

Лекция 11

«Характеристики атомных ядер»

1. Общие характеристики ядер
2. Статические характеристики ядер
3. Масса покоя ядра и энергетический спектр ядер
4. Спин и магнитный момент ядра
5. Заряд ядра и квадрупольный момент
6. Методы измерения масс ядер
7. Масс – спектроскопия
8. Массовое число
9. Энергия связи
10. Энергия отделения фрагмента ядра
11. Удельная энергия связи

Общие характеристики ядер

Атомное ядро состоит из Z протонов и N нейтронов, которые вместе составляют массовое число $A=Z+N$. Соотношение $Z/N \approx 1$ для легких и средних ядер (${}^{16}_8\text{O}$). В тяжелых ядрах число нейтронов в 1,5 раза превосходит количество протонов (${}^{238}_{92}\text{U}$).

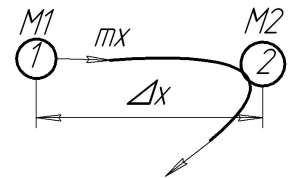
Ядро удерживается от распада за счет ядерных сил притяжения. Аналогично, силы притяжения действуют на протоны и нейтроны. Переносчиком этих сил являются кванты сильного взаимодействия – пионы. Виртуальные пионы существуют в виде «шубы», окружающей отдельные протоны и нейтроны $p^+ \rightarrow n + \pi^+, n \rightarrow p^+ + \pi^-$

Пионы могут удалиться на расстояние $\sim 1\phi$, образуя короткодействующее поле ядерных сил.

Энергия связи нуклонов порядка 8 МэВ и значительно превосходит кулоновское отталкивание, прочно удерживая нуклоны в ядре.

Идентичность протонов и нейтронов относительно ядерного (сильного) взаимодействия подчеркивается их обобщением в качестве однотипных частиц-нуклонов

$$p \equiv n \equiv N$$



$$\Delta x = \frac{\hbar c}{m_x c^2}$$

Общие характеристики ядер

Ядро (радиус $R_{\text{я}} \leq 10^{-12}$ см) в атомном масштабе ($R_{\text{ат}} \leq 10^{-8}$ см) занимает ничтожно малый объем $\sim 10^{-10}$ %, однако его прочность значительно больше чем атома, поскольку $\varepsilon_{\text{св}}$ нуклонов превосходит на несколько

порядков потенциал ионизации / атомов $\frac{\varepsilon_{\text{св}}}{\text{эВ}} \geq \frac{8\text{МэВ}}{100} \approx \frac{10^7}{10^2} \approx 10^5$.

Ядро (часто) можно рассматривать как точечную структуру с определенными характеристиками.

Ядра обозначают в виде ${}^A_Z\text{Эл}$ например: гелий ${}^4_2\text{He}$, кислород ${}^{16}_8\text{O}$

Среди ядер выделяют:

-изотопы - ядра с одинаковым числом протонов ($Z = \text{const}$): ${}^3_2\text{He}, {}^4_2\text{He}, {}^5_2\text{He}$

-изобары – ядра с одинаковым числом нуклонов ($A = \text{const}$): ${}^{15}_7\text{N}, {}^{15}_8\text{O}$

-изотоны – ядра с одинаковым числом нейтронов ($N = \text{const}$): ${}^{13}_6\text{C}, {}^{14}_7\text{N}, {}^{15}_8\text{O}$

По времени жизни (относительно распада) все ядра делят на две большие группы:

-стабильные – их время жизни стремится к бесконечности;

-радиоактивные ядра (испускание γ , α , n , p , деление и др.).

Статические характеристики ядер

Характерное ядерное время составляет величину порядка 10^{-23} сек. Это фактически время пролета одного релятивистского нуклона мимо другого нуклона на близком расстоянии

$$\tau_{\text{яд}} \approx \Delta x / V : 2 \cdot 10^{-13} \text{ см} (3 \cdot 10^{10} \text{ сек}) : 10^{-23}$$

где Δx – размер нуклона; для оценки взято: $V \approx c$.

За такое время осуществляется ядерное взаимодействие между частицами, которое приводит к превращению и распаду ядерно-активных микрообъектов (в масштабе ядер, частиц, нуклонов, кварков).

Ядро сложная квантово-механическую система многих тел с сильной связью между нуклонами. Нет единой теории для описания всех характеристик ядер. Многие параметры получены в рамках модельных представлений и эмпирическим путем.

