

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ»

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

**Е.А. Коротаяев, Р.А. Кончаков**

## **ОБЩАЯ ФИЗИКА**

### **Ядерная физика**

*Учебно-методическое пособие  
для студентов физико-математического  
факультета*

ВОРОНЕЖ  
Воронежский госпедуниверситет  
2011

УДК 539.14(07)  
ББК В22  
К68

Издано по решению  
учебно-методического совета ВГПУ.  
Протокол № 7 от 12.05.2011 г.

Рецензент

доктор физико-математических наук,  
профессор *С.Н. Дрождин*

Научный редактор

доктор физико-математических наук,  
профессор *В.А. Хоник*

**Коротаев Е.А.**

К68    Общая физика. Ядерная физика : учебно-методическое пособие для студентов физико-математического факультета / Е.А. Коротаев, Р.А. Кончаков. – Воронеж : Воронежский госпедуниверситет, 2011. – 60 с.

Учебно-методическое пособие написано на основе курса лекций по общей физике, читаемому студентам физико-математического факультета по специальности «Математика – физика» в Воронежском педуниверситете. Издание следует рассматривать как дополнение к существующим учебным курсам, написанное с учетом требований и программ соответствующих специальностей.

Издание предназначено для студентов физико-математического факультета, а также может быть полезно учителям физики.

УДК 539.14(07)  
ББК В22

© Коротаев Е.А., 2011

© Кончаков Р.А., 2011

© Воронежский госпедуниверситет,  
редакционно-издательская обработка, 2011



## ВВЕДЕНИЕ

**Целями** освоения дисциплины «Ядерная физика являются:

- формирование теоретической и практической профессиональной подготовки к преподаванию физики в общеобразовательных учреждениях;
- сведение разрозненных специфических физических знаний в единую систему;
- создание у студентов системные представления о роли физической науки в познании материального мира;
- формирование представления о физической теории как обобщении наблюдений, практического опыта и эксперимента;
- выяснение физического смысла законов и понятий, развитие у студентов навыков физического мышления, умения ставить и решать конкретные задачи.

В процессе освоения данной дисциплины студент формирует и демонстрирует следующие **компетенции**:

*Общекультурные:*

- ОК-1 в части: владеет культурой мышления; способен к обобщению, анализу и восприятию информации;
- ОК-2 в части: способен анализировать мировоззренческие проблемы;
- ОК-3 в части: способен понимать значение культуры как формы человеческого существования;
- ОК-4 в части: способен использовать знания о современной естественнонаучной картине мира в образовательной деятельности.

*Общепрофессиональные:*

- ОПК-1 в части: обладает мотивацией к осуществлению профессиональной деятельности;
- ПК-8 в части: способен разрабатывать культурно-просветительские программы для различных категорий населения.

*Специальные:*

- СК-1 в части: знает концептуальные и теоретические основы физики, ее место в общей системе наук и ценностей, историю развития и современное состояние;
- СК-2 в части: демонстрирует представление о современных тенденциях развития физики;
- СК-4 в части: владеет методами теоретического анализа результатов наблюдений и экспериментов, приемами компьютерного моделирования.

## СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

1. Все атомные ядра можно разделить на стабильные и нестабильные. Стабильные ядра существуют неограниченно долго, а нестабильные испытывают самопроизвольные превращения.

2. Основными характеристиками стабильного ядра являются:

- 2.1. массовое число  $A$ ;
- 2.2. электрический заряд  $Z$ ;
- 2.3. масса  $M$  (соответственно энергия связи  $\Delta E_{\text{св}}$ );
- 2.4. радиус  $R$ ;
- 2.5. спин  $I$ ;
- 2.6. магнитный момент  $\mu$ ;
- 2.7. квадрупольный момент  $Q$ ;
- 2.8. изотопический спин  $T$ ;
- 2.9. четность волновой функции  $P$ ;

3. Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения ( $\alpha$ - или  $\beta$ -распад,  $\gamma$ -распад, спонтанное деление и др.), периодом полураспада, энергией испускаемых частиц и т.п.

4. Атомные ядра могут находиться в различных энергетических состояниях. Состояние с наименьшей энергией называется основным, остальные состояния возбужденными. Возбужденные состояния любого ядра (в том числе стабильного) нестационарные, т.е. испытывают те или другие формы распада ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ).

5. Массовое число  $A$  определяется количеством нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Общее число нуклонов в процессе любой ядерной реакции обычного типа (без образования античастиц) остается неизменным (закон сохранения нуклонов).

Обобщение этого положения на все частицы и античастицы приводит к закону сохранения барионного заряда. Массовое число, выраженное в атомных единицах массы (а. е. м.) дает приблизительное значение массы атомного ядра (с погрешностью  $0,1 \div 1\%$ ).

### Заряд ядра

Заряд ядра определяется количеством протонов в ядре (следовательно, количеством электронов в атомных оболочках), которое совпадает с порядковым номером элементов в таблице Менделеева. Заряд протона

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл, а заряд ядра } Ze.$$

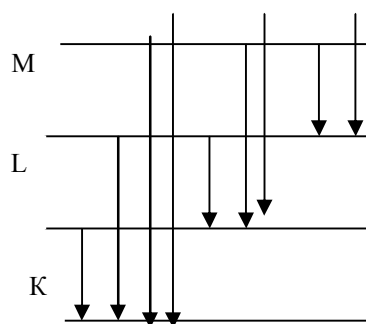
Наиболее точно заряд ядра был измерен Мозли, который нашел простую связь между частотой характеристического рентгеновского излучения и зарядом.

$$\sqrt{\omega} = c(Z - \sigma)$$

В этом соотношении  $\sigma$  одинаково в пределах одной и той же серии (K, L, M..) для всех элементов.  $c$  – имеет определенное значение в пределах каждой серии.

Изучение рентгеновского излучения позволило разместить по порядку элементы (уточнило таблицу Менделеева).

По методу Мозли определили место некоторых, в то время еще неизвестных элементов (Tc<sub>43</sub>, прометий Pm<sub>61</sub>, аstat At<sub>85</sub>, франций Fr<sub>87</sub>), а также подтвердили явление  $K$  – захвата.



### **Самостоятельно повторить:**

1. Получение рентгеновских лучей.
2. Сплошной и характеристический спектры рентгеновского излучения.
3. Спектральные серии атома водорода.

Непосредственно впервые заряды ядер были определены Чедвиком в опытах по исследованию рассеяния  $\alpha$  – частиц на фольгах изготовленных из металла.

### **Самостоятельно повторить:**

1. Опыт Резерфорда и выводы из эксперимента;
2. Формула Резерфорда для рассеяния  $\alpha$  – частиц и опыт Чедвика.

Электрический заряд является интегральной характеристикой ядра, которая не дает представления о распределении заряда по объему ядра. Представление о форме ядра можно получить из другой характеристики ядра – квадрупольного электрического момента (обсуждение этого вопроса будет позже).

$N = A - Z$  определяет количество нейтронов в ядре.

Изобары – ядра с одинаковым массовым числом  $A$  ;

Изотопы – ядра с одинаковым зарядом  $Z$ ;

Изотоны – ядра с одинаковым числом нейтронов.

(Иногда конкретное ядро с  $A$  и  $Z$  называют нуклидом).

## **Масса ядра**

Масса в ядерной физике измеряется в атомных единицах массы (а.е.м.) За одну а.е.м. принимается 1/12 часть массы нейтрального углерода ( $C_6^{12}$ ). Значение атомной единицы массы легко выразить в кг. Для этого воспользуемся числом Авогадро.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1/12 (12/N_A) = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Согласно соотношению Эйнштейна, каждому значению массы в кг соответствует энергия  $Mc^2$  в джоулях ( $c = 3 \cdot 10^8$  м/с скорость света в вакууме).

Часто в ядерной физике используется удобная единица называемая электрон-вольт (эв). Это энергия, приобретаемая или теряемая частицей с единичным электрическим зарядом (электроном или протоном) при прохождении разности потенциалов в 1 В.  $1 \text{ а.е.м.} = 931,5 \text{ Мэв}$ .

Энергия массы электрона равна  $0,511 \text{ Мэв}$ . При изменении энергии какой-либо частицы на величину  $\Delta E$  ее масса меняется на величину  $\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$ . Если частицу привести в движение, то ее энергия  $E = M_0 c^2 + E_k$ , где  $M_0$  – масса покоя. При этом масса частицы возрастает на величину  $\Delta M = \frac{E_k}{c^2}$  и будет равна для движущейся частицы  $M = M_0 + \frac{E_k}{c^2}$ .

В теории относительности доказывается, что это новое значение массы (так называемая релятивистская масса частицы  $M$ ) выражается

$$M = M_0 + \frac{E_k}{c^2} = \gamma M_0 = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \text{ где } \beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Так,  $E = M_0 c^2 + E_k = M_0 c^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ , где  $E = M_0 c^2 + E_k$  – полная энергия,

$$M = M_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ – релятивистская масса.}$$

(При  $v \ll c$  полученная формула совпадает с классической).

$$\text{Через импульс } P = Mv = M_0 \beta c \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = M_0 \beta c \gamma$$

Если ядро в возбужденном состоянии, то энергия ядра больше.

$$E = E_0^1 - E_0$$

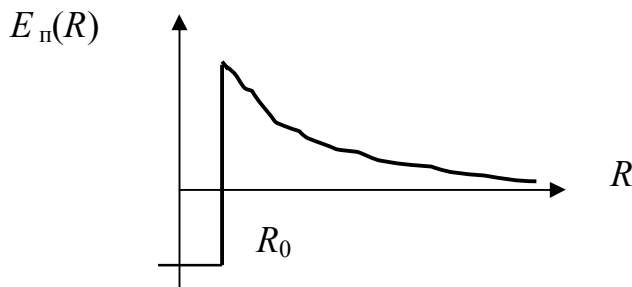
Полная энергия взаимодействия ядер между собой (ядерная реакция) сохраняется до и после взаимодействия – энергетический баланс.

## Радиус и эффективное сечение ядра

В первом приближении ядра сферические, однако, частицы находятся в движении и, поэтому следует предположить, что поверхность размыта.

**Размеры ядра** – это размеры той области, в которой проявляется действие ядерных сил.

На некотором расстоянии  $R_0$  («радиус ядра») отталкивание между нуклонами переходит в притяжение (см. рис.)



Достаточно точно можно определить радиус ядра при изучении взаимодействия быстрых нейтронов с атомными ядрами.

Вероятность взаимодействия в ядерной физике характеризуется эффективным сечением  $\sigma$ .

$$\sigma = \frac{dN}{Nn\delta},$$

где  $dN$  – число взаимодействующих частиц;  $N$  – поток нейтронов;

$n$  – концентрация ядер в мишени.

$\delta$  – толщина мишени (тонкая мишень, где ядра не перекрывают друг друга).

Из выражения следует, что относительная доля  $dN/N$  взаимодействующих нейтронов равна площади  $dR = \sigma n \delta$  занятой всеми ядрами, если придать  $\sigma$  наглядный физический смысл площади поперечного сечения ядра.

В случае толстой мишени плотность потока меняется с глубиной  $x$  и для оценки числа нейтронов, прошедших через мишень, необходимо составить дифференциальное уравнение для некоторого тонкого слоя на мишени  $dx$  на глубине  $x$ :

$$dN = -N(x)n\sigma \cdot dx$$

Здесь  $N(x)$  – число нейтронов, дошедших до слоя мишени на глубине  $x$ ;  $dx$  – толщина слоя;

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma dx; \ln N = -n\sigma \cdot x + \ln C$$

$$\text{При } x = 0 \quad \ln C = \ln N_0$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -n\sigma \cdot x$$

$$N = N_0 \exp(-n\sigma \cdot x)$$

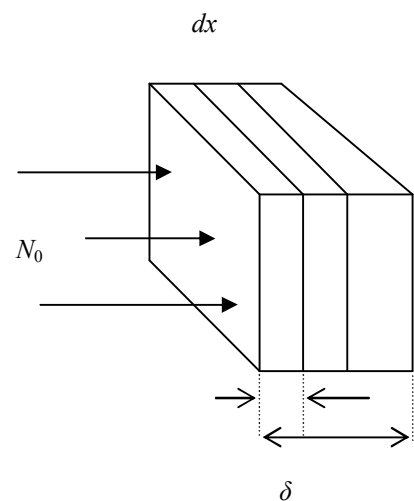
Таким образом, для определения сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами достаточно измерить в специальном опыте ослабление интенсивности пучка нейтронов  $\frac{N(\delta)}{N_0}$

при прохождении его через мишень толщиной  $\sigma = -\ln \frac{N}{N_0} \cdot \frac{1}{n\delta}$

Чтобы получить радиус ядра надо выразить  $\sigma$  через  $R$ . Вообще  $\sigma = \pi R^2$ , но следует заметить, что для быстрых нейтронов кроме неупругого рассеяния существует еще один процесс взаимодействия – упругое дифракционное рассеяние дебройлеровской нейтронной волны на ядрах. Эффективное сечение этого процесса также равно  $\pi R^2$ .

Таким образом, эффективное суммарное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами будет иметь вид  $\sigma = 2\pi R^2$ .

Из опытов по ослаблению пучка нейтронов получили сведения о радиусе атомных ядер мишени  $R = (1,3 \div 1,4) 10^{-15} \cdot A^{1/3}$  м.





Нейтрон	
25 МэВ	→ $1.4 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ м}$
90 МэВ	→ $1.37 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ м}$
1.4 ГэВ	→ $1.28 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ м}$

## ПОНЯТИЕ ОБ ОБМЕННЫХ СИЛАХ

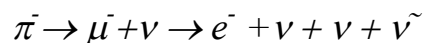
Ядерные силы имеют короткодействующий характер и обладают свойствами насыщения. Высказано предположение, что эти силы квантовомеханические обменные силы, т.е. возникающие между двумя частицами благодаря третьей частице.

Электромагнитное взаимодействие между зарядами в квантовой электродинамике может быть объяснено посредством обмена квантами электромагнитного поля.

Согласно Юкава, взаимодействие между нуклонами осуществляется также с помощью обмена квантами особой природы – мезонами  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ . Длина волны  $\pi$ -мезона находится в соответствии с радиусом действия ядерных сил.

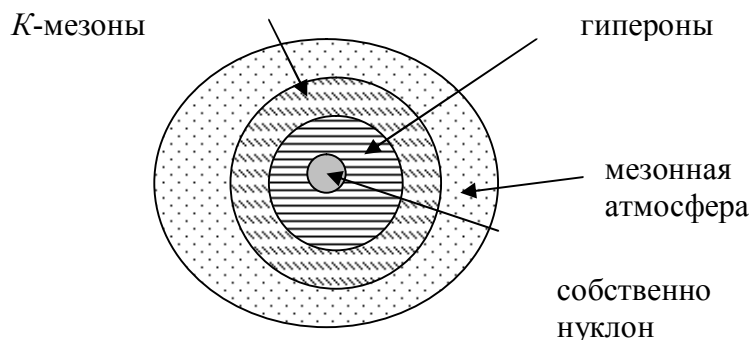
$$\lambda = \frac{h}{mc} \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}$$

Каждый нуклон окружен облаком пионов, имеющих небольшой размер. При сближении нуклонов до расстояния пионного облака, между нуклонами наступает сильное взаимодействие, обусловленное обменами  $\pi$ -мезонами.  $\pi$ -мезоны не стабильны,  $\tau \approx 10^{-8}$  с, после чего распадается на  $\mu^-$  мезоны и нейтрино



Открыты еще частицы  $K$ -мезоны, гипероны. ( $m_K < m_H$ ).

Предполагаемое строение нуклона представлено на рисунке.



Все взаимодействия между частицами распадаются на три типа:

- *сильные* – между нуклонами;
- *электромагнитные* – фотон;
- *слабые* –  $\beta$ -распад.

## Энергия связи и устойчивость ядер. Упаковочный множитель

Атомное ядро – это система из  $A$  нуклонов, удерживаемых сильной связью. Чтобы разделить нуклоны необходимо совершить работу против действия сил связи. Величина работы и есть мера энергии сил связи.

Масса ядра всегда меньше суммы масс свободных нуклонов входящих в состав ядра на величину называемую дефектом массы.

$$M - \{Zm_p + (A - Z)m_n\} = \Delta M$$

является отрицательным, энергия связи также отрицательна. Чтобы разложить на составные части ядро необходимо подвести энергию.

