Примерами таких ядер являются. Эти богатые протонами ядра создаются захватом протонов или позитронов в **p-процессе**. Время протекания p-процесса непосредственно предшествует взрыву Сверхновой. Физические модели протекания p-процессов в звездах остаются пока неоднозначными.

## 68. Химическое действие ядерных излучений

Ядерные излучения могут вызывать в веществах различные химические реакции. Поток ядерных частиц вызывает в среде возбуждение, ионизацию, диссоциацию и диссоциативную ионизацию молекул. Возникшие при этом возбужденные молекулы и ионы вступают в хим. реакции -либо непосредственно, либо через промежуточное образование хим. высокоактивных свободных радикалов. В последнем случае в реакции могут вовлекаться молекулы, не подвергавшиеся непосредственному облучению. Так как энергия ядерных излучений значительно превышает энергию любых хим. связей, то облучение может разрывать и очень прочные связи. Это ведет к образованию таких хим. высокоактивных ионов и радикалов, которые не удастся получить традиционными хим. методами. **Радиолиз воды** — процесс, играющий фундаментальную роль для понимания любых реакций, проходящих в водных растворах. Главным источником информации о природе ионов, образуемых излучениями, является масс-спектрографическое исследование облучаемых паров. Так, при облучении водяного пара эл-нами с энергией 50 эВ установлено, что различные положительные ионы образуются в следующих относительных количествах:

$H_2O^+$	$OH^+$	$H^+$	$H_3O^+$	$O^+$	$H_2^+$
100	200	200	200	20	5
0					

Уже этот перечень показывает, что общая картина радиолиза воды является очень сложной

## Биологическое действие излучений

При достаточно большой дозе облучения гибнет любой организм. Минимальная смертельная доза варьируется от 50Р до 300000Р. Дозы ниже смертельной вызывают различные заболевания, объединяемые термином «лучевая болезнь». Вот что делает радиация с людьми (цифры в рентгенах): 0—25 - отсутствие явных повреждений; 20—50 - возможное изменение состава крови; 50—100 - изменение состава крови; 100—200 - возможная потеря трудоспособности; 200—400 – нетрудоспособность и возможная смерть; **600 – смерть**. Структуру живого организма можно подразделить на три уровня: а) отдельные молекулы; б) клетки; в) макроскопические части. Поражающее действие радиации проявляется на всех трех уровнях. Первичным действием излучения на организм является повреждение молекул. Существуют два механизма таких повреждений — прямой и косвенный. В прямом механизме ядерная частица воздействует на сами макромолекулы. В косвенном механизме излучение производит радиолиз воды, продукты которого (главным образом радикал ОН, а также Н, НО<sub>2</sub> и перекись водорода) вступают в химические реакции с макромолекулами. Опытное определение относительной роли обоих механизмов затруднено тем, что первичные процессы поражения происходят за очень короткое время. Биологическое действие слабо ион-щих излучений ( $\gamma$ -лучи и электроны)

усиливается в присутствии  $O_2$ . Повышение концентрации  $O_2$  в среде от 0 до 30—40% втрое увеличивает поражающее действие. Действие сильно ионизирующих излучений, от концентрации  $O_2$  не зависит. У человека наиболее чувствительны к

облучению кроветворные органы (костный мозг, селезенка, лимфатические железы), эпителий половых желез и слизистой оболочки кишечника. При дозе, близкой к смертельной, гибель наступает в результате разрушения производящих кровь клеток костного мозга (лейкемия). При дозах, значительно превышающих смертельную, гибель наступает гораздо быстрее за счет поражения кишечника. Действие одной и той же дозы облучения заметно зависит от того, за какой промежуток времени эта доза получена. Если облучение сильно (на недели, месяцы) растянуть по времени, то общее поражающее действие будет меньшим, чем при однократном облучении суммарной дозой.

### **69. Действие ядерных излучений на структуру вещества**

Энергия попадающих в вещество частиц в основном тратится на ионизацию и возбуждение атомов, что ведет как к нагреванию вещества так и к необратимым изменениям структуры (*радиационным повреждением*). Изменение структуры обуславливается следующими механизмами: а) Главным механизмом является ударное выбивание атомов из кристаллической решетки (сопровождается вторичными процессами). б) Появление в решетке новых атомов за счет внедрения падающих тяжелых частиц и ядерных в) Воздействие на решетку через ионизацию. Все эти процессы приводят к созданию дефектов решетки. При достаточно мощном облучении за счет этих дефектов заметно изменяются макроскопические свойства тела — механические и тепловые. Изменение решетки влияет и на структуру электронных энергетических зон. Под действием больших доз облучения изменяется плотность кристалла, а при низкой симметрии — решетка и геометрическая форма. (пример: под действием интегрального по времени потока  $10^{20}$  реакторных нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  плотность кварца снижается на 15%). Обычно материал упрочняется из-за того, что возникшие под влиянием облучения дефекты тормозят движение дислокаций. Модуль упругости растет, разрушение вместо пластического становится хрупким. Радиационные изменения механических свойств довольно устойчивы. Их можно уничтожить только отжигом при температуре порядка температуры рекристаллизации. В металлах при облучении возрастает остаточное (не зависящее от темп-ры) электрическое сопротивление. Электропроводность диэлектриков после облучения в одних случаях возрастает, в других — падает. Увеличению электропроводности способствует возрастание числа ионных носителей тока, но если после облучения появляются сложные комплексы (грозди) дефектов, то носители начинают застревать в этих комплексах, что снижает электропроводность. Появление дефектов в решетке неизбежно искажает структуру электронных уровней, что приводит к изменению оптических и электрических свойств кристалла. Эти изменения существенны для диэлектриков и полупроводников, но не для металлов, внутри которых имеется большое число свободных электронов, которые практически не подвержены действию точечных дефектов решетки, и определяют электрические и оптические свойства кристалла. Особенно сильно влияет облучение на электрические свойства



полупроводниковых (пп) материалов. Главное действие облучения на пп состоит в том, что появляющиеся дефекты создают энергетические уровни в запрещенной зоне. Эти уровни являются ловушками для носителей зарядов. Дефекты-ловушки сильно снижают времена жизни носителей, что приводит к уменьшению электропроводности. Кроме того, в ловушках накапливается пространственный заряд, искажающий электрическое поле внутри проводника и резко ухудшающий его технические характеристики. Иногда радиационным повреждениям, наносимым тяжелыми ионами, удается найти полезное практическое применение. Примерами служат изготовление *ядерных фильтров* и датировка событий по трекам продуктов деления урана. При прохождении тяжелых ионов через непроводящие кристаллы и аморфные тела вдоль трека иона из-за большой плотности ионизации образуется канал сильного радиационного повреждения, вещество в пределах канала более чувствительно к химическому воздействию и может быть удалено посредством окисления и последующего травления и промывания. В результате на месте канала получаются пустоты. Датировка событий по трекам продуктов деления ядра изотопа урана  ${}_{92}\text{U}^{238}$  основывается на том, что треки тяжелых ионов, становятся видимыми при окислении и травлении. По числу треков, приходящихся на единицу поверхности, и содержанию урана можно определить время существования образца