Масса покоя ядра и энергетический спектр

Масса ядра определяется как

$E_{св}$ - энергия связи ядра.

$$Mc^2 = \sum_1^Z m_p c^2 + \sum_{A-Z} m_n c^2 - E_{св}$$

Масса ядра меньше суммы масс нуклонов на энергию связи, которая составляет малую величину массы от Mc^2 ($E_{св} \leq 1\% Mc^2$).

При поглощении энергии ΔE масса ядра возрастает $(Mc^2)^* = Mc^2 + \Delta E$

$$\begin{array}{l} E_4 \text{ ————— } J_4^{P_4} \\ E_3 \text{ ————— } J_3^{P_3} \\ E_2 \text{ ————— } J_2^{P_2} \\ E_1 \text{ ————— } J_1^{P_1} \end{array}$$

Энергетический спектр уровней ядра имеет дискретный набор значений E_i , с временами жизни τ_i и шириной линий возбуждения Γ_i , спинами отдельных уровней J_i и их четностью ($P = \pm 1$).

Ядро в целом также характеризуется полным моментом (который называют спином ядра) и четностью состояния J^P , например, $J^P = (3/2)^+$

Спин и магнитный момент ядра

Спин ядра это полный момент всех нуклонов $\vec{J} = \sum (\vec{L}_N + \vec{S}_N)$

Как правило, происходит взаимная компенсация моментов отдельных нуклонов, например $J(^{60}\text{Co})=5$. Если бы не было

компенсации, то $J^{\min} \approx (1/2) \cdot 60 \approx 30$

минимальное значение спина за счет нуклонов было бы $J^{\min} \approx \frac{1}{2} \cdot A$
Для большинства ядер $0 \leq J \leq (1/2)$

Магнитный момент ядра является суммой магнитных моментов отдельных нуклонов. Происходит компенсация моментов, подобно эффекту при сложении спинов нуклонов. Задача усложняется существованием аномальных моментов у отдельных протонов и

нейтронов:

$$\mu_B^{\text{экс}} = (1 + 1,79)\mu \quad \mu_n^{\text{экс}} = (0 - 1,81)\mu_B$$

где μ_B ядерный магнетон для точечного протона.

$$\mu_p = \frac{e_p \cdot \hbar}{m_p \cdot c} = \mu_B$$

Магнитные моменты, как правило, получаются экспериментально на основе измерения дополнительной энергии

возникающей у ядра при его помещении в магнитное поле

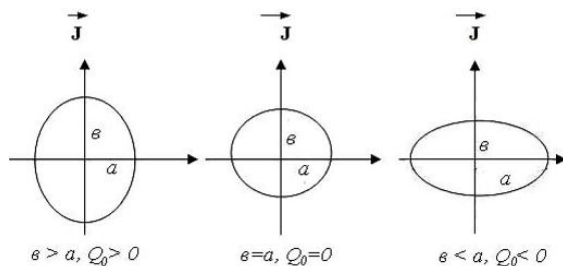
$$\Delta E = \vec{\mu} \cdot \vec{H}$$

Заряд ядра и квадрупольный момент

Заряд ядра определяется полным числом протонов входящих в состав ядра (Z). Дробные заряды кварков (например, протон состоит из

трех кварков с зарядами $\frac{+2e}{3}, \frac{+2e}{3}, \frac{-1e}{3}$ проявляется на расстояниях $\Delta x < 10^{-13}$ см при изучении внутренней структуры отдельных нуклонов.

Квадрупольный момент ядра \vec{Q} характеризует отклонение формы ядра от сферичности. Для определенного набора ядер (магические ядра) квадрупольные моменты равны нулю.

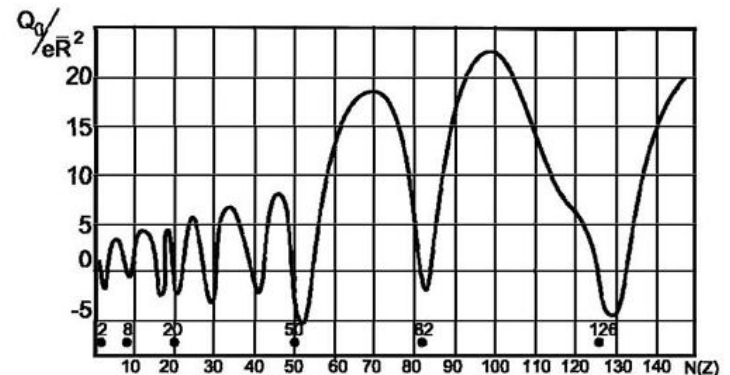


Для большинства ядер значения $Q > 0$, при этом степень несферичности $\frac{Q}{4\pi R^2}$ более нескольких процентов.