В целях удобства записи берется положительное значение дефекта массы

$$\Delta m = \{Zm_p + (A - Z)m_n\} - m_{\text{ядра}}$$

$$E_{\text{CB.}} = \Delta m \cdot c^2 = \{Zm_p + (A - Z)m_n\}^2 - m_{\text{ядра}}^2 \cdot c^2$$

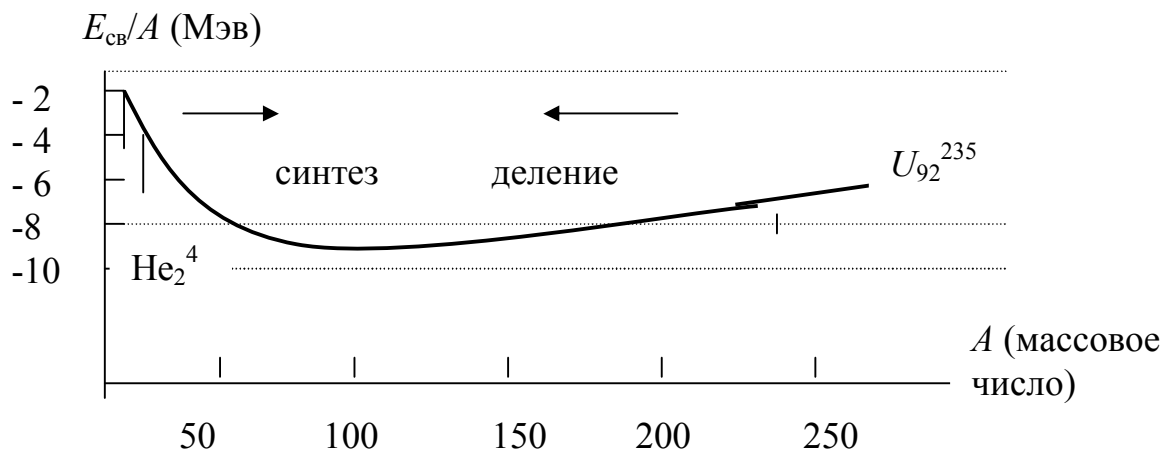
Измерения проводятся как правило для атома, который отличается на массу электронов

$$\Delta m = \{Zm_p + (A - Z)m_n\} - m_{\text{атома}}$$

Часто пользуются понятием упаковочного множителя:

$$p = \frac{\Delta m}{A}$$

Среднее значение энергии большинства ядер 8 МэВ на нуклон, но при более точном рассмотрении она отличается (см. рис.).



Самый низкий участок – ядра с минимальной энергией. Отдельные ядра симметрично построенные  $\text{He}_2^4$ ,  $\text{O}_8^{16}$  отклоняются от кривой вниз – в направлении более прочной связи. Средние ядра характеризуются большей связью на нуклон.

Этот график позволяет понять:

А) Выделение энергии путем деления (суммарная энергия разделившегося ядра меньше энергии исходного).

Б) Путем синтеза легких элементов (при синтезе полученное ядро сдвигается в область с большей связью).

Таким образом, склонность к распаду, когда продукты распада или синтеза обладают меньшей суммарной энергией, чем исходные ядра.



Теоретически возможно, если

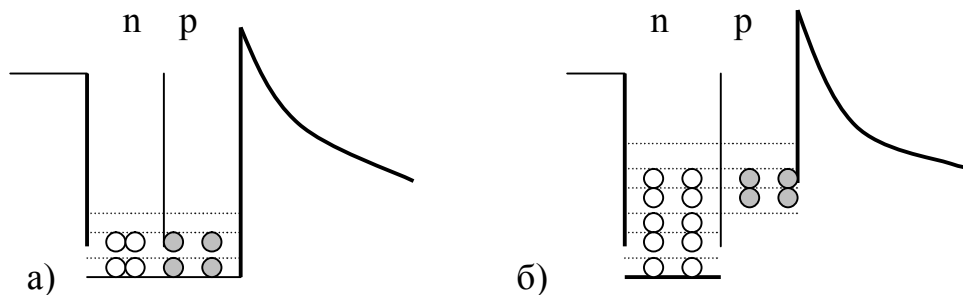


Для ядер с  $Z > 82$  более вероятен  $\alpha$  – распад.

*p*- и *n*-фермионы – частицы, обладающие полуцелым спином и, следовательно, подчиняющиеся принципу Паули (см. рис.). Здесь для каждого вида нуклона своя потенциальная яма и по два нуклона с противоположными спинами. Очевидно, энергетически выгодно, когда потенциальные ямы заполнены до одинаковой высоты. ( $\text{He}_2^4$ ,  $\text{O}_8^{16}$ ) (см. рис., а))

В противном случае возможны переходы  $p \rightarrow n, n \rightarrow p$  на незаполненные нижерасположенные половины ям, а это значит, что ядро не стабильно, а  $\beta$  – радиоактивно.

Для более тяжелых ядер из-за относительно более сильного кулоновского взаимодействия (пропорционального  $A^2$ , т.к.  $A^2 \sim Z^2$ ) нейтронная яма значительно глубже протонной. Поэтому в тяжелых ядрах энергетически выгодным является заполнение уровней избыточным числом нейтронов.



### Рабочая тетрадь

В соответствии с предыдущим материалом следует, что согласно релятивистской механике масса покоя  $M$  устойчивой системы взаимосвязанных частиц меньше суммы масс покоя тех же частиц, взятых в свободном состоянии.

Разность  $\Delta M = (m_1 + m_2 + \dots + m_n) - M$  называется дефектом массы.

Из закона сохранения энергии следует, что наименьшая энергия, которую нужно затратить, чтобы разделить устойчивую систему взаимодействующих частиц на отдельные свободные частицы, равна энергии связи, которая прямо пропорциональна дефекту массы системы частиц:  $\Delta E = c^2 \Delta M$ , где  $c^2$  – коэффициент перехода от массы к энергии, численно равный квадрату скорости света в вакууме: ( $c^2 = 8,987 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2$ ).

Если энергия выражена в мегаэлектронвольтах, а масса в атомных единицах, то  $c^2 = 931,44 \text{ МэВ/а.е.м.}$

По сравнению с энергией связи нуклонов в ядре энергия связи электронной оболочки атома с ядром и соответствующий дефект массы пренебрежимо малы. Поэтому массу нейтрального атома можно принимать равной сумме масс ядра и свободных электронов, из которых образовалась электронная оболочка атома:  $M_a = M + Zm_e$ , откуда масса ядра  $M = M_a - Zm_e$ .

**Задача 1.** Найти изменение энергии, соответствующее изменению массы на 1 а.е.м.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

$$1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2 = (3 \cdot 10^8)^2 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} = 14,94 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}$$

$$\Delta E = 931 \text{ МэВ.}$$

**Задача 2.** Определить энергию связи для ядра  $\text{O}_8^{17}$ .

$$p = \frac{\Delta W}{A} = \frac{c^2 \Delta m}{A} = \frac{c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_a]}{A}$$

$$m_p = 1,007276 \text{ а.е.м.}$$

$$m_n = 1,008665 \text{ а.е.м.}$$

$$m_o = 17,00453 \text{ а.е.м.}$$

(Массы частиц или изотопов даны в соответствующих таблицах практикумов по решению задач, рекомендуемых по данному курсу)

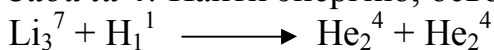
$$p = 7 \text{ МэВ}$$

**Задача 3.** Найти энергию связи изотопа лития  $\text{Li}_3^7$ .

$$m_{\text{Li}} = 7,01823 \text{ а.е.м.}$$

$$E_{\text{св.}} = 0,04215 \cdot 931 = 39,3 \text{ МэВ}$$

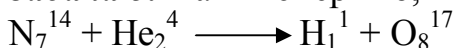
**Задача 4.** Найти энергию, освобождающуюся при ядерной реакции



$$\Delta m = (7,01823 + 1,00814) - (4,00388 + 4,00388) = 0,01861 \text{ а.е.м.}$$

$$E = 931 \cdot 0,01861 = +17,325 \text{ МэВ}$$

**Задача 5.** Найти энергию, поглощенную при реакции.



$$\Delta m = (14,00752 + 4,00388) - (1,00814 + 17,00453) =$$

$$E = \Delta m \cdot 931 = 1,18 \text{ МэВ.}$$

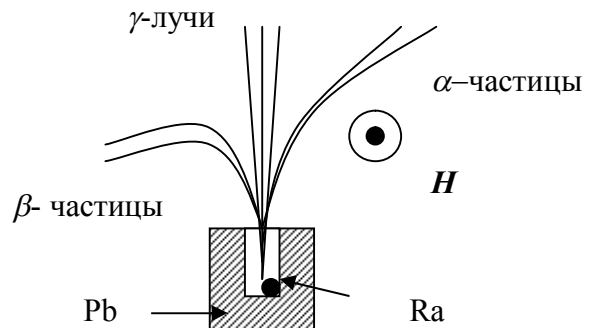
## Вопросы для самопроверки

1. Из анализа каких опытов можно получить оценку размера атомных ядер?
2. Какие факты указывают на существование в атомном ядре нейтральных частиц?
3. Перечислите основные свойства ядерных сил. Обоснуйте наличие каждого свойства данными экспериментов.
4. Как рассчитать энергию связи атомного ядра, нейтрального атома, изотопа?
5. Вспомните модели атома по Томсону, Резерфорду, Бору. В чем их недостатки?
6. Поясните основные характеристики стабильных ядер. Поясните физический смысл этих величин.
7. Зная значение радиуса и массу ядра (эмпирическая формула  $R = R_0 \sqrt[3]{A}$ , где  $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ ) оцените плотность ядерного вещества.

## РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД ЯДЕР

Радиоактивное излучение в поперечном магнитном поле разделяется на три пучка.

1.  $\alpha$  – лучи, поток ядер  $\text{He}_2^4$ .
2.  $\beta$  – лучи (электроны, позитроны).
3.  $\gamma$  – лучи (поток квантов коротковолнового э/м излучения).



На скорость радиоактивных превращений не оказывает никакого влияния изменение температуры и давления, наличие магнитных и электрических полей, вид химического соединения.

Следовательно, **радиоактивный распад** – это свойство самого атомного ядра и зависит только от его внутреннего состояния.

Для данного атомного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада  $\lambda$  за единицу времени остается постоянной.

Число актов радиоактивного распада  $dN$  за время  $dt$  определяется только количеством радиоактивных ядер в данный момент времени  $t$ .

$$dN = -\lambda N dt$$

Интегрируя, имеем

$$\ln N = -\lambda t + \ln C$$

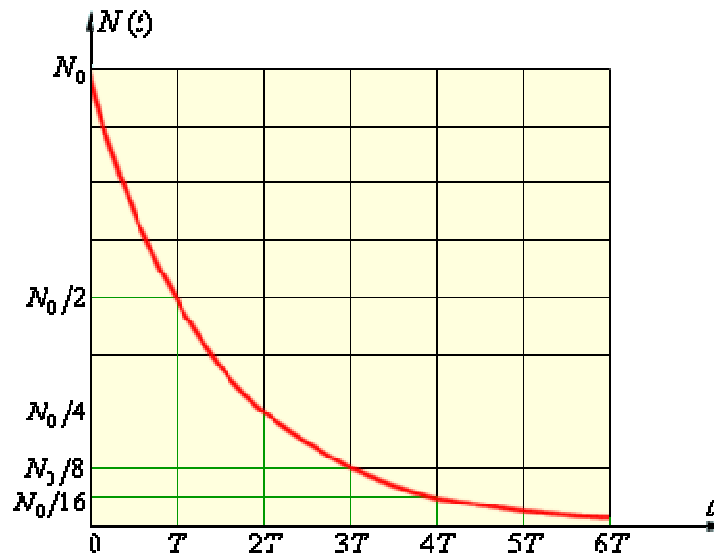
Используя начальные условия: при  $t = 0, N = N_0$  получим

$$\ln C = \ln N_0.$$

Потенцируя (т.е. нахождение величины по ее логарифму)

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}.$$

Число актов радиоактивного распада уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону.



Практически более удобным оказалось характеризовать продолжительность жизни радиоактивного изотопа периодом полураспада  $T$ .

*Периодом полураспада  $T$  называется то время, в течении которого распадается половина начального количества атомов данного радиоактивного вещества.*

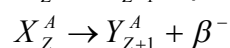
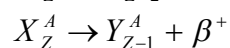
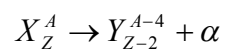
$$\frac{1}{2} = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T}$$

Откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693\tau$$

Периоды полураспада различны, например  $U^{238}_{92}$  имеет период полураспада  $4 \cdot 10^9$  лет,  $Po^{212}_{84} - 3 \cdot 10^{-7}$  сек.

Закономерность изменения заряда ядра при радиоактивном распаде называется правилом смещения и объясняется либо испусканием  $\alpha$ -частицы, либо  $\beta$ -частицы.



## Рабочая тетрадь

Основной закон радиоактивного распада: число нераспавшихся ядер в образце радиоактивного изотопа уменьшается со временем экспоненциально  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ , где  $N$  – число нераспавшихся атомов (ядер) в момент, принятый за начальный (при  $t = 0$ ),  $e$  – основание натуральных логарифмов,  $\lambda$  – постоянная радиоактивного распада.

Если промежуток времени  $\Delta t$  очень мал по сравнению с периодом полураспада  $T$ , то для определения числа распавшихся ядер служит приближенная формула  $\Delta N \approx \lambda N \Delta t$ .

Период полураспада  $T$  – промежуток времени, за который число нераспавшихся атомов (ядер) уменьшается в два раза. Период полураспада связан с постоянной распада соотношением  $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$ .

Число атомов, содержащихся в образце нуклида:  $N = \frac{m}{A} N_A$ , где  $m$  – масса образца,  $A$  – масса килограмм-атома нуклида,  $N_A$  – число Авогадро.

*Активность*  $a$ -образца измеряется числом ядер, распавшихся в единицу времени:  $a = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$ .

За единицу активности принимается Кюри.

*Кюри* – это активность препарата данного изотопа, в котором в одну секунду происходит  $3,7 \cdot 10^{10}$  актов распада. 1 милликюри =  $3,7 \cdot 10^7$  расп./сек.

Есть другая единица активности – резерфорд.

*Резерфорд* – активность препарата, в котором в одну секунду совершается  $10^6$  актов распада.

*Доза облучения* – это мера излучения, основанная на способности рентгеновских или  $\gamma$ -лучей производить ионизацию воздуха.

За единицу дозы облучения принят рентген.

*1 рентген* – это доза рентгеновского или  $\gamma$ -излучения, при которой суммарный положительный (или отрицательный) образующийся заряд  $1r = 2,58 \cdot 10^{-4}$  к/кг.  $D_{\text{обл.}} = \Delta q / \Delta m$

**Задача 1.** Сколько атомов Po (полония) распадется за 138 суток из  $10^6$  атомов?

$$\Delta N = -\lambda N_0 \Delta t \quad ; \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T}$$
$$\Delta N = \frac{0,693}{T} N_0 \Delta t = \frac{0,693}{138 \cdot 24 \cdot 3600} 10^6 \cdot 24 \cdot 3600 = 5 \cdot 10^3 \text{ атомов.}$$

**Задача 2.** Найти число распадов за 1 с. в 1 г. радия.  $T = 1590$  лет?

$$\Delta N = -\lambda N_0 \Delta t = \frac{0,693}{T} \cdot \frac{m}{\mu} N_A \cdot 1 = \frac{0,693 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{1590 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 0,226} = 3,7 \cdot 10^{10} = 1 \text{ кюри.}$$

**Задача 3.** Найти массу полония  $\text{Po}^{210}_{84}$ , активность которого равна  $D = 1$  кюри,  $T = 138$  суток?

$$D = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{\lambda N_0 \Delta t}{\Delta t} = \lambda N_0 = \frac{0,693 \cdot m \cdot N_A}{T \cdot \mu}$$

Откуда масса определится

$$m = \frac{D \cdot T \cdot \mu}{0,693 \cdot N_A} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 138 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 0,210}{0,693 \cdot 6 \cdot 10^{23}} = 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$$

**Задача 4.** Период полураспада урана 238 равен  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Определить удельную активность 1 грамма урана.

$$D = \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N = \frac{0,693}{T} N$$

$$N = \frac{m}{\mu} N_A$$

$$D = \frac{0,693 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{4,5 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 3600 \cdot 0,238} = 12300 \text{ расп/сек.}$$

**Задача 5.** Определить сколько ядер в 1,0 мг радиоактивного церия  $\text{Ce}_{58}^{144}$  распадется в течение 1 секунды, за год? Период полураспада церия  $T = 285$  суток.

А) Определим число распадов за одну секунду. Так как  $\Delta t \ll T$ , то используем уравнение

$$\Delta N = -\lambda N_0 \Delta t$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

$$\Delta N = \frac{\ln 2 \cdot m \cdot N_A \cdot 1}{T \cdot \mu} = \frac{0,693 \cdot 1 \cdot 10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{285 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 0,144} = 1,12 \cdot 10^{11} \text{ атомов.}$$

Б) Если определять число распадов за год, то  $\Delta t$  и  $T$  одного порядка и использовать формулу

$$\Delta N = -\lambda N_0 \Delta t \text{ нельзя, т.к. } N_0 \text{ непрерывно меняется.}$$

Поэтому воспользуемся интегральной формой

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

Для данного промежутка  $\Delta t$

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

Или получим

$$\Delta N = \frac{m}{\mu} N_A \left( 1 - \left( e^{\ln 2} \right)^{-\frac{t}{T}} \right) = \frac{m}{\mu} N_A \left[ 1 - 2^{-\frac{t}{T}} \right] = \frac{10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{0,144} \left[ 1 - 2^{-\frac{365}{285}} \right] = 2,5 \cdot 10^{17}$$

АТОМОВ.

$$(e^{\ln 2} = 2)$$



*Дополнение.*

При распаде могут возникать ядра, которые в свою очередь радиоактивны

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t)$$
$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)$$

(Здесь  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – постоянные распада ядер  $N_1$  и вторичных ядер  $N_2$ )

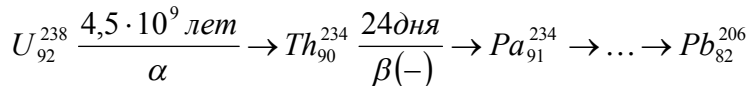
Первое слагаемое дает в точности количество возникающих ядер при первом процессе, а второе число равно числу распадов ядер вторичного вещества.

## Радиоактивные семейства. Правила смещения

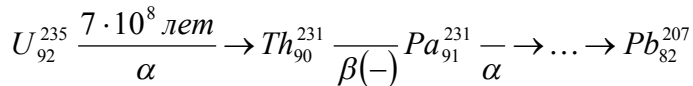
Систематическое изучение радиоактивных элементов показало, что их можно расположить в виде трех последовательных цепочек, называемых радиоактивными семействами или рядами.

Первое семейство – семейство урана.

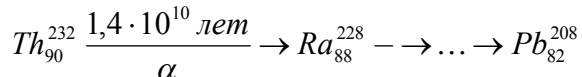
Начинается с  $\alpha$  активного изотопа  $U_{92}^{238}$  и заканчивается стабильным изотопом свинца.



Второе семейство – семейство актиноурана



Третье семейство – семейство тория



Данные ряды даны нами в сокращении.

*Напоминаем:* закономерность изменения заряда элемента называется правилом смещения и объясняется либо испусканием  $\alpha$  – частицы, либо  $\beta$  – частицы. (Напишите еще раз эти уравнения).

## Вопросы для самопроверки

1. Опишите различные типы радиоактивности. Какие частицы образуются в каждом из этих процессов?
2. Чем состоит физический смысл правила смещения для радиоактивных превращений элементов?
3. Что такое «радиоактивное семейство»?
4. Из каких частиц состоит ядро? Каковы свойства этих частиц и взаимопревращаемость?

# КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕОРИЯХ $\alpha$ -, $\beta$ -, $\gamma$ -РАСПАДОВ

## $\alpha$ – распад

В явлении распада различают два этапа:

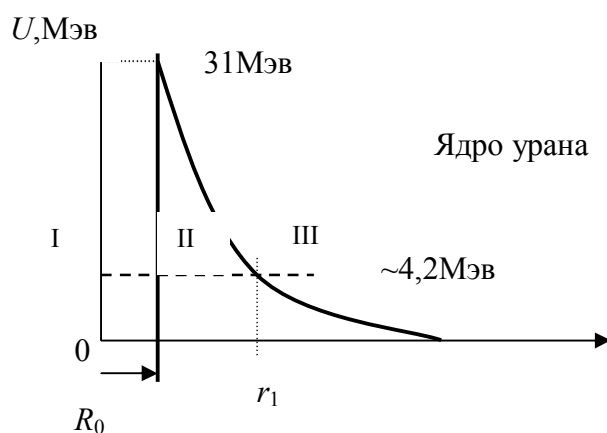
- 1) образование  $\alpha$ -частицы в ядре из нуклонов;
- 2) испускание  $\alpha$ -частицы ядром.

Относительно первого этапа распада в настоящее время практически ничего не известно. Образование  $\alpha$ -частицы из двух протонов и двух нейтронов происходит в ядре и при этом эта частица более подвержена действию сил кулоновского отталкивания чем отдельные нуклоны.

Второй этап  $\alpha$ -распада (испускание  $\alpha$ -частицы) определяет время жизни  $\alpha$ -активного ядра.

Известно, что атомное ядро с зарядом для положительно заряженных частиц окружено потенциальным барьером, высота которого для  $\alpha$  – частицы равняется (в СИ)  $U_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2Ze^2}{r}$ .

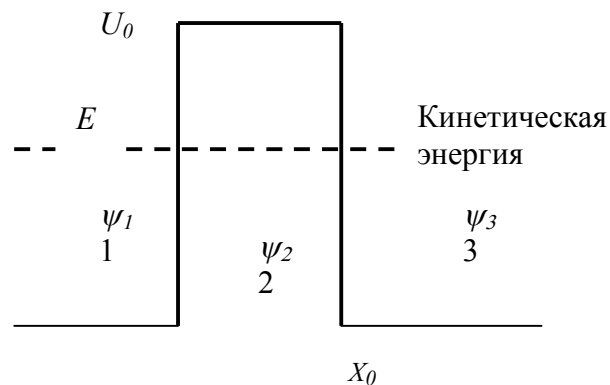
Эта высота в конкретном случае не менее 31 МэВ. Величина же кинетической энергии, с которой выбрасывается  $\alpha$  – частица из ядра урана, составляет только 4,2 МэВ.



По классическим представлениям  $\alpha$ -частица с кинетической энергией, меньшей высоты барьера, не может проникнуть из области I в область III.

Однако, согласно положениям квантовой механики, частица, находящаяся на более низком уровне, чем максимальное значение барьера, имеет вероятность просочиться сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект). Для выяснения зависимости вероятности  $\alpha$ -распада от энергии вылетающей частицы необходимо вычислить вероятность прохождения  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер, используя из квантовой механики результат задачи о прозрачности потенциального барьера.

**Пример.** Определить относительную плотность вероятности прохождения  $\alpha$  – частицы через потенциальный барьер 31 МэВ, если энергия  $\alpha$  – частицы 8 МэВ. Ширина барьера 1 Å.



Начальные условия:

$$U = 0 \text{ при } x < 0; x > x_0$$

$$U = U_0 \text{ при } 0 \leq x \leq x_0$$

$$E < U_0$$

Напоминаем, что  $|\psi|^2$  – плотность вероятности обнаружить частицу в данном месте.

Напишем уравнения Шредингера для каждой области с целью дальнейшего определения возможности появления частицы вне потенциально-го барьера, т.е. отношения плотности вероятности в области 3 к плотности вероятности в области 1.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

Здесь  $E$  – полная энергия,  $U$  – потенциальная энергия,  $(E - U)$  – кинетическая энергия.

$$1) - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E) \psi = 0, U = 0; T = E$$

$$2) - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, U > E$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (U - E) \psi = 0,$$

$$3) - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E) \psi = 0, U = 0, T = E$$

Напишем рассмотренные выше уравнения в несколько другой форме, (дифференциальные уравнения второго порядка).

$$1). x < 0, \ddot{\psi}_1 + k_1^2 \psi_1 = 0$$

$$2). 0 < x < x_0, \ddot{\psi}_2 - k_2^2 \psi_2 = 0$$

$$3). x_0 < x, \ddot{\psi}_3 + k_3^2 \psi_3 = 0,$$

$$\text{где } k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E}; k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E)}$$

Решение уравнения 2 ищем в виде:

$$\psi_2(x) = a \cdot e^{k_2 x} + b \cdot e^{-k_2 x},$$

где первое слагаемое представляет собой проходящую волну, а второе отраженную. (При  $x \rightarrow \infty$ ,  $\psi \rightarrow \infty$  (устремляется в бесконечность), но по своему физическому смыслу волновая функция  $\psi$  должна оставаться конечной при всех значениях  $x$ , поэтому  $a = 0$ ).

Следовательно,

$$\psi_2(x) = b \cdot e^{-k_2 x} = b \cdot e^{-\frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} x}$$

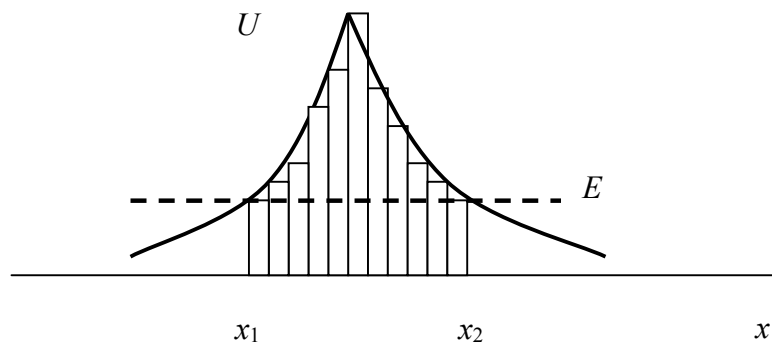
Плотность вероятности обнаружить частицу в точке  $x_0$  будет

$$|\psi(x_0)|^2 = b^2 \cdot e^{-\frac{2\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} x_0}$$

Относительную плотность вероятности обнаружить частицу в  $x_0$  ищем в виде отношения

$$\eta = \frac{|\psi(x_0)|^2}{|\psi(x=0)|^2} = \frac{b^2 \cdot e^{-2k_2 x_0}}{b^2} = e^{-\frac{2\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} x_0}.$$

Полученный результат можно обобщить на барьер произвольной формы, который можно разбить на ряд барьеров прямоугольной формы



$$\eta = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - E)} \cdot dx\right] \quad (\text{прозрачность барьера})$$

Для трехмерного случая

$$\eta = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{R_0}^r \sqrt{2m(U - E)} \cdot dr\right]$$

Вероятность  $\alpha$ -распада в секунду определяется произведением вероятности  $\eta$  – прохождения частицы через барьер на вероятность  $\alpha$  – распада при отсутствии барьера.

$$\lambda = k \cdot \eta$$

$k$  – вероятность должна учитывать возможность возникновения  $\alpha$ -частицы из нуклонов в ядре и другие параметры, характеризующие внутренние свойства ядра. (До настоящего времени не существует удовлетворительной теории, объясняющей возникновение  $\alpha$ - частицы в ядре).

(Согласно классическим представлениям множитель  $k$  истолковывается как частота соударений  $\alpha$  – частицы, обладающей скоростью движения в ядре  $\sqrt{\frac{2E}{m}}$  на расстоянии  $2R_0$  (т.е. от стенки до стенки)).

$$k = \frac{V_{\text{СКОР.}}}{2R_0} = \frac{\sqrt{\frac{2E}{m}}}{2R_0}$$

В результате имеем

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{2E}{m}}}{2R_0} \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - E)} \cdot dx \right]$$

В общем пространственном случае, характеризуемым радиус – вектором можно написать

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{2E}{m}}}{2R_0} \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_0^{R_0} \sqrt{2m \left( \frac{2Ze^2}{r} - E \right)} dr \right]$$

Частица на более высоком энергетическом уровне имеет гораздо большую вероятность пройти через барьер (экспоненциальная зависимость) и покинуть его.

Например, изменение энергии на 10% приводит к изменению вероятности  $\alpha$ – распада в  $4 \cdot 10^3$  раз, что собственно и объясняет туннельный эффект, т.е. узкий диапазон энергии, при которой происходит распад. ( Дать формулу Гейгера – Неттола.) Т.е. несмотря на огромное различие периодов полураспада – энергия выбрасываемых радиоактивных ядер ( $\alpha$  – частиц) заключена в узком интервале значений энергии.

## Закон Гейгера – Неттола

Главными характеристиками  $\alpha$  – радиоактивных ядер и испускаемых ими  $\alpha$  – частиц является период полураспада  $T$ , кинетическая энергия  $E$  и пробег  $R$ .

Период полураспада измеряют непосредственно по убыванию активности со временем.

Пробег  $\alpha$  – частиц в разных средах измеряют различными методами:

- в газообразных – с помощью камеры Вильсона;
- в жидких – с помощью пузырьковых камер;
- в твердых – с помощью фотографической эмульсии.

Применяются также комбинированные методы с использованием фильтров из тонких пленок или фольг или счетчиков.

Энергия  $\alpha$  – частиц определяется по их пробегу. В первом приближении средний пробег  $\alpha$  – частицы в воздухе связан с ее энергией степенной функцией вида

$$R(m) \approx 0,3 \cdot 10^{-2} E_{\alpha}^{\frac{3}{2}} Mэв$$

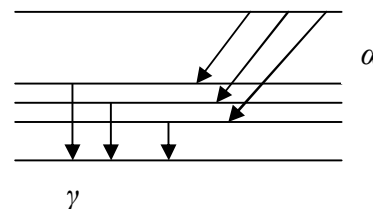
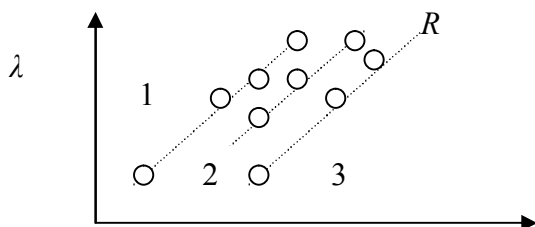
Измерение пробегов и энергии  $\alpha$  – частиц, а также периодов полураспада для различных  $\alpha$  – радиоактивных ядер привело к обнаружению следующих закономерностей и особенностей  $\alpha$  – распада.

1. (1911г.) Гейгер и Неттол установили, что для всех  $\alpha$  – радиоактивных элементов (Трех радиоактивных семейств, о которых было сказано ранее) постоянная распада  $\lambda$  и пробег  $R$  испускаемой частицы связаны соотношением

$$\lg \lambda = A \lg R + B,$$

где постоянная  $A$  одинакова для всех семейств, а  $B$  отличается одна от другой примерно на 5%.

$\alpha$ -распад сопровождается и проникающим излучением, т. е. имеем спектр излучения.



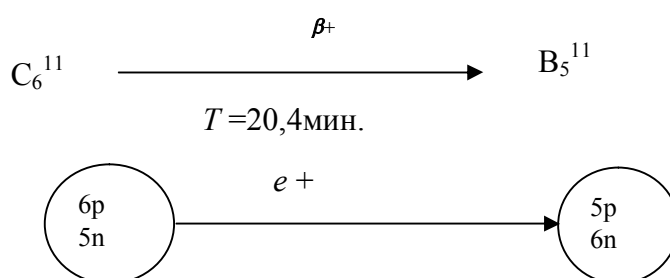
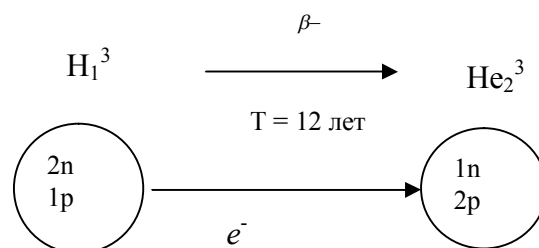
## $\beta$ -распад

Простейшие примеры  $\beta$ - распада.

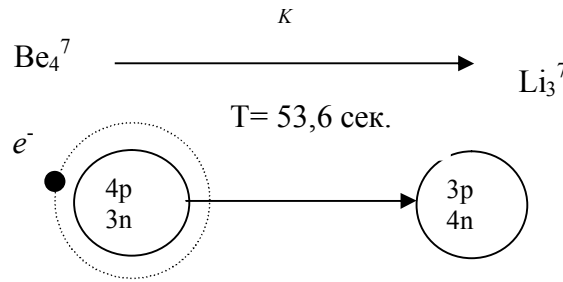
Процесс сводится к превращению нейтрона в протон в процессе распада. (Напоминаем, что ни электронов, ни позитронов в ядре нет).

Пример позитронного распада.

Это превращение условно, т.к. масса протона меньше массы нейтрона, вследствие чего позитронный распад свободного протона невозможен. Однако для протона, связанного в ядре, подобное превращение возможно, т.к. недостающая энергия восполняется ядром.



Электронный захват – это захват  $e^-$  из оболочки атома ( $K$  – захват)



$\beta$ -захват относится к слабым взаимодействиям.

Первое затруднение при объяснении – ядра состоят из нейтронов и протонов и электронов или позитронов не существует в ядре (следовательно в процессе самого распада рождается  $\beta$ -частица).

Второе затруднение. Выбрасываемый электрон имеет сплошной спектр энергии. Однако ядро, как квантовомеханическая система, должно существовать лишь в определенных энергетических состояниях. (Явное нарушение закона сохранения энергии).

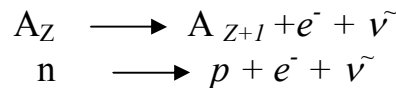
Для сохранения закона сохранения энергии Паули была предложена гипотеза нейтрино ( $m_\nu < 0,5 \cdot 10 m_e$  и зарядом равным нулю).

В этом случае наличие сплошного спектра объясняется тем, что нейтрино в принципе может унести произвольную часть энергии  $E_0$ , т.е.

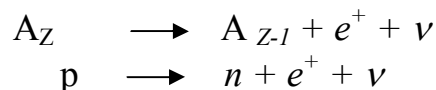
$$E_\beta + E_\nu = E_0$$

Приведем примеры реакций:

электронный распад



позитронный распад



## $\gamma$ -распад

Когда ядро находится в возбужденном состоянии, всегда существует определенная вероятность, что оно перейдет в нормальное (или основное) состояние путем испускания гамма – излучения.

Изучение  $\gamma$  – лучей дает чрезвычайно ценные сведения о возбужденном состоянии и об энергетических уровнях, характеризующих ядро.

Длина волны  $\gamma$  – лучей составляет от 1 до  $0,001 \text{ \AA}$  и волновые свойства этого излучения проявляются слабо и на передний план выступают корпускулярные свойства.

Если ядро испускает  $\gamma$ -лучи, то иногда они не могут пройти через электронную оболочку атома, т.к. взаимодействуя с  $K$ -электроном, могут заставить его вылететь из ядра. (Изобразите схематически).

Таким образом, в этом процессе, называемом внутренней конверсией, образуется фотоэлектрон и, кроме того, возникает рентгеновское излучение, когда на освободившееся место в  $K$ -слое перейдет электрон из  $L$ -слоя.

Отношение числа электронов конверсии к числу первичных  $\gamma$ -фотонов, испускаемых ядрами, называется коэффициентом внутренней конверсии. В общем случае число испускаемых электронов конверсии невелико.

## Основы геохронологии

Геохронология осуществляется на основании данных о содержании радиоактивных элементов и продуктов их распада в минералах и породах; при этом может быть принципиально использована любая пара радиоактивного долгоживущего и радиогенного устойчивого изотопа, если для первого известны скорость и тип радиоактивного распада. Для определения абсолютного возраста древних пород используются в основном 4 метода: свинцовый, аргоновый, гелиевый и стронциевый. В основе этих методов лежат следующие ядерные превращения:  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8\text{He}$ ,  $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + 7\text{He}$ ,  $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6\text{He}$ ,  $^{40}\text{K} + e \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ ,  $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr} + \beta^-$ .