Определение величины \vec{Q} основывается на измерении дополнительной энергии ΔE

ядра при его помещении в неоднородное (по оси Z) электрическое

поле $\vec{\mathcal{E}}$:
$$\Delta E = \vec{Q} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial Z}$$



Методы измерения масс ядер

Единица измерения масс - 1/12 часть массы атома углерода $^{12}_6\text{C}$

1 ат. ед. массы $\frac{1}{12} M_{\text{ат}}(^{12}_6\text{C}) = \frac{1}{12} \left(\frac{A}{N_{\text{ав}}} \right) = 1,660 \cdot 10^{-24}$ системе CGSE

$$1 \text{ а.е.Е} \approx 1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \left(10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \right)^2 \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ эрг} = 931,5 \text{ МэВ}$$

1 а.е.Е (931 МэВ) меньше массы протона или нейтрона ($mc^2 = 938 \text{ МэВ}$)

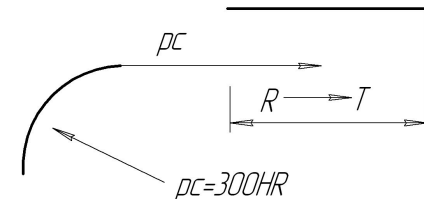
Методы измерения масс ядер:

Баланс ядерной реакции: $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

Сохранение полной энергии $m_1c^2 + m_2c^2 + T_1 = m_3c^2 + m_4c^2 + T_3 + T_4$

Прямое измерение массы отдельной заряженной частицы

Частица с известным импульсом pc попадает в детектор-поглотитель, где происходит ее остановка. По пробегу R

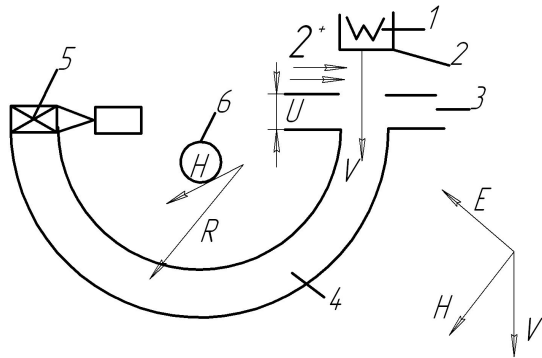


восстанавливается энергия T .
Масса находится из формулы

$$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{(pc)^2}{2mc^2}$$

Масс – спектроскопия

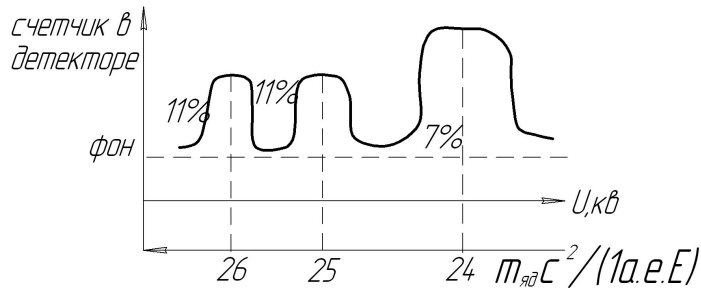
В масс-спектрометре измеряется масса иона $M_{\text{ион}} c^2$, ускоренного до определенной энергии.



Нагреватель (1), образец (2), массу атомов которого надо определить. Положительный ион Z попадает в ускоряющий промежуток (3) с напряжением U . Ион с импульсом pc движется в вакуумной камере в поперечном магнитном поле. Выполнение условия $F_{\text{Лор}} = F_{\text{цен}}$ приводит к соотношению $pc = Z \cdot 300HR$.

Ион попадает в счетчик (5), где проводится регистрация интенсивности счета в зависимости от U . Для вычисления массы иона, получаем выражение

$$Mc_{\text{ион}}^2 = \frac{zeH^2 R^2}{2U}$$



$$(Mc^2)_{\text{ион}}^+ = M_{\text{я}}^2 + \sum m_e c^2 - \sum E_{\text{св}}$$

Отношение площадей под пиками

$${}^{26}\text{Mg} : {}^{25}\text{Mg} : {}^{24}\text{Mg} = 11\% : 11\% : 78\%$$

Расчетные формулы

$$pc = ZeHR; \quad T_{\text{ион}} = ZeU; \quad T_{\text{ион}} = (pc)^2 / 2M_{\text{ион}} c^2$$