Накопление продуктов радиоактивного распада в течение времени, положенное в основу определений абсолютного возраста, выражается формулой:

$$D = P(e^{\lambda t} - 1),$$

где  $D$  – число атомов нерадиоактивного вещества, возникших за время  $t$ ;  $P$  – число атомов радиоактивного элемента в настоящий момент;  $e$  – основание натуральных логарифмов;  $\lambda$  – константа распада, которая показывает, какая часть атомов радиоактивного элемента распадается за единицу времени (год, сутки, минуты и т.д.) по отношению к первоначальному количеству. Отношение  $D/P$  является функцией возраста ( $t$ ) минерала. Так:

$$\frac{D}{P} = e^{\lambda t} - 1.$$

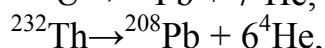
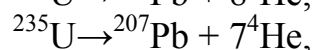
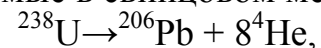
Отсюда возраст образца минерала ( $t$ ) может быть вычислен по формуле:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{D}{P} \right).$$

Истинный возраст может быть определён в том случае, если отношение  $D/P$  изменяется только от радиоактивного распада, т. е. минерал представляет собой замкнутую систему.



Рассмотрим подробнее свинцовый метод. Основные типы радиоактивного распада, используемые в свинцовом методе, следующие:



Свинцовый метод основан на исследованиях радиогенного свинца в минералах (уранините, монаците, цирконе, ортите). Он является наиболее достоверным, поскольку решение задачи о возрасте урано-ториевого минерала достигается по трем независимым уравнениям:

$$\frac{{}^{206}\text{Pb}}{{}^{238}\text{U}} = (e^{\lambda_1 t} - 1), \quad \frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{235}\text{U}} = (e^{\lambda_2 t} - 1), \quad \frac{{}^{208}\text{Pb}}{{}^{232}\text{Th}} = (e^{\lambda_3 t} - 1).$$

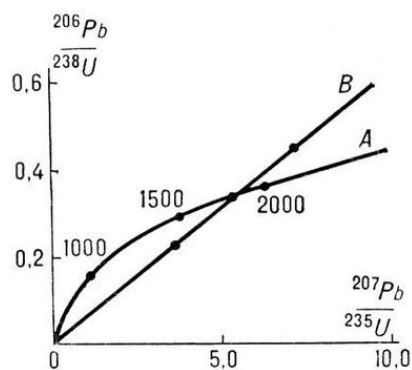
Pb, U и Th обозначают содержание в минералах изотопов свинца, урана и тория;  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  — константы распада изотопов  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{232}\text{Th}$ .

Если разделить первое уравнение на второе, то получится уравнение

$$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}} = \frac{e^{\lambda_2 t} - 1}{{}^{235}\text{U}} \frac{{}^{238}\text{U}}{e^{\lambda_1 t} - 1}.$$

Это уравнение даёт наиболее близкие к истинным значениям возраста, что связано с малой его зависимостью от возможных потерь урана и свинца минералом на протяжении его геологической жизни. Оно позволяет вычислить возраст только по одному измеренному отношению  $\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}}$ .

Однако чаще различные уравнения дают разные значения возраста одного и того же минерала. В этом случае для установления истины прибегают к построению диаграммы в координатах  ${}^{206}\text{Pb}/{}^{238}\text{U}$ :  ${}^{207}\text{Pb}/{}^{235}\text{U}$  (см. ниже). На неё наносят кривую *OA*, вычисленную теоретически для разных возрастов, и прямую *OB*, на которую ложатся результаты измерений для нескольких исследованных разновозрастных минералов. Истинным возрастом считается значение на пересечении кривой *OA* с прямой *OB*.



Может быть вычислен также возраст обычных свинцовых минералов, если известен изотопный состав Pb. Обычный свинец состоит из смеси четырёх изотопов  ${}^{204}\text{Pb}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{207}\text{Pb}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$ , из которых  ${}^{204}\text{Pb}$  не связан с радиоактивным распадом и его содержание условно принимается за единицу. Остальные изотопы порождаются и постепенно накапливаются в результате радиоактивного распада урана и тория, причём темп прироста того или иного изотопа определяется соответствующей константой распада. Поэтому свинец разных эпох имеет различный изотопный состав: свинец более древних эпох содержит пониженное количество изотопов с массами 206, 207, 208, а в свинце более молодых эпох количество их увеличено относительно  ${}^{204}\text{Pb}$ . Возраст, вычисленный по изо-

топному составу рудного свинца, принято называть модельным возрастом, поскольку он справедлив лишь для такой модели (системы), в которой отношение Pb: U: Th изменяется во времени только вследствие радиоактивного распада.

### **Вопросы для самопроверки**

1. Почему в процессе радиоактивного распада могут возникать  $\gamma$ -кванты различных энергий?
2. Обоснуйте утверждение, что  $\alpha$ -распад ядер не поддается объяснению с позиций классической физики.
3. Почему энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, образующихся при  $\alpha$ -распаде, дискретен?
4. Какие особенности  $\beta$ -распада привели к необходимости введения представления о нейтрино?
5. Какие законы сохранения характерны для ядерных реакций?
6. Каким образом из анализа элементного состава земной коры можно оценить возраст Земли?

## **ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ**

Ядерными реакциями называются превращения атомных ядер, происходящее в результате их взаимодействия с элементарными частицами или друг с другом.

$A + a \rightarrow A + a$  упругое взаимодействие.

$A + a \rightarrow A^* + a$  или  $B + v$  неупругое взаимодействие.

Реакция, при которой не изменяется состав, внутренняя энергия и другие свойства взаимодействующих ядер и частиц – называется упругим рассеянием.

Реакции сопровождающиеся лишь изменением внутреннего состояния без изменения состава ядра и ударяющих частиц, или появлением новых (сопровождаются перестройкой атомных ядер) называются неупругими. Но при этом естественно должны сохраняться :

1. Закон сохранения энергии;
2. Закон сохранения числа нуклонов;
3. Закон сохранения момента количества движения;
4. и т.д.

## Эффективное сечение ядерных реакций

Еще раз напоминаем, что процесс столкновения частицы  $a$  с ядром  $A$  характеризуется эффективным сечением  $\sigma$ .

Предположим, что параллельный пучок, в единице объема которого находится  $n$  частиц сорта  $a$ , движется со скоростью  $v_a$ .

Вероятность того, что ядро  $A$  за единицу времени, в результате взаимодействия с частицами  $a$  превратится в ядро  $B$  и при этом будет испущена частица  $b$  – пропорциональна плотности потока падающих частиц  $\omega = \sigma n v_a$ , где величина  $\sigma$  имеет размерность площади и называется полным эффективным сечением процесса,

$$\sigma = \sigma_{\text{упр.}} + \sigma_{\text{неупр.}}$$

где  $\sigma_{\text{упр.}} = \omega_{\text{упр.}} / n v_a$ ;  $\sigma_{\text{неупр.}} = \omega_{\text{неупр.}} / n v_a$ .

## Составное (промежуточное) ядро

В ядерных реакциях попадающая в ядро частица сильно взаимодействует с имеющимися в нем нуклонами. Поэтому в результате столкновения весьма вероятен захват частицы ядром. Попадающая в ядро частица, взаимодействуя с его отдельными частицами, передает им свою энергию и остается в ядре.

Энергия быстро распределяется между нуклонами. Если при этом энергии будет недостаточно, то ни один из нуклонов не вылетит из ядра.

Ядро с поглощенной частицей называется составным ядром.

В таком возбужденном состоянии ядро может находиться длительное время  $10^{-14}$  с.

Даже если энергия поглощенной частицы будет несколько больше энергии связи нуклона в ядре, то распада может не произойти, что можно объяснить из квантово-механических представлений.

Согласно квантово-механическим представлениям имеем соотношение неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar$$

В соответствии с этим соотношением ширина возбужденного уровня  $\Delta E$  в ядре определяет время жизни ядра  $\Delta t$  в данном состоянии. Небольшой ширине уровня следует большее время жизни ядра в данном энергетическом состоянии.

Принято обозначать ширину уровня для данного энергетического процесса через  $\Gamma$

$$\tau = \hbar / \Gamma \approx 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эв с} / 0,1 \text{ эв} = 10^{-14} \text{ с.}$$

Полученное значение времени значительно больше времени пролета нейтрона через область атомного ядра, которое, казалось бы, должно характеризовать длительность ядерного взаимодействия.

$$\Delta t = R_{\text{ядр.}} / v_{\text{нейтр.}} \approx 10^{-21} \text{ с.}$$

Предполагается, что ядерная реакция протекает в два этапа.

На первом этапе нейтрон проникает в ядро и захватывается им, образуя составную систему (составное, промежуточное, компаунд ядро).

Из-за сильного возбуждения энергия возбуждения быстро распределяется между нуклонами ядра, в результате чего каждый из них будет иметь энергию гораздо меньшую энергии связи и в течение длительного времени не может какой-то нуклон покинуть ядро, пока на нем снова не сконцентрируется энергия, превосходящая энергию связи.

Другой возможный способ распада составной системы – испускание  $\gamma$  – кванта также происходит сравнительно медленно.

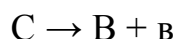
Этим и объясняется большое время жизни составной системы, причем это время настолько велико, что система как бы забывает способ его образования.

Т.о. процесс столкновения частицы  $a$  с ядром  $A$  состоит из двух этапов.

1 этап сближение частиц и образование составного ядра  $C$



2 этап заключается в распаде ядра  $C$  на две части



Т. е. весь процесс



*Еще раз о том, что необходимо иметь в виду, что понятие уровня энергии должно относиться к ядру в целом, а не к одному нуклону.*

В соответствии с общей теорией взаимодействующих частиц происходит расщепление резких уровней в зоны, полосы энергии.

Энергетические уровни ядра узки при малой энергии, они становятся все более и более широкими с ростом энергии, переходя при очень большой энергии практически в непрерывный спектр.

Составное ядро может распадаться различными путями. Вероятность распада промежуточного ядра  $\omega = 1/\tau = \Gamma/\hbar$ , где  $\Gamma$  – энергия возбуждения.

Ядро может распадаться различными путями :  $\gamma$  – излучение, испускание нейтрона, протона и др.

Поэтому вероятность распада можно представить в виде суммы парциальных вероятностей,

$$\omega = \omega_\gamma + \omega_n + \omega_p + \dots = \Gamma_\gamma/\hbar + \Gamma_n/\hbar + \Gamma_p/\hbar$$

Относительная вероятность распада составного ядра по данному каналу очевидно равна  $\eta_i = \omega_i/\omega = \Gamma_i/\Gamma$ , где  $\Gamma_i$  – парциальная ширина.

## Соотношение Брейта – Вигнера для эффективного сечения захвата нейтронов

Разделение процесса реакции на два этапа – образование промежуточного ядра и его распад позволяет проводить вычисление сечения реакции  $\sigma$  в виде  $\sigma = \sigma' \cdot \eta_i$ , где  $\sigma'$  сечение образования промежуточного ядра, а  $\eta_i$  – вероятность его распада по данному каналу.

Брейт и Вигнер предложили формулу (прикидочные теоретические расчеты опускаем) для величины эффективного сечения захвата и рассеяния нейтронов

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}},$$

где  $E_r$  – уровень энергии компаунд ядра;  $E$  – кинетическая энергия нейтрона;  $\sigma_0$  – некоторая константа.

Из формулы следует, (проведите преобразования) что при  $E \ll E_r$  эффективное сечение обратно пропорционально скорости нейтрона  $v$ ,

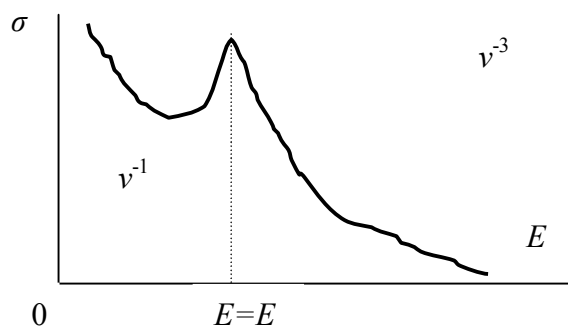
$$\sigma \approx 1/\sqrt{E} = \frac{1}{\sqrt{\frac{mv^2}{2}}} \approx \frac{1}{v}$$

Качественно это объясняется тем, что захват нейтрона тем вероятнее, чем большее время он проводит вблизи ядра, но это время как раз и обратно пропорционально скорости нейтрона.

При  $E \gg E_r$  зависимость  $\sigma$  от скорости  $v$  становится более сильной (пропорционально  $1/v^3$ ).

Важным моментом является наличие "резонанса" при совпадении энергии нейтрона с энергией одного из уровней  $E = E_r$ . Из соотношения Брейта и Вигнера следует резкое увеличение эффективного сечения.

Наличие такого резонансного поглощения медленных нейтронов имеет огромное практическое применение (рассмотрим в разделе ядерная энергетика). Кроме того, резонансные явления прекрасно подтверждают волновые свойства частиц (В случае медленных нейтронов для которых длина волны де Бройля  $\lambda = \hbar/p$  того же порядка, что и радиус ядра, что приводит к наиболее интенсивному захвату ядра).



Заметим, что проявление резонансов для заряженных частиц осложняется наличием кулоновских барьеров.

На рисунке представлена качественная картинка зависимости сечения  $\sigma$  захвата нейтрона от энергии падающего нейтрона.

## Капельная модель ядра

Ввиду незнания точного характера сил, действующих в ядре, для изучения и предсказания его свойств, пользуются моделями ядер. Модели предполагают какие-то аналогии с более разработанными представлениями, например, с жидкой каплей, электронной оболочкой ядра и т.д.

В капельной модели ядра силы, действующие в ядре, принимаются аналогичными молекулярным силам в капле жидкости.

$$\Delta E = -Aa + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \varepsilon (A/2 - Z)^2 A^{-1} \pm \delta$$

1. Энергия притяжения нуклонов, обусловленная ядерным взаимодействием, соответствует энергии молекулярного притяжения молекул жидкости в капле

$$E_{\text{яд.взаим.}} = -\alpha A,$$

где  $A$  – число нуклонов в ядре (т.е. пропорционально числу нуклонов (в случае жидкости пропорционально числу молекул)), знак – отвечает силам притяжения.

2. Нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, испытывают одностороннее притяжение ядерными силами, которое характеризуется коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$

$$E_{\text{поверхн.}} = 4\pi R^2 \sigma = 4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3} = +\beta A^{2/3},$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

Однако полной аналогии с каплей не может быть и, поэтому, в модель вводятся дополнительные факторы.

3. Поскольку в ядре имеют место заряженные частицы (протоны), то добавляется член, учитывающий кулоновское отталкивание протонов.

$$+\gamma Z^2 A^{-1/3}$$

У тяжелых ядер энергия кулоновского отталкивания становится существенной. Кулоновские силы убывают обратно пропорционально квадрату расстояния  $1/r^2$  и, следовательно, их можно отнести к силам большого радиуса действия (дальнодействующим)

Каждый протон, входящий в состав ядра взаимодействует со всеми остальными  $Z - 1$  протонами ядра. Учитывая эти взаимодействия, было получено, что энергия отталкивания пропорционально  $Z^2$  (более внимательный расчет можете провести сами).

4. Экспериментально обнаружено, что устойчивость ядер зависит не только от числа нуклонов, но и от соотношения  $Z$  (протонов) и  $N$  (нейтронов) в ядре. Энергия связи ядра наибольшая, когда число протонов и ней-

тронов равно. Этот член не вытекает также из капельной модели, а появляется из-за подчинения нуклонов принципу Паули.

5. Наконец, последний член вводится для учета различной устойчивости четно-четных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер.

$$\delta = \begin{cases} -|\delta| \\ 0 \\ -|\delta| \end{cases}, \text{ где } (-) \text{ для четно - четных ядер, } 0 \text{ для нечетных, } (+) \text{ для не-}$$

четно - нечетных ядер.

Наконец, приведем численные значения коэффициентов в этой модели,  $\alpha = 15,75$  Мэв,  $\beta = 17,8$  Мэв,  $\gamma = 0,71$  Мэв,  $\varepsilon = 94,8$  Мэв,  $|\delta| = 34 A^{-3/4}$  Мэв.

### **Вопросы для самопроверки**

1. Какое доказательство вы можете привести в обоснование существования у ядра дискретных энергетических уровней?

2. Какие представления о свойствах нуклонов ядре хорошо отражает капельная модель ядра?

3. Предложите критерии сравнения трех видов фундаментальных взаимодействий? гравитационного, электромагнитного и ядерного (сильного).

4. Какие особенности  $\beta$ -распада привели к необходимости введения представления о нейтрино?

5. Какие новые законы характерны для ядерных реакций? Поясните их.

## **ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА**

Процесс деления атомных ядер представляет собой расщепление ядра на два (реже на три) осколка, происходящее самопроизвольно или под действием бомбардирующих частиц.

В 1938 году было обнаружено, что в процессе акта деления испускается несколько нейтронов, которые сами могут быть использованы для последующих актов деления, что и открыло путь к осуществлению цепной ядерной реакции.

*Деление ядер можно получить, бомбардируя ядро тепловыми или быстрыми нейтронами.*

Известно только три изотопа, способных делиться под действием тепловых нейтронов:  $U_{92}^{233}$ ,  $U_{92}^{235}$ ,  $Pu_{94}^{239}$ .

Только  $U_{92}^{235}$  встречается в природе.  $U_{92}^{235}$  способен делиться и под действием быстрых нейтронов, но *вероятность деления больше при малых*

скоростях нейтронов. Отсюда ставится задача замедления возникающих в процессе деления урана нейтронов. В качестве замедлителей используются легкие ядра: дейтерий, углерод (графит).

При облучении урана нейтронами образуются элементы из середины периодической таблицы Менделеева. Была высказана гипотеза о неустойчивости тяжелых ядер по отношению к изменению их формы, вследствие чего возбужденное при захвате нейтрона тяжелое ядро урана может разделиться на две примерно равные части (осколки деления), между которыми распределяются нуклоны исходного ядра

$$(\text{заряд}) Z_1 + Z_2 = Z_U; (\text{массовое число}) A_1 + A_2 = A_U + I \approx A_U \quad (1)$$

При делении тяжелого ядра должна освобождаться большая энергия.

Это заключение можно сделать сравнив массы исходного ядра ( $M_U$ ) и образовавшихся ядер – осколков ( $M_1$  и  $M_2$ ).

$$Q = \{M_U - (M_1 + M_2)\}c^2 \quad (2)$$

Масса любого ядра

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m, \quad (3)$$

( $\Delta m = E_{\text{связи}} / c^2 \cdot A/A = \varepsilon A / c^2$ , где  $\varepsilon$  – удельная энергия связи).

Подставляя это выражение (3) в (2) и учитывая соотношение (1), получаем

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A (\varepsilon_{\text{средн.}} - \varepsilon),$$

где  $\varepsilon_{\text{средн.}} = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) / A$  – средняя энергия связи осколков рассчитанная на один нуклон. Так как энергия связи осколков на нуклон  $\varepsilon$  для ядер из середины периодической системы примерно на 0,8 Мэв больше  $\varepsilon$  энергии для урана, получим

$$Q = A (\varepsilon_{\text{средн.}} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ Мэв.}$$

Подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления. Этот вывод следует из того факта, что осколки разлетаются под действием больших кулоновских сил отталкивания своих положительных зарядов.

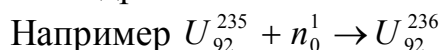
Величина кулоновской энергии двух осколков, находящихся на расстоянии  $r$

$$U = k \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{r},$$

где  $r = R_1 + R_2$ ;  $R_1$  и  $R_2$  радиусы ядер осколков ( $R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}$ ). Считая  $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ ;  $R_1 = R_2$ ; ( $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$ ), получим  $U = 200 \text{ Мэв}$ .

Таким образом, реакция деления ядер под действием нейтронов (протонов,  $\alpha$ - частиц...) протекает в два этапа.

1 этап реакции деления состоит в захвате нейтрона и образования составного ядра с массовым числом  $A + 1$ .



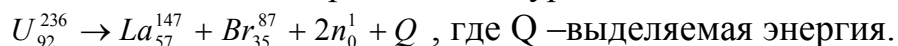


Составное ядро оказывается в возбужденном состоянии. Оно может испустить  $\gamma$  – фотон и не разделиться. В большинстве случаев (84%) поглощение нейтрона вызывает деление ядра по схеме 2 этапа



При предыдущем обсуждении мы молчаливо предполагали, что деление симметрично. В действительности при делении образуются асимметричные осколки с массами в отношении 3:2. Соответственно и энергия осколков будет различной (более легкие – большую энергию).

Наиболее типичная реакция для урана



Продукты дальнейших распадов разнообразны, сейчас их известно свыше двухсот видов.

Для информации рассмотрим распределение энергии между продуктами распада

- |  |                   |
|--|-------------------|
| 1. Кинетическая энергия осколков деления           | $\approx 165$ МэВ |
| 2. Энергия быстрых нейтронов                       | $\approx 4,9$ МэВ |
| 3. Мгновенных $\gamma$ -квантов                    | $\approx 7,8$ МэВ |
| 4. $\beta$ – частиц при распаде продуктов деления  | $\approx 9$ МэВ   |
| 5. $\gamma$ –квантов при распаде продуктов деления | $\approx 7$ МэВ   |
|  | $\approx 194$ МэВ |

$\approx 11$  МэВ составляет энергия нейтрино.

Однако вся эта энергия составляет только 0,1 % всей энергии соответствующей массы ядра.

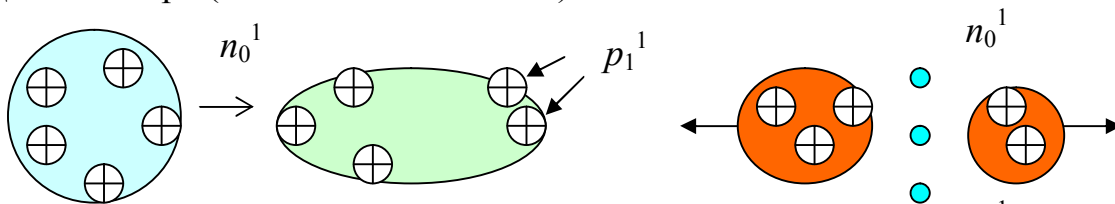
Механизм деления ядра проще всего представить исходя из ее капельной модели.

В 1934 году советский ученый Семенов создал теорию разветвления цепных реакций.

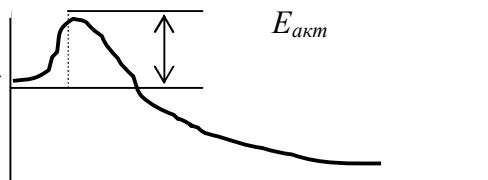
Будем считать, что до деления ядро имело сферическую форму и равномерно распределенный заряд. Если нейтроны захватываются ядром, то энергия распределяется по всему объему, в результате чего могут возникнуть колебания ядра капли. Деформация ядра может привести к смещению положительных зарядов (протоны) друг от друга. В свою очередь концентрация положительных зарядов может привести к разрывающим усилиям кулоновских сил, которые уже не могут быть скомпенсированы короткодействующими ядерными силами, в результате чего ядро разрывается на две части. Образовавшиеся два осколка будут разлетаться в разные стороны под действием сил кулоновского отталкивания.

Таким образом, атомная или ядерная энергия, возникающая при делении, обусловлена работой сил кулоновского отталкивания.

Деление ядра (по капельной модели).



Таким образом, атомная или ядерная энергия, возникающая при делении  $E$  обусловлена работой сил кулоновского отталкивания.



Можно представить энергию деформации ядра капли, как это представлено на графике.

Здесь  $E_{\text{акт}}$  – энергия активации. Если  $E < E_{\text{акт}}$ , то ядро, излучив  $\gamma$  – фотон, возвращается в исходное состояние,  $x$  – координата деформации ядра.

## Цепная ядерная реакция

Ядерная реакция деления тяжелых ядер нейтронами, в результате которой число нейтронов возрастает и поэтому может возникнуть самоподдерживающийся процесс деления, называется **цепной ядерной реакцией**.

Нейтроны, обладающие большой энергией ( $\approx 1\text{МэВ}$ ), вызывают деление ядер  $U_{92}^{238}$ , тория  $Th_{90}^{232}$ , протактиния  $Pa_{91}^{231}$  и нептуния  $Np_{93}^{237}$ . (Эффективное сечение для больших энергий невелико).

*Замечание.* Деление ядер может идти двумя способами : 1. За счет привнесения энергии извне, например захват протона, нейтрона, других частиц; 2, Прохождение осколка через барьер (спонтанное деление).

Цепная ядерная реакция является экзотермической, т.е. сопровождается выделением большой энергии.

Важнейшей характеристикой развития цепной ядерной реакции является коэффициент размножения  $k$  (в данном случае нейтронов).

Коэффициент размножения  $k$  равен отношению числа нейтронов в некотором звене реакции к числу нейтронов в предшествующем ему звене. При этом учитываются все бесполезные потери до того момента, когда эти нейтроны вызовут деление ядер.

$k > 1$  – имеем дело с самоподдерживающимся цепным процессом;

$k = 1$  – цепной процесс идет с неизменной интенсивностью, называемой критической;

$k < 1$  – система называется подкритической и в этом случае цепной процесс обрывается.

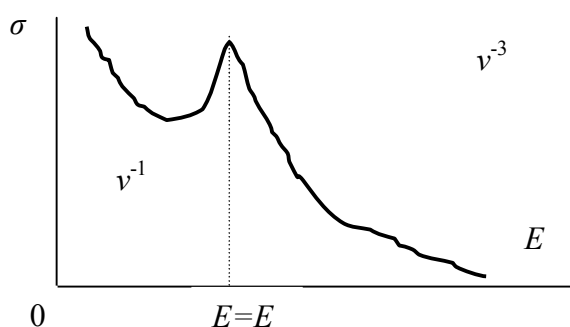
Выясним от каких факторов зависит коэффициент размножения нейтронов для системы состоящей из смеси изотопов урана и замедлителя. Коэффициент размножения такой системы можно записать  $k = k_{\infty} \omega$ , где  $k_{\infty}$  – коэффициент размножения для бесконечной среды (т.е. для реактора бесконечно больших размеров),  $\omega$  – вероятность того, что нейтрон не выйдет за пределы реактора реальных размеров.

Коэффициент  $k_{\infty}$  может быть представлен произведением четырех сомножителей

$$k_{\infty} = \nu p f \varepsilon \text{ (формула четырех сомножителей).}$$

Сомножитель  $\nu$  характеризует среднее число вторичных нейтронов, возникающих при захвате  $U_{92}^{235}$  одного теплового нейтрона, множитель  $p$  выражает вероятность избежать нейтроном резонансного захвата в процессе замедления,  $f$  – коэффициент использования тепловых нейтронов,  $\varepsilon$  – коэффициент использования быстрых нейтронов.

Эффективное сечение ядерной реакции (попадание нейтрона в ядро урана) зависит от энергии нейтрона и чем больше энергия нейтрона, тем меньше эффективное сечение. На рисунке показана зависимость эффективного сечения ( $m^2$ ) от энергии нейтрона. (Кривая построена по теории Брейта – Вигнера).



Наблюдаемые максимумы – это так называемые резонансные захваты, при которых ядро и нейтрон находятся длительное время вместе, и это составное ядро ведет себя как отдельная частица. Такое поведение по современным представлениям возможно при определенных значениях энергии, когда длина волны де – Бройля нейтрона сравнима с размерами ядра. При такой ситуации цепной процесс будет обрываться.

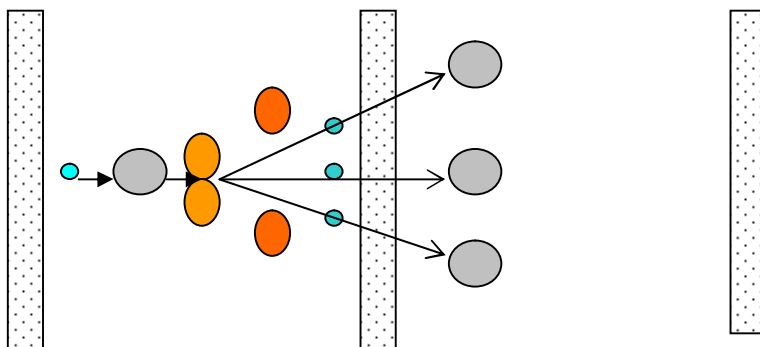
Таким образом, вторичные нейтроны, возникающие при делении ядер и обладающие высокими значениями энергии, с целью избежать резонансный захват и увеличить эффективное сечение, целесообразно замедлить до тепловых энергий.

Уран распределен в реакторе в виде отдельных блоков, пространство между которыми заполняется замедлителем. При таком расположении

большая часть быстрых нейтронов замедляется до тепловых энергий вдали от урана и, следовательно, проскакивают область резонансного захвата.

В качестве замедлителя используются графит, тяжелая вода и некоторые соединения бериллия.

Часто в качестве иллюстрации цепной ядерной реакции используют изображение, показанное ниже. (*Самостоятельно сделайте подписи к рисунку*).



## Ядерные реакторы

Устройства, в которых осуществляется управляемый процесс деления атомных ядер тяжелых элементов, называется ядерным реактором (котлом).

**Существует два типа реакторов:**

на тепловых нейтронах;

на быстрых нейтронах.

Реакторы на быстрых нейтронах служат также для воспроизводства ядерного горючего плутония  $\text{Pu}^{239}_{94}$ , так как при распаде  $\text{U}^{238}_{92} \rightarrow \dots \rightarrow \text{Pu}^{239}_{94}$ .

**Ядерные реакторы различаются по виду горючего.**

Большое процентное содержание  $\text{U}^{238}$  в природном уране делает его не пригодным для цепной ядерной реакции, поэтому используют обогащение урана, увеличивая содержание  $\text{U}^{235} > 0,71\%$ , а также  $\text{Pu}^{239}$  или тория  $\text{Th}^{232}$ . (Напишите заряды ядер).

**Ядерные реакции различают также по структуре активной зоны:**

Гетерогенные реакторы, в которых ядерное горючее и замедлитель размещены в виде отдельных блоков (неоднородная среда для нейтронов). Ядерное топливо в виде блоков стержней размещаются в котле в виде правильной решетки.

Гомогенные реакторы содержат ядерное горючее и замедлитель в смеси (однородная среда для нейтронов)- раствор солей урана в тяжелой воде.

Существуют и другие отличия.

### **Отражатели.**

Для уменьшения утечки нейтронов активная зона реакторов окружается слоем неделящегося вещества – отражателем.

Применяются для отражения те же материалы, что и замедлитель, тяжелая вода графит и др. В итоге около 90% нейтронов возвращается в активную зону.

Критические размеры реактора зависят от размножающихся свойств ядерного вещества и геометрической формы реактора. Существуют соответствующие формулы для вычисления критических параметров реактора, учитывающие среднюю длину пробега нейтронов, коэффициент размножения нейтронов и т.д.

Критические размеры реактора зависят от размножающихся свойств вещества – горючего и его геометрической формы.

Пример для реактора кубической формы

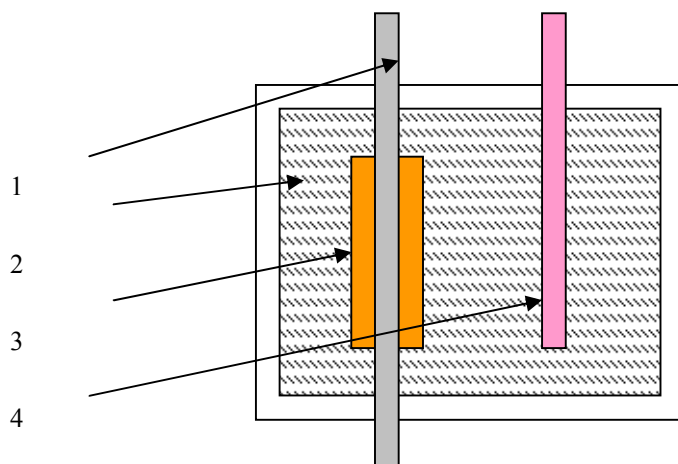
$$a = \frac{1,7\pi L}{\sqrt{k-1}}, \text{ где } a - \text{ребро куба, } L - \text{средняя длина пробега нейтрона в}$$

размножающейся среде от момента возникновения до захвата ядром,  $k$  – коэффициент размножения нейтронов. Для защиты реактора на каждый кубический метр активной зоны реактора используется не менее 40 тонн специального бетона.

## **Гетерогенный реактор**

На примере гетерогенного реактора рассмотрим конструкцию активной зоны. Главными элементами в зоне реакции являются тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ). ТВЭЛ представляет собой трубку из нержавеющей стали (1), в которой под давлением порядка 100 атмосфер протекает теплоноситель (дистиллированная вода высокой чистоты). Теплоносителем могут использовать и некоторые легкоплавкие металлы (натрий, калий, висмут и др.). На трубку надевается втулка из уранового сплава (2). (Ядерное горючее обогащают, содержание  $U_{92}^{235}$  в сплаве до 5%).

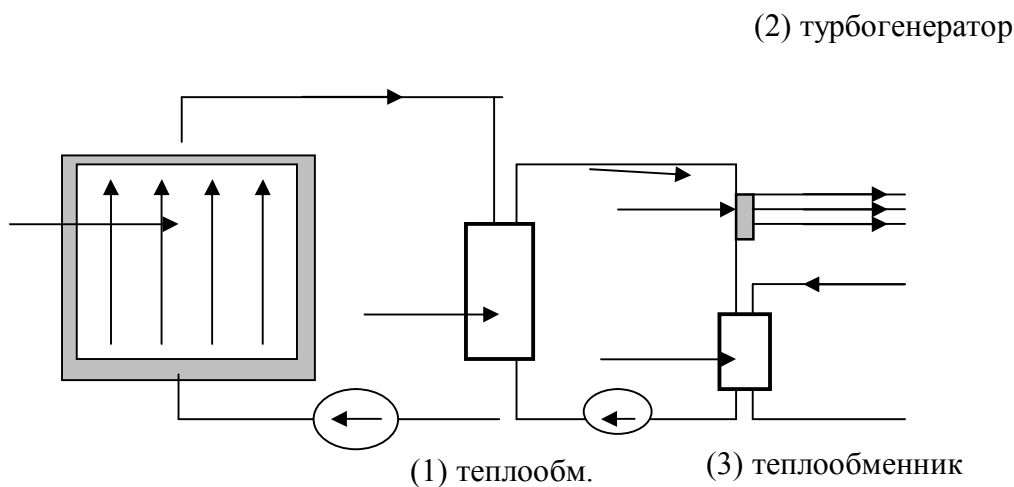
Пространство между ТВЭЛами заполнено замедлителем (3). Для управления реакцией используют стержни с большой поглощательной способностью нейтронов – карбид бора (4). Эти стержни постепенно извлекают из активной зоны по мере расходования  $U_{92}^{235}$ . Естественно все процессы автоматизированы.