Массовое число

элемент	1_1H	7_3Li	${}^{12}_6C$	${}^{16}_8O$
$Mc^2/1a.e.E. \times 10^{-7}$	1,0078252	7,01600039	12	15,99491502
A-массовое число	1	7	12	16

Массовое число **A**
достаточно
хорошо отражает
массу атомов

Энергия связи

Разность между суммой масс отдельных нуклонов ядра и его массой как целого в энергетических единицах составляет энергию связи

$$E_{св} = \Sigma m_p c^2 + \Sigma m_n c^2 - M(A, Z)c^2 = Z \cdot m_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - M(A, Z)c^2$$

Энергия связи **Есв > 0** определяет энергию, которую **надо сообщить ядру**, чтобы его разделить на отдельные составляющие нуклоны. Если **Есв < 0**, то ядро неустойчиво по отношению к распаду. $E_{св} \approx 1\%$

Энергия связи относительно отдельного фрагмента ядра, например для отделения α -частицы

$$E_{св}^{\alpha} = M_{\alpha} c^2 + M(A - 4, Z - 2)c^2 - M(A, Z)c^2$$

Энергия отделения фрагмента ядра

В общем виде энергия связи (отделение фрагмента ядра) определяется как сумма масс конечных продуктов минус масса начального ядра. Например, энергия связи n внутри ядра ${}^{236}_{92}\text{U}$ получается из выражения

$$E_{cb}^n = [m_n + M({}^{235}_{92}\text{U}) - M({}^{236}_{92}\text{U})] \cdot c^2$$

Массы всех составляющих известны: $m_n \approx 1.00866$ а.е.м., $M(\text{U}_{236}) = 236.04573$, $M(\text{U}_{235}) = 235.04393$. В результате получим

$$E_{cb}^n \approx 0.00073 \times 1 \text{ МэВ} \cdot c^2 \approx +6.8$$

Это означает:

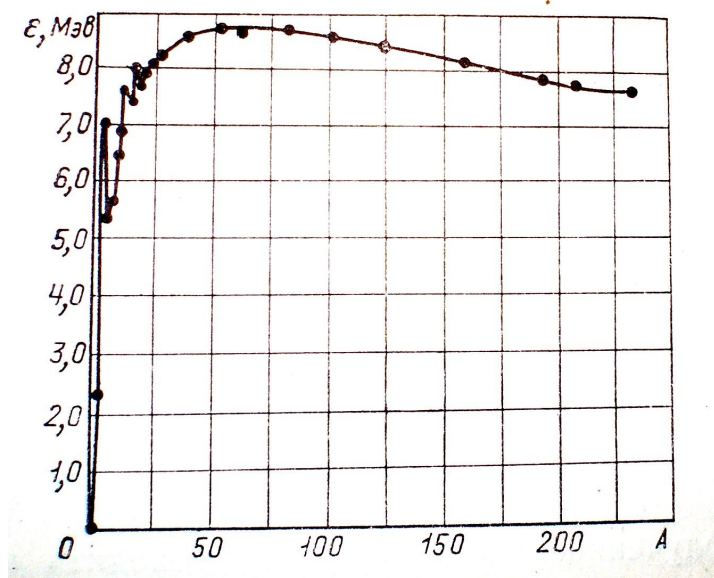
- на отделение нейтрона из ядра ${}^{236}_{92}\text{U}$ необходимо затратить энергию 6,8 МэВ.

- при поглощении теплового нейтрона ($T_n \approx 0$) ядром, образовавшееся новое ядро ${}^{236}_{92}\text{U}$, получает возбуждение 6.8 МэВ за счет выделения

энергии связи в реакции $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow ({}^{236}\text{U})^*$

Удельная энергия связи

Для сопоставления энергетической «прочности» разных ядер вводится понятие средней удельной энергии связи на один нуклон ядра $\varepsilon = E_{\text{св}} / A$



Из графика зависимости ε от массового числа A видно, что среднее значение $\varepsilon \approx 8$ МэВ/нуклон для большинства ядер.

При небольших значениях A величина ε постепенно возрастает и уже при $A \sim 9$ (Be) достигает значения 6,4 МэВ.

Для больших значений A (≥ 100) начинается спад величины ε за счет возрастания роли кулоновских сил отталкивания ($\sim Z^2$), которые ослабляют прочность ядра.

Для вычисления энергии связи требуются данные о массах ядер с достаточно высокой точностью.

Из формы зависимости $\varepsilon(A)$ следует, что тяжелым ядрам ($A \geq 200$) энергетически выгодно делиться на два приблизительно равных осколка. В этом случае у конечных ядер удельная энергия связи больше, чем у начального ядра.