Теплоноситель (вода) нагревается в реакторе до  $\sim 300^{\circ}\text{C}$ . Вода становится радиоактивной, т.к. возникают изотопы кислорода  $\text{O}^{14}_8$ ,  $\text{O}^{18}_8$  и др.

Чтобы избежать вредного воздействия радиоактивной воды на окружающее пространство, ее не выпускают из первого контура, в котором имеется теплообменник – парогенератор. Во втором контуре образуются пары воды, которые при давлении 12,5 атмосфер и температуре  $250^{\circ}\text{C}$  поступает в турбогенератор электростанции. (Рис.)

Высокая теплоемкость воды – хороший теплоноситель. Однако в смысле поглощения нейтронов и уменьшения коэффициента размножения нейтронов тяжелая вода лучше, т.к. сечение поглощения дейтерия для нейтронов мало.



*Что из себя представляет теплообменник? (Нарисуйте его). Сделайте надписи по всем элементам схемы.*

## Рабочая тетрадь

Деление ядер сопровождается выделением энергии. Удельная энергия связи в конце периодической системы уменьшается приблизительно на 1 Мэв по сравнению с ядрами средней массы. При делении ядра урана на два ядра средней массы освобождается примерно 200 Мэв.

Следует заметить, что если осколки удалились на расстояние, на котором ядерные силы перестают играть роль, а остается только кулоновское отталкивание, то в частности электростатическая энергия отталкивания ядер-осколков с зарядами  $Z_1$  и  $Z_2$  ( $U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ ) (полагаем ориентировочно  $Z_1 = Z_2 = 46$ , а расстояние между осколками в момент деления  $\sim 1,8 \cdot 10^{-14}\text{м}$ ) будет равна 165 Мэв.

**Задача 1.** Вычислить среднюю энергию нейтронов, находящихся в равновесии с атомами углерода при комнатной температуре. Какую скорость будут иметь эти нейтроны?

Решение.

$$E = \frac{3}{2} \cdot kT = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cong 6 \cdot 10^{-21} [\text{Дж}] = \frac{6 \cdot 10^{-21}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 3,75 \cdot 10^{-2} [\text{эВ}]$$

Скорость нейтронов определим

$$E = \frac{mv^2}{2}; v^2 = \frac{2E}{m} = \frac{6 \cdot 10^{-21} \cdot 2}{1,6 \cdot 10^{-27}} = 7,5 \cdot 10^6; v = 2730 \text{ м/с.}$$

$$v = 2730 \text{ м/с}$$

**Задача 2.**

1. Определить энергию, выделяющуюся при распаде 1 кг урана (каждый акт деления освобождает 200 МэВ).

2. Сколько нефти потребуется для выделения такой энергии? ( $c_{\text{нефти}} = 10^4$  ккал/кг, 1 ккал = 4,19 Дж).

3. Какова мощность энергетической установки, если расход ядерного горючего 192 кг за год ( $\eta = 20\%$ ).

4. Сколько ядерного горючего требуется вместо 30 килотонн обычного горючего теплотворная способность которого 1 ккал/кг?

Решение.

$$1. \quad E = \frac{m}{\mu} \cdot N_A \cdot 200 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} = 8,2 \cdot 10^{10} \text{ кДж.}$$

$$(\mu = 235)(N_A = 6 \cdot 10^{26} \text{ 1/моль})$$

$$2. \quad m_{\text{сн}} = E = 8,2 \cdot 10^{10} \text{ кДж}; m = \frac{8,2 \cdot 10^{10}}{10 \cdot 10^3 \cdot 4,19} = 2 \cdot 10^6 \text{ кг}$$

3. 20 % составят от общей массы (192 кг) – 38,5 кг, которая при делении выделит энергию:

$$E = \frac{38,5}{\mu} \cdot N_A \cdot 200 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = \frac{38,5}{235} \cdot 6 \cdot 10^{26} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,14 \cdot 10^{15} \text{ Дж.}$$

Электрическая мощность – это энергия за единицу времени (сек.)

$$P = \frac{E}{t} = \frac{3,14 \cdot 10^{15}}{365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} \approx 1 \cdot 10^8 \text{ Вт} = 100 \text{ МВт}$$

4. Энергия, выделяемая 30 килотоннами, будет (1 ккал. = 4,19 Дж)

$$E = m \cdot c = 30 \cdot 10^6 \cdot 10^3 \cdot 4,19 = 1,26 \cdot 10^{14} \text{ Дж.}$$

Определим массу ядерного топлива, эквивалентного по энергетическим данным

$$\frac{m}{\mu} N_A \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = E$$

$$m = \frac{1,26 \cdot 10^{14} \cdot 235}{200 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 6 \cdot 10^{26}} = 1,47 \approx 1,5 \text{ кг}$$

### Задача 3.

Подсчитать, сколько актов распада в секунду требуется для получения мощности 50 кВт, если каждое деление освобождает 200 Мэв. ( $1\text{эв} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  дж).

Решение.

Энергия одного распада составляет в дж

$$E = 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ дж} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ дж}$$

( $1\text{вт} = 1\text{дж/с}$ )

$$n = 50 \cdot 10^3 / 3,2 \cdot 10^{-11} = 1,5 \cdot 10^{15} [1/\text{с}]$$

### Задача 4.

Подсчитать число граммов  $U^{235}$ , потребляемого в течение одного дня в реакторе с уровнем энергии 50 кВт.

Решение.

Используя предыдущий результат (Зад. 3), что за секунду происходит  $1,5 \cdot 10^{15}$  расщеплений в секунду, определим сколько актов расщеплений будет за сутки

$$N = 24 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 1,5 \cdot 10^{15} \approx 1,3 \cdot 10^{20} \text{ атомов.}$$

Следовательно, расход  $U^{235}$  в день будет составлять

$$M = 1 \text{ а.е.м.} \cdot \mu \cdot N = 1,66 \cdot 10^{-27} (\text{кг}) \cdot 235 \cdot 1,3 \cdot 10^{20} = 50 \cdot 10^{-6} \text{ кг} = 0,05 \text{ грамм/день}$$

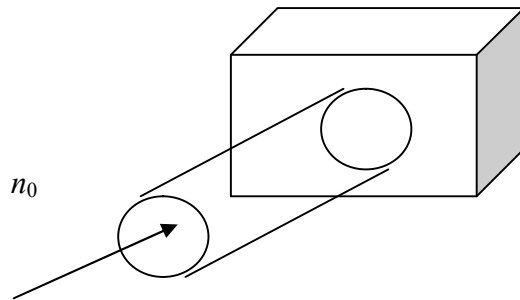
### Задача 5. (Эффективное сечение).

Пучок  $\alpha$ - частиц проходит через  $1 \text{ см}^3 \text{ N}_2$  при давлении 76 мм рт. столба и температуре  $0^\circ \text{C}$ . Рассчитать эффективное сечение реакции, если на каждые  $10^6$  падающих частиц приходится одно ядерное превращение. ( $1 \text{ см}^3$  азота содержит  $10^{18}$  атомов).

Решение.

Опыты Резерфорда показали, что из  $10^5$  излучаемых  $\alpha$ - частиц приблизительно только одна вызывает ядерное превращение, что говорит о крайне малой вероятности этого события.

Очевидно, нужно найти способ выражения вероятности данной реакции, для этого представим себе однородный пучок частиц, падающих на мишень.





Определяется эффективное сечение отношением

$$\sigma = \frac{N}{n_i n_0},$$

где  $N$  – число превращений в 1 с на  $1 \text{ см}^2$ ;  $n_i$  – число ядер, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$  площади мишени;  $n_0$  – число частиц, бомбардирующих мишень, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$  площади мишени в 1 с.

$\sigma$  – величина, называемая эффективным сечением, выражающая вероятность данной реакции.

1. Проверьте правильность определения числа атомов в единице объема ( $1 \text{ см}^3$ ).

2. Если мы вообразим ядра, содержащиеся в  $1 \text{ см}^3$ , то получим, что на  $1 \text{ см}^2$  расположено  $10^{18}$  атомов. Эффективное сечение будет иметь величину

$$\sigma = \frac{1}{10^6 \cdot 10^{18}} = 10^{-24} \text{ см}^2$$

Существует единица эффективного сечения (барн)-  $1 \text{ барн} = 10^{-26} \text{ м}^2$ .

### **Вопросы для самопроверки**

1. Объясните механизм цепной реакции, значение критической массы.
2. Какие законы применяются при решении «ядерные реакции» (поясните их).
3. В каких единицах измеряется масса и энергия микрочастиц? Что такое атомная единица массы?
4. В чем состоит искусственная радиоактивность? Кто и когда ее открыл? Как в настоящее время получают радиоактивные изотопы?
5. Для каких целей в настоящее время применяют радиоактивные изотопы?
6. Кем и когда открыто деление ядра?
7. Что такое цепная ядерная реакция? Что такое критический объем как одно из условий цепной реакции? Для чего служат замедлители? Какие вещества применяются для замедления нейтронов?
8. Какие затруднения возникают при использовании ядерного горючего?

## **ЯДРО И ЕГО ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

### **Спин ядра**

Кроме электрического заряда и массы каждое атомное ядро в данном стационарном состоянии обладает также и определенным моментом количества движения  $I$ , которое называется спином ядра.

Существование спина у ядер было обнаружено при исследовании оптических спектральных линий (анализ излучения).

По современным данным полный момент количества движения ядра, состоящего из  $A$  нуклонов, равен векторной сумме спиновых и орбитальных моментов этих нуклонов.

Если взаимодействие между спиновым и орбитальным взаимодействием частиц (электронов в атоме или нуклонов в ядре) слабее, чем взаимодействие между спинами (отсутствует спин-орбитальная связь), то орбитальные моменты частиц  $\vec{l}_r$  складываются в полный орбитальный момент системы, а спиновые моменты  $\vec{s}_r$  частиц в полный спиновый момент системы

$$\vec{L} = \sum_k \vec{l}_k ; \quad \vec{S} = \sum_k \vec{s}_k$$

И тогда полный момент системы

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

Такая связь осуществляется для электронов в легких атомах и в случае, когда между нуклонами действуют центральные силы.

Такой тип взаимодействия называется  $L$ - $S$  связью. Однако ядерные силы не являются центральными и взаимодействие зависит от взаимного направления спина и орбитального момента нуклонов, т.е. от скалярного произведения  $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ .

В атомных ядрах для каждого нуклона спиновый момент нуклона векторно складывается с его орбитальным моментом в вектор полного момента

$$\vec{j}_k = \vec{l}_k + \vec{s}_k$$

Полный механический момент  $\vec{I}$  (спин) ядра равен векторной сумме полных механических моментов  $\vec{j}_k$ , входящих в состав ядра нуклонов

$$\vec{I} = \sum_k \vec{j}_k$$

Этот тип взаимодействия называется  $j - j$  связью. Из опытных данных установлено, что в ядрах преобладают именно эта связь.

Если бы полные моменты  $\vec{j}_k$  всех нуклонов, образующих ядро, были направлены в одну сторону, то суммарная величина механического момента  $I$  ядра была бы не менее  $A/2$ .

Например, для урана 238 величина  $I$  была бы примерно равна 116, а фактически для урана имеем  $I = 5/2$ . Это указывает на то, что у большинства пар нуклонов полные механические моменты направлены противоположно и взаимно компенсируются.

Полный момент отдельного нуклона является полуцелым в единицах  $\hbar$ . Поэтому для ядра с четным числом нуклонов ядерный спин  $I$  в единицах  $\hbar$  будет некоторым целым числом, а для ядер с нечетным  $A$  – полуцелым числом.

Эксперименты подтверждают этот вывод.

Установлено, что все четно-четные ядра имеют нулевые спины (нет ни одного исключения).

Стабильные четно-нечетные ядра и ядра нечетно-нечетные имеют целые спины рассмотрим систему, состоящую из двух нуклонов (протона и нейтрона (дейтрон)), и выясним какие квантовые числа характеризуют данное состояние.

Принимая во внимание, что спин нуклонов равен  $1/2$ , следует, что спиновое квантовое число  $s$  системы протон-нейтрон равен либо 0 либо 1.

Известно, что величина  $2s + 1$  называется мультиплетом данного спинового состояния.

Состояние  $s = 0$  называется синглетным,  $s = 1/2$  называется дублетным,  $s = 1$  называется триплетным.

Система из двух нуклонов может находиться только в синглетном или триплетном спиновом состоянии.

Дейтрон – ядро тяжелого водорода  $H_1^2$ . Эксперименты показали, что по значениям спина, магнитного и электрического моментов основное состояние – триплетное. (описывается симметричной волновой функцией и подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна (бозоны)).

## Магнитный момент ядра

Наряду с собственными механическими моментами (спинами) атомные ядра и нуклоны обладают также и собственными магнитными моментами.

Так протон обладает магнитным моментом  $\mu_p = + 2,8 \mu_0$ , а магнитный момент нейтрона  $\mu_n = - 1,9 \mu_0$ , где  $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c}$  – ядерный магнетон – единица магнитного момента.

Ядерные магнитные моменты малы и их определение является трудной экспериментальной задачей.

Магнитный момент ядра считается положительным, если он направлен параллельно спину и отрицателен – при антипараллельном расположении.

Магнитные моменты ядра обусловлены двумя причинами:

- 1) спиновыми магнитными моментами протонов и нейтронов, входящих в состав ядра;
- 2) орбитальным движением протонов в ядре.

Орбитальное движение нейтрона, не имеющего электрического заряда, не вызывает каких – либо магнитных эффектов.

Напомним, что орбитальное движение заряженных частиц эквивалентно круговому электрическому току, а с круговыми токами связано появление магнитного поля, эквивалентного полю диполя с моментом

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2M_p c} \vec{l}$$

Таким образом, наличие у ядра (частицы) механического момента приводит к появлению и магнитного момента.

Напомним, что между спиновым магнитным моментом  $\mu$  нуклона, измеренного в ядерных магнетонах, и его спином  $s$ , измеренным в единицах  $\hbar$ , существует соотношение  $\mu_s = g_s s$ , где  $g_s$  называется гиромагнитным отношением.

То же самое имеем и для орбитальных моментов

$$\mu_l = g_l l,$$

где  $l$  и  $s$  – орбитальное и спиновое квантовые число.

Магнитный момент ядра  $\mu_{\text{ядр}}$  взаимодействует с магнитным полем электрона  $H_{\text{эл}}$ . В результате этого взаимодействия электрон получает дополнительную энергию. Но ввиду того, что магнитный момент ядра  $\mu_{\text{ядр}}$  принимает только дозволённые значения (квантовые) по отношению к магнитному полю электрона, то и энергия взаимодействия имеет дискретные значения. (Это и приводит к появлению сверхтонкой структуры спектральных линий).

Измеряя изменение энергии взаимодействия, можно определить дипольный магнитный момент ядра.

Наиболее точно магнитный момент многих ядер был определен радиоспектроскопическими методами. Радиоспектроскопический метод основан на том, что магнитные моменты ядер во внешнем магнитном поле изменяют свою ориентацию под влиянием коротких электромагнитных волн (собственно диапазон радиоволн).

Рассмотрим, например, атом в  $s$  – состоянии (основном), в котором магнитный момент (и спин) его оболочки равен 0. Следовательно в таком атоме его полный магнитный момент совпадает с ядерным магнитным моментом  $\mu_{\text{ядр}}$ .

Во внешнем магнитном поле атом обладает добавочной энергией, совершая Ларморову прецессию вокруг направления внешнего магнитного поля (вспомните явление диамагнетизма, нарисуйте эту модель). Если частота проходящих радиоволн совпадает с Ларморовой частотой прецессии ядра, то радиоволны поглощаются, и энергия кванта идет на изменение ориентации атома (ядра) во внешнем поле. Определяя частоту радиоволн и зная напряженность внешнего магнитного поля, вычисляют значение магнитного момента ядра. (Более подробно рассмотрение Ларморовой прецессии будет проведено в электронной теории вещества).

В итоге экспериментально было установлено, что механические и магнитные моменты четно-четных ядер равны нулю. Для ядер четно-нечетных и нечетно-четных магнитные моменты отличны от нуля. Как и в случае с механическими моментами (спинами), магнитные моменты в последних ядрах обусловлены наличием (движением) избыточного протона, или избыточного нейтрона. (Модель Шмидта).

## Электрический дипольный и квадрупольный моменты ядра

Ядра атомов не обладают дипольным электрическим моментом в основном состоянии (следствие инвариантности ядерных сил). Многие ядра, однако, *обладают большим электрическим квадрупольным* моментом, характеризующем отклонение распределения заряда в ядре от сферически симметричного.

Если бы ядро было сферически симметричным, то вне ядра электростатическое поле было таким же, как поле точечного заряда  $Ze$ , расположенного в центре ядра.

Опыт же показывает, что поле некоторых ядер отличается от поля точечного заряда. Это связано с тем, что ядро имеет форму вытянутого (или сплюснутого эллипсоида) или более сложную.

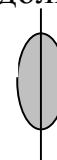
*Величина, характеризующая отклонение поля ядра от сферически симметричного (следовательно, отклонение формы ядра от сферической) служит электрический квадрупольный момент.*

Распределение заряда в ядре приближенно представляют в виде эллипсоида вращения. Квадрупольный момент ядра:

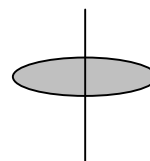
$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(b^2 - a^2) (*),$$

где  $b$  и  $a$  – полуоси эллипсоида.

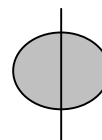
Для ядра вытянутого вдоль направления спина (вдоль выделенного направления  $z$ , соответствующего полуоси  $b$ ,  $Q_0 > 0$ ;



для ядра сплюсненного в этом направлении  $Q_0 < 0$ ;



для сферического распределения заряда в ядре  $Q_0 = 0$ ; это имеет место при спине ядра равном 0 или 1 (в единицах  $\hbar$ ).



Для получения выражения для квадрупольного момента начало системы координат помещают в центр масс системы, а ось  $z$  совмещают с направлением вектора момента количества системы (осевая симметрия).

Затем находим потенциал в удаленной точке  $A$  от элемента

$$dV_i \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r_i)dV}{R}$$

Проведя соответствующие преобразования было получено

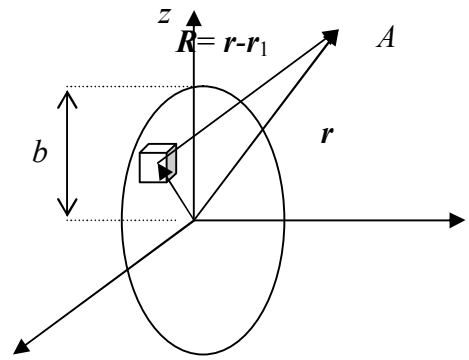
$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Ze}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{q_0}{2r^3} + \dots \right\},$$

где  $Ze = \int \rho(r_i)dV_i$  – заряд системы,

$d = \int_V \rho(r_i)z_i dV_i$  – электрический дипольный момент,

$q_0 = \int_V \rho(r_i)(3(z_i)^2 - (r_i)^2)dV$  – электрический квадрупольный момент или

момент второго порядка системы зарядов, преобразовав которой и получаем начальное соотношение (\*).



## МОДЕЛИ ЯДЕР

### Модель Ферми-газа

Рассматривает ядро как газ, состоящий из невзаимодействующих нуклонов. Нуклоны движутся в поле некоторого сферического потенциала, подобранного так, чтобы энергия (фермиевская) для наиболее высоко лежащих нуклонов имела значение величины энергии связи. (Аналогично модели свободных электронов в теории металлов).

Потенциальная яма заполняется в отдельности нуклонами каждого типа (протонами и нейтронами). В каждую ячейку фазового пространства  $(2\pi \hbar)^3$  можно поместить две частицы данного типа с противоположными спинами.

Фермиевская энергия определяется выражением  $E_F = \frac{p_F^2}{2M}$ ,

где  $p_F$  – граничный импульс, ниже которого все состояния заполнены.

Для сферической ямы радиуса  $1,2 A^{1/3} 10^{-5}$  м, заполненной нуклонами, получено выражение

$$E_F = 54 \left( \frac{n}{A} \right)^{2/3}, \text{ где величина } n \text{ равна } Z \text{ для протонов и } N = A - Z \text{ для ней-}$$

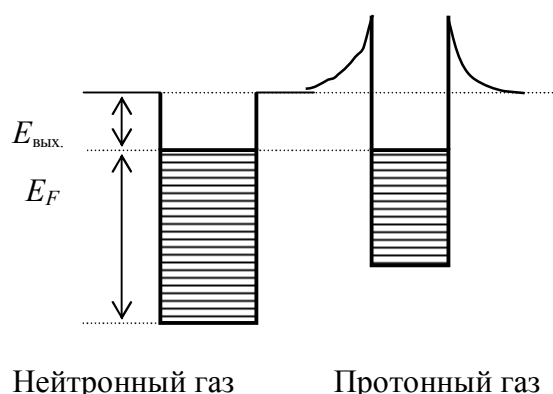
тронов.

Глубина ямы выбрана так, чтобы для наиболее высоко лежащего нейтронного состояния получалось наблюдаемое значение энергии связи (около 8 МэВ).

Если ядро достаточно тяжелое, то число нейтронов  $N$  значительно больше  $Z$ . Поэтому ямы для нейтронного и протонного газов должны отличаться, т. к. для стабильности ядра в целом энергии наивысшего протонного и наивысшего нейтронного состояния должны быть равны. Так как значение энергии Ферми в предложенном соотношении зависит от  $n^{2/3}$ , то оно будет значительно больше для нейтронов, чем для протонов, число которых меньше.

Это можно объяснить и с общих представлений, т.к. на нейтрон действуют только специфические ядерные силы, в то время как для протонов добавляются и кулоновские силы отталкивания.

Рассматриваемая система микрочастиц, подчиняющаяся принципу Паули и полностью заполняющая все низшие энергетические уровни называется вырожденным Ферми-газом.



В вырожденном Ферми-газе, несмотря на сильное ядерное взаимодействие между нуклонами, столкновения нуклонов запрещены, и они ведут себя так, как если бы взаимодействия между ними были слабые. (Т. е. вырожденный Ферми-газ напоминает в этом отношении разреженный газ с редкими столкновениями частиц).

Если ядро как целое приведено в возбужденное состояние, то оно занимает более высокий энергетический уровень. Энергетические уровни атома как целого не совпадают с энергетическими уровнями для отдельных нуклонов в потенциальной яме ядра.

Кратко дадим сведения о характере возбужденного состояния ядра:

1. Энергия возбужденного атома принимает ряд квантованных значений, которым соответствуют определенные уровни возбуждения. (Самые легкие ядра ( $A \leq 4$ ) не образуют возбужденных состояний, а имеют только одно значение собственной энергии).

2. Ядро в возбужденном состоянии существует лишь некоторое время по истечении которого ядро или распадается с выбрасыванием частиц, или с испусканием  $\gamma$ -квантов.

3. Продолжительность пребывания ядра в возбужденном состоянии определяется соотношением (рассматривалось ранее)  $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$ , где  $\Gamma$  — ширина энергетического уровня, а  $\tau$  время жизни ядра в возбужденном

состоянии. Следовательно, чем меньше время жизни ядра в возбужденном состоянии, тем больше ширина энергетического уровня.

Однако целый ряд свойств ядра не может быть объяснено этой моделью (моделью Ферми – газа) (например, оболочечные эффекты ..).

## Модель ядерных оболочек

Многие свойства ядер изменяются довольно плавно, но при внимательном рассмотрении обнаруживаются скачкообразные их изменения. Например, при определенных значениях и эти нерегулярности становятся наиболее заметными при значениях чисел (количество нейтронов или протонов) 2,8,20,28,50,82,126 и 152 (эти числа называются "магическими").

Эти числа в атомной физике имеют фактически такой же смысл, как и в атомной физике числа 2,8,18,32..выражающие число электронов, образующих замкнутые электронные оболочки в атомах.

Атомные ядра, в которых число протонов или число нейтронов совпадает с одним из таких магических чисел, называются "магическими ядрами".

Существуют дважды магические ядра;  $He_2^4(2p,2n)$ ,  $O_8^{16}(8p,8n)$ , у которых число протонов и число нейтронов одновременно выражаются магическими числами.

1. Магические ядра обладают повышенной устойчивостью.
2. Ядра с магическим значением или имеют большее число стабильных изотопов.
3. Магические ядра имеют большую распространенность в природе по сравнению с ядрами соседних элементов по таблице Менделеева.
4. Сечение захвата для магических ядер уменьшается по сравнению с соседними элементами иногда на один – два порядка.
5. Избыточный нуклон слабо связан с ядром.

Все это говорит о том, что можно предположить о наличии оболочек в ядре (что противоречит представлениям о ядре как о жидкой капле).

Возбужденные состояния ядра можно описывать с помощью модели капли, основное же состояние с помощью оболочечной модели

Модель ядерных оболочек тесно связана с квантовомеханическими представлениями и описанием электронных оболочек атома.

*Вспомните, что для описания состояния электрона применяют квантовые числа (поясните их):*

1. главное квантовое число;
2. орбитальное квантовое число;
3. магнитное квантовое число;
4. спиновое квантовое число.



Совокупность электронов обладающих одинаковым главным квантовым числом  $n$ , а значит и одинаковой энергией, образует электронный слой или оболочку.

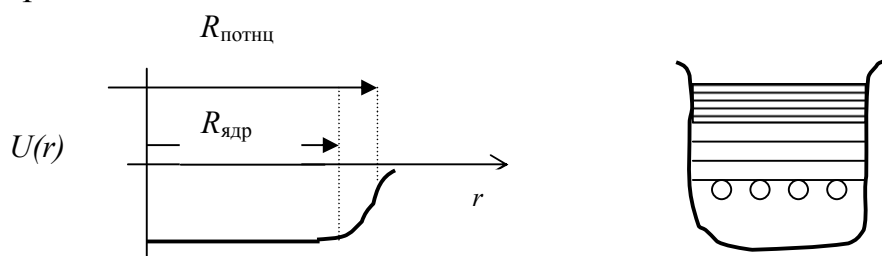
**В атомных ядрах для образования замкнутых оболочек нуклонов необходимо, чтобы они подчинялись статистике Ферми – Дирака (нуклоны являются фермионами, т.е. частицами с полуцелым спином, поэтому нуклоны подчиняются данной статистике и соответственно принципу Паули).**

Движение каждого нуклона должно характеризоваться орбитальным квантовым числом. При наличии сферической симметрии потенциала и при значениях средней длины свободного пробега нуклонов, сравнимой с диаметром ядра, можно говорить об орбитальном движении нуклона в ядре. Следовательно, каждый нуклон обладает определенным орбитальным моментом количества движения  $l$ .

Для объяснения наличия магических чисел было предложено, что все уровни, которым соответствуют квантовые числа  $l \neq 0$ , испытывают расщепление на два подуровня из-за наличия спин – орбитального взаимодействия, т.е. из-за наличия зависимости ядерного взаимодействия от взаимной ориентации спина и орбитального движения нуклонов.

В оболочечной модели предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в некотором среднем потенциальном поле (потенциальной яме), создаваемом движением всех нуклонов ядра (самосогласованном поле).

Потенциал зависит от расстояния до центра ядра. В модели потенциал не вычисляется, а подбирается так, чтобы добиться наилучшего согласия результатов расчета с опытными данными. Приблизительно форма этого потенциала повторяет распределение плотности числа нуклонов и быстро спадает на поверхности ядра. Радиус потенциала несколько больше радиуса ядра.



Нуклоны в поле с таким потенциалом находятся на определенных уровнях энергии, В основном состоянии они заполняют нижние уровни, причем в соответствии с принципом Паули в одном состоянии может находиться не более одного протона и одного нейтрона.

На рисунке представлена более подробная картина уровней энергии нуклона в потенциальной яме оболочечной модели.

Для уровней использованы обычные спектроскопические обозначения: первая цифра – номер уровня с данным орбитальным квантовым числом  $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$  с соответствующим обозначением буквами  $s, p, d, f, g, h, i$ , а нижний индекс у буквы полный момент  $j$  нуклона, равный сумме орбитального и спинового моментов. На каждом уровне могут находиться по  $(2j + 1)$  нуклонов каждого типа – протонов и нейтронов. При определении положения уровней учтено спин – орбитальное взаимодействие, которое в ядрах велико. В результате уровень энергии с данным значением орбитального квантового числа расщепляется на два подуровня и для высших уровней нижний из них, как правило, оказывается в другой группе близких уровней. Группы близких уровней и образуют оболочку.

### Оболочечная (коллективная) модель ядра

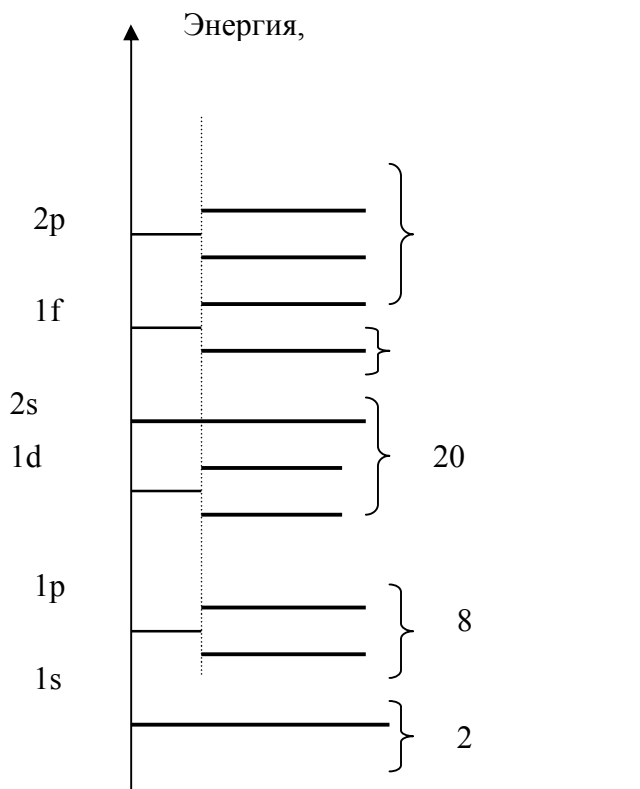
Модель ядерных оболочек с сильной спин-орбитальной связью объясняет опытные данные относящиеся к основному и слабо возбужденному состоянию.

Однако модель ядерных оболочек оказалась в затруднении объяснить большую деформируемость ядер, наличие которой вытекало из анализа энергии первых возбужденных уровней четно – четных ядер. Кроме того вопросы динамики деления ядер также не находят объяснения в рамках модели оболочек.

Для объяснения этих явлений и была создана обобщенная (коллективная) модель ядра, которая соединяет в себе достоинства оболочечной модели и модели жидкой капли.

Основные положения обобщенной модели сводятся к следующим положениям. Как и в случае модели оболочек здесь нуклоны в ядре движутся в некотором самосогласованном поле, почти не зависящем от положения каждого нуклона, образуя замкнутые нейтронные и протонные оболочки.

Самосогласованное поле резко меняется у поверхности. Ядро по этой модели состоит из внутренней более устойчивой области – "ядерного остова", образованно-



го нуклонами, входящих в состав замкнутых оболочек, и внешних нуклонов которые движутся в поле этого остова. Остов ядра, образованный заполненными оболочками, имеет сферическую форму. Внешние нуклоны, не входящие в состав замкнутых оболочек, могут создавать у поверхности ядра неоднородности (флуктуации) потенциала самосогласованного поля, что приводит к несферическому характеру поля. Движение внешних нуклонов вызывают деформацию "остова ядра", т.е. оболочечной структуры и сферически симметричная поверхность ядра превращается в эллипсоидальную. В свою очередь деформированный "остов ядра" еще более усиливает отклонение поля от сферической структуры. Величина деформации поверхности зависит от числа внешних деформирующих нуклонов и от их квантовых состояний.

Деформация ядерной поверхности является коллективной формой движения нуклонов, и она может приводить к колебаниям вытянутости ядра или к появлению различных вращений.

Деформация поверхности ядра возникает сравнительно легко, т.к. в атомном ядре нет центрального тела, действие которого стабилизировало бы систему нуклонов ядра.

Таким образом, в рассматриваемой модели движение отдельных нуклонов рассматривается с учетом выводов модели ядерных оболочек, а коллективная форма движения рассчитывается с учетом выводов модели жидкой капли.

## **Оптическая модель ядра**

Нуклоны, образующие тяжелое ядро, можно подразделить на две группы, одна из которых образует внутренние замкнутые слои и, следовательно, расположены достаточно далеко от границ Ферми. Другая группа образует внешние нуклоны, расположенные вблизи границы Ферми.

Внутренние нуклоны (первая группа) не могут получить энергию от внешнего нуклона, пролетающего через ядро, т.к. его энергии недостаточно для того, чтобы перевести эти нуклоны на более высокие незанятые уровни. Поэтому существует большая вероятность того, что нуклон пройдет через ядро без потери энергии, а лишь изменит направление своего импульса (упругое рассеяние). Внешние же нуклоны могут принять на себя энергию влетающего нуклона и перейти на более высокий уровень, в результате чего нуклон может остаться в ядре.

Столкновение нуклона (пучка нуклонов) с ядром можно рассматривать как прохождение нуклона через среду – ядерное вещество. При этом задачу можно рассматривать по аналогии с оптической задачей о прохождении света через среду, обладающую преломлением и поглощением.

Подобная среда в оптике характеризуется показателем преломления  $n$  и коэффициентом поглощения  $k$ , которые объединяются в комплексный показатель преломления

$$n' = n + ik$$

В оптической модели ядерного взаимодействия прохождения нуклона через ядерное вещество исследуется также с помощью введения комплексного преломления (более точно – комплексного потенциала). Под комплексным потенциалом понимается комплексная функция  $v + iw$  переменных, характеризующих нуклон, действительная часть которой  $v$  описывает рассеяние нуклонов пучка, а мнимая часть  $w$  их поглощение.

Исследования показали, что при малых энергиях падающего нуклона, например, при энергии меньшей 5 Мэв, мнимая часть комплексного потенциала  $w$  составляет 1 – 2 Мэв. Если мнимая часть комплексного потенциала велика, то ядро является сильно поглощающим (по аналогии с оптикой "черным").

Таким образом, задача многих тел о взаимодействии пролетающего нуклона с  $A$  нуклонами ядра в оптической модели заменяется более простой задачей движения нуклона в среде ядерного вещества (есть подтверждения экспериментальные о том, что оптическая модель является полезной для познания природы ядра).

## ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерная энергия может освобождаться не только при делении тяжелых ядер, но также при слиянии легких ядер.

Энергетическая эффективность реакций деления и синтеза приблизительно одинакова, исходя из единицы массы урана и смеси  $H_1^2$  и  $H_1^3$  тяжелых изотопов, образующих ядро гелия по схеме  $H_1^2 + H_1^2 \rightarrow He_2^4 + n_0^1 + 17,5 \text{ Мэв}$

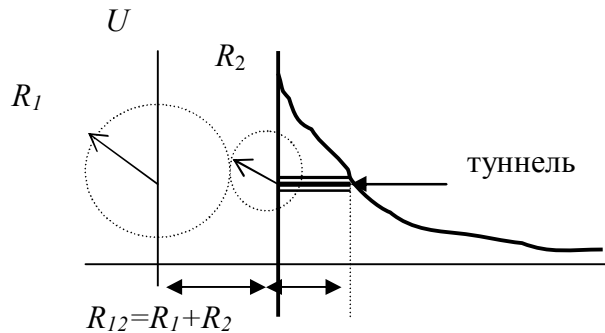
Однако слияние атомных ядер невозможно при обычных условиях, т.к. атомные ядра, имеющие положительные заряды  $Z_1 e$  и  $Z_2 e$  испытывают очень значительные силы кулоновского отталкивания. Энергия отталкивания может быть определена по известной Вам формуле.

$$U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

При сближении ядер с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$  на расстояние  $R = 1,4 \cdot 10^{-15} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  м начинает проявляться ядерное взаимодействие (притяжение) нуклонов, превышающее электростатическое отталкивание ядер. Происходит слияние ядер и выделение энергии.

Таким образом, ядра окружены потенциальными барьерами, которые необходимо преодолеть, прежде чем начнется ядерное взаимодействие притяжения.

Вероятность слияния несколько возрастает из-за возможности туннельного перехода. (Рис.) С возрастанием энергии взаимодействующих ядер ширина барьера  $d$  уменьшается, а вероятность туннельного перехода резко возрастает.



Энергия относительного движения ядер может быть увеличена путем повышения температуры. Повышение температуры приводит к быстрому возрастанию туннельного перехода.

Термоядерные реакции – это реакции синтеза атомных ядер, эффективно протекающие при сверхвысоких температурах (десятки и сотни миллионов градусов) и способствующие поддержанию этих температур за счет большого энерговыделения.

Проведем оценку этих температур.

Напомним, что между кинетической энергией частиц и температурой существует зависимость  $E = 3/2 \cdot \kappa T$ ;  $T = 2/3 \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} E \approx 1 \cdot 10^4 \cdot E \text{ эв } ( * )$ .

Если кинетическая энергия, необходимая для преодоления кулоновского барьера, известна, то из последнего соотношения можно определить температуру, при которой будет протекать термоядерная реакция синтеза.

Высота барьера при сближении двух протонов составляет  $\approx 1,03 \text{ Мэв}$

Подставив полученную величину в исходное соотношение ( \* ), получим

$$T = 1,03 \cdot 10^4 \cdot 10^6 = 1,03 \cdot 10^{10} \text{ К}$$

Получили очень высокую температуру.

Однако ядра могут приходить в соприкосновение, когда начинают действовать ядерные силы, и при более низких температурах по следующим причинам:

1. Благодаря туннельному эффекту слияние ядер может произойти в десятки раз с меньшей энергией, чем высота потенциального барьера.

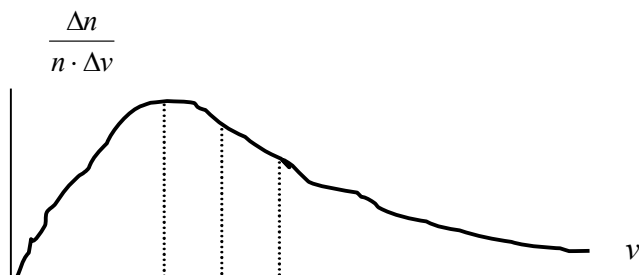
2. Распределение оголенных атомных ядер при данной температуре также подчиняется максвелловскому распределению. В этом распределении имеются частицы, значительно превышающие среднюю скорость, и могут обладать энергией достаточной для реакции слияния.

Вспомнить кривую распределения, скорости (пояснить их и расставить на рисунке).

$$v_v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

$$v_{sr} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

$$v_{sr.kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$



В результате этих причин, температура, при которой может происходить реакция синтеза уже может быть измерена не десятками миллиардов градусов, а десятками миллионов.

При нагревании до этих температур все элемент превращаются в плазму. Электронная и ядерная компонента плазмы имеют максвелловское распределение по скоростям, соответствующие своим значениям температуры.

Решение проблемы термоядерного синтеза обеспечит человечество практически неисчерпаемым источником энергии.

В 1 литре воды содержится 1/30 г дейтерия и его теплотворная способность в качестве термоядерного горючего эквивалентно 300 литрам бензина. В океанах Земли находится около  $5 \cdot 10^{13}$  тонн дейтерия. При современном потреблении энергии на Земле этого запаса хватило бы на 20 миллиардов лет.

Еще одно огромное достоинство термоядерного синтеза – продукты реакции синтеза нерадиоактивные ядра.

*Дополнение.*

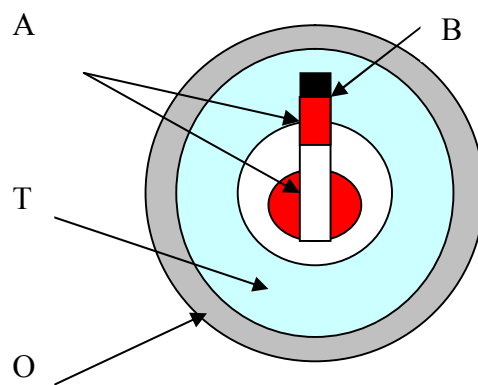
Близкие условия для термоядерного синтеза уже созданы на Земле в водородной бомбе (неуправляемая реакция, взрыв – непригодная для народного хозяйства).

Изобразим возможную конструкцию бомбы.

А – атомная бомба (температура  $10^7\text{K}$ );

Т – термоядерное горючее (например, дейтерий и  $\text{Li}_3^7$ );

В – взрывчатое вещество (обычное) для приведения атомной бомбы в действие (создание критической массы, при которой коэффициент размножения вторичных нейтронов будет больше 1));



О – оболочка для предотвращения преждевременного разбрасывания ядерного горючего.

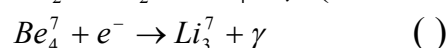
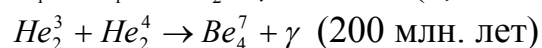
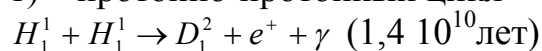
## Термоядерные источники энергии Солнца и звезд

Солнце имеет температуру поверхности 6000 К, в последнее время считается, что Солнце и звезды это фактически самоподдерживающиеся термоядерные реакторы.

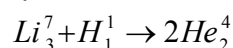
Солнце и звезды состоят в основном из водорода, поэтому главное значение в жизни звезд имеют реакции синтеза ядер водорода  $H_1^1$  в более тяжелые ядра, в частности ядра гелия.

По современным представлениям существуют два возможных пути слияния ядер водорода в ядро гелия:

1) протонно-протонный цикл

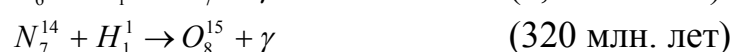


Образовавшееся ядро  $Li_3^7$ , захватив протон, распадается на два ядра гелия.



2) углеродно-азотный цикл

При высоких температурах протон может проникнуть в ядро углерода и при этом образуется ядро азота



(Следует вдуматься во временные масштабы, которые имеют место в природе, и оценить наше место в них).

В недрах Солнца и звезд преобладает протонно-протонный цикл. При более высоких температурах (наиболее горячие звезды) возможно, преобладает углеродно-азотный цикл.

Разогретая плазма в недрах звезд удерживается гравитационной силой притяжения, что обеспечивает естественное удержание плазмы и соответственно самоподдерживающейся термоядерной реакции. После того как весь водород исчерпается, – Солнце потухнет. Но до сих пор еще не ясно каков источник энергии у квазаров, обладающих гораздо более мощным излучением, чем излучение всей нашей Галактики.

## **Вопросы для самопроверки**

1. В чем вы видите преимущество оболочечной модели ядра?
2. Приведите примеры реакции синтеза. В чем преимущества в получении энергии данным методом?
3. Какие сложности возникли в вопросах практического применения реакции синтеза?
4. Какие сложности и опасности возникают в процессе использования ядерной энергетики?
5. Каковы экологические проблемы эксплуатации атомных электростанций? Может ли человечество рассчитывать на них, как на основной источник электроэнергии?
6. Опишите условия возникновения управляемой реакции термоядерного синтеза. С какими физическими процессами связаны эти условия?
7. Перспективы осуществления управляемого термоядерного синтеза.

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

Ядерными излучениями называются потоки микрочастиц различной природы с энергиями, характерными для ядерной физики. Степень облучения вещества оценивается в дозиметрических единицах.

Наиболее часто облучение характеризуется интегральным потоком. Им является число частиц, прошедших через единицу площади сечения образца, которое ориентировано перпендикулярно падающему пучку частиц. При этом обязательно указывается природа частиц и их энергия.

Доза облучения – количество излучения прошедшего через вещество.

Для рентгеновского и  $\gamma$  излучений единицей дозы является рентген. (для остальных в ФЭР)

При дозе облучения в 1 рентген (рентгеновское и  $\gamma$ ) в 1 м<sup>3</sup> сухого воздуха при давлении 760 мм рт столба создаются ионы в таком количестве, что сумма зарядов ионов каждого знака примерно равна (система СИ)  $1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$  Кл/кг.

Для измерения дозы облучения отличными от  $\gamma$  квантов частицами, используется физический эквивалент рентгена (ФЭР). (Доза облучения в 1 ФЭР вызывает такую же ионизацию вещества, как и доза  $\gamma$  излучения в 1 рентген).

Биологическое действие ядерных излучений зависит не только от их дозы, но и от их природы. Поэтому применяется также биологический эквивалент рентгена (БЭР). Величина дозы в БЭР связана с дозой в ФЭР через коэффициент К относительной биологической эффективности (ОБЭ). (  $\text{К БЭР} = \text{ФЭР}$ ).



Для $\gamma$ излучения	ОБЭ = 1
Для тепловых нейтронов	ОБЭ = 5
Для протонов и $\alpha$ – частиц	ОБЭ = 10.

Естественный фон (космические лучи, окружающее излучение ) 0,1 БЭР в год.

(БЭР это собственно количество энергии поглощенное живой тканью, т.е. биологический эквивалент 1 рентгена (рентгеновских или  $\gamma$  –лучей).

Зиверт – поглощенная доза радиации (один кг получает один джоуль энергии). 100БЭР =1 зиверту. Замечаем, что рассматривается биологическое действие рентгеновского излучения.

2. Заметное число общей энергии потока падающих заряженных частиц затрачивается на необратимые изменения его структуры. Совокупность этих изменений называется радиационным повреждением.

## Механизмы радиационных повреждений в твердом теле

1. Выбивание атомов и кристаллической решетки.
2. Появление внедренных атомов, а также появление атомов за счет ядерных реакций с последующим распадом продуктов реакции ( Например, это явление наблюдается при облучении нейтронами).

3. Ионизация.

Все это приводит к изменению микроструктуры решеток, изменяются механические, тепловые свойства кристаллов. Происходит изменение энергетических зон кристалла, соответственно электрических и оптических свойств.

В некоторых случаях происходит самопроизвольное разогревание металла за счет выделяющейся энергии обусловленной облучением.

Особенно сильно облучение влияет на полупроводниковые материалы. Создаются дополнительные подуровни за счет образования вакансий и внедренных атомов. Эти уровни являются ловушками для носителей тока в результате чего снижается проводимость.

Облучение может разрывать очень сильные химические связи (радиационная химия).

Ведется поиск материалов стойких к облучению. (Цирконий и его сплавы, полистирол...).

*Поражающее действие на живые организмы.*

При большой дозе облучения гибнет любой организм.

**Смертельная доза для человека около 600 рентген.**

Дозы ниже вызывают различные заболевания (лучистая болезнь). Действие радиации на клетки обладает очень большой эффективностью.

Клетка теряет способность делиться, получив дозу, тепловой эквивалент которой смог бы нагреть ее всего лишь на тысячную долю градуса. В клетке при этом поражается только одна белковая молекула из 100 миллионов. (Механизм такого эффективного воздействия радиации на клетки практически остается не понятным).

Естественно действие одной и той же дозы облучения зависит от промежутка ее получения. ( Большая длительность – меньшее влияние на организм).

Установлены предельно допустимые дозы облучения:

для непосредственно работающих с облучением 5 БЭР в год;

для населения 5 БЭР в 30 лет.

Ядерное излучение совершенно не воспринимается органами чувств человека (Даже большие дозы).

## Защита от излучения

Пробег  $\alpha$ -частиц мал и не требует массивной защиты (слой бумаги достаточно). Не желательно попадание внутрь живого организма (ионизация).

Пробег  $\beta$ -частиц происходит до трех метров, поэтому требуется экранировка. ( Например, для энергии частиц около 4 Мэв – слой пластмассы 0,25 см).

Для  $\gamma$ -излучения, обладающего большой проникающей способностью требуется более массивная защита.

Наилучшие поглотители, свинец и некоторые другие, например, для нейтронов – бор, кадмий.

*Применение ядерных излучений.*

1. Меченые атомы (неотличимые от других, но радиоактивные) используются для определения коэффициента диффузии в телах, обмен веществ и т.д.

2.  $\gamma$ -,  $\beta$ -дефектоскопия.

3. Ионизация вещества.

4. Радиационная вулканизация каучука (увеличивается срок службы покрышек), увеличивается прочность дерева и т. д.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев, И. В. Курс общей физики. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц : в 3-х т. / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1979. – 304 с.

2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Т.5, Атомная и ядерная физика.: учеб. пособие для физ. спец. вузов: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – 2-е изд., стер. – М. : Физматлит, 2002. – 784 с.

3. Иродов, И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике : учеб. пособие для вузов / И. Е. Иродов. – 7-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 216 с.

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b> .....	4
<b>Статические свойства атомных ядер</b> .....	5
<i>Заряд ядра</i> .....	6
<i>Масса ядра</i> .....	7
<i>Радиус и эффективное сечение ядра</i> .....	8
<b>Понятие об обменных силах</b> .....	9
<i>Энергия связи и устойчивость ядер. Упаковочный множитель</i> ...	10
<i>Рабочая тетрадь</i> .....	11
<i>Вопросы для самопроверки</i> .....	13
<b>Радиоактивный распад ядер</b> .....	13
<i>Рабочая тетрадь</i> .....	14
<i>Радиоактивные семейства. Правило смещения</i> .....	17
<i>Вопросы для самопроверки</i> .....	17
<b>Краткие сведения о теориях <math>\alpha</math>, <math>\beta</math>, <math>\gamma</math> распадов</b> .....	18
<i><math>\alpha</math>-распад</i> .....	18
<i>Закон Гейгера-Неттола</i> .....	21
<i><math>\beta</math>-распад</i> .....	22
<i><math>\gamma</math>-распад</i> .....	23
<i>Основы геохронологии</i> .....	24
<i>Вопросы для самопроверки</i> .....	26
<b>Ядерные реакции</b> .....	26
<i>Эффективное сечение ядерных реакций</i> .....	27
<i>Составное (промежуточное) ядро</i> .....	27
<i>Соотношение Брейта и Вигнера для эффективного сечения захвата и рассеяния нейтронов</i> .....	29
<i>Капельная модель ядра</i> .....	30
<b>Ядерная энергетика</b> .....	31
<i>Цепная ядерная реакция</i> .....	34
<i>Ядерные реакторы</i> .....	36
<i>Гетерогенный реактор</i> .....	37
<i>Рабочая тетрадь</i> .....	38
<i>Вопросы для самопроверки</i> .....	41
<b>Ядро и его основные квантовые характеристики</b> .....	41
<i>Спин ядра</i> .....	41

<i>Магнитный момент ядра</i> .....	43
<i>Электрический дипольный и квадрупольный моменты ядра</i> .....	45
<b>Модели ядра</b> .....	46
<i>Модель Ферми – газа</i> .....	46
<i>Модель ядерных оболочек</i> .....	48
<i>Оболочечная (коллективная) модель ядра</i> .....	50
<i>Оптическая модель ядра</i> .....	51
<b>Термоядерные реакции</b> .....	52
<i>Термоядерные источники энергии Солнца и звезд</i> .....	55
<i>Вопросы для самопроверки</i> .....	56
<b>Воздействие ядерных излучений и их применение</b> .....	56
<i>Механизмы радиационных повреждений в твердом теле</i> .....	57
<i>Защита от излучения</i> .....	58
<b>Список литературы</b> .....	58

Учебное издание

КОРОТАЕВ Евгений Алексеевич, КОНЧАКОВ Роман Анатольевич

## **ОБЩАЯ ФИЗИКА**

### **Ядерная физика**

*Учебно-методическое пособие  
для студентов физико-математического  
факультета*

*В авторской редакции*

Изготовление оригинала-макета: *В.Ф. Юрченко, О.Ф. Манжосова*

Налоговая льгота – общероссийский классификатор  
продукции ОК-005-93, том 2; 953000 – книги, брошюры

Подписано в печать 22.08.2011. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная.

Печать трафаретная. Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. 3,75.

Уч.-изд. л. 3,49. Заказ 159. Тираж 50 экз.

Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования

«Воронежский государственный педагогический университет».

Отпечатано в типографии университета.

394043, г. Воронеж, ул. Ленина, 86. Тел. (4732) 255-58-32, 255-61-83.