

щегося в поле аксиально-симметричного ядра. Поскольку волновая функция будет зависеть от деформации ядра β_0 , то и величина g_Ω будет функцией β_0 . Возможно, что именно этот эффект ответственен за большую разницу в магнитных моментах ядер Eu^{151} и Eu^{153} . Магнитный момент Eu^{151} в ядерных магнетонах равен 3,6, а магнитный момент Eu^{153} равен 1,6, при этом величина β_0 у ядра Eu^{153} примерно в 2 раза превышает β_0 для ядра Eu^{151} .

В последнее время появились работы [35,69], в которых делается попытка экспериментального исследования каждого из гиромангнитных отношений g_Ω и g_R , входящих в формулу (22,6). Используя экспериментальные значения магнитных моментов в основном состоянии и значения вероятностей дипольных магнитных переходов между ротационными уровнями, зависящие от $(g_\Omega - g_R)^2$ (см. § 77), можно вычислить обе величины g_Ω и g_R , если сделать предположение о знаке $g_\Omega - g_R$. Для некоторых переходов знак $g_\Omega - g_R$ можно определить из угловой корреляции γ -квантов двух последующих переходов. В таблице 12 приведены полученные в работах [35,69] результаты.

Если оценки величин g_Ω и g_R , приведенные в таблице 12, подтвердятся дальнейшими исследованиями, то они будут указывать на грубость приближения, при котором принимается, что $g_R = Z/A \approx 0,40$.

В последнем столбце таблицы 12 приведены значения g_j согласно модели оболочек. Эти величины, относящиеся к сферической яме, значительно отличаются от измеренных g_Ω , относящихся к движению частицы в аксиальном поле.

Таблица 12. Значения гиромангнитных множителей g_Ω и g_R

Ядро	Спин	μ	$(g_\Omega - g_R)^2$	g_Ω	g_R	g_j
Ta ¹⁸¹	$\frac{7}{2}$	2,1	0,202	0,70	0,25	0,49 ($g_{7/2}$)
Au ¹⁹⁷	$\frac{3}{2}$	0,19	0,149	-0,061	0,32	0,12 ($d_{3/2}$)
Re ¹⁸⁵	$\frac{5}{2}$	3,17	1,17	1,53	0,53	1,99 ($d_{5/2}$)
Re ¹⁸⁷	$\frac{5}{2}$	3,20	1,32	1,63	0,52	1,99 ($d_{5/2}$)
Ir ¹⁹³	$\frac{3}{2}$	0,17	$4 \cdot 10^{-4}$	0,12	0,10	0,12 ($d_{3/2}$)

§ 23. Малые возбужденные состояния атомных ядер

Любое возбужденное состояние ядра является квазистационарным, так как возможен спонтанный переход из этого состояния в другие состояния ядра с меньшей энергией с одновременным испусканием

γ -лучей, нуклонов, α -частиц и т. д. Вследствие этого все энергетические состояния ядра, кроме основного состояния, имеют конечное время жизни τ и, следовательно, некоторую ширину Γ , связанную с временем жизни и вероятностью перехода W в единицу времени простым соотношением:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar W. \quad (23,1)$$

Здесь мы отвлекаемся от процессов радиоактивного β - и α -распада и деления (которые будут рассмотрены в главах V и VI). Эти процессы приводят к тому, что даже основное состояние многих ядер на самом деле не является строго стационарным, а обладает конечным временем жизни.

Если из данного возбужденного состояния возможен переход в основное состояние несколькими путями, то полная вероятность перехода W будет равна сумме вероятностей отдельных переходов $W = \sum W_i$. Соответственно этому можно говорить и о *парциальных ширинах* Γ_i уровня, относящихся к i -му типу перехода из данного возбужденного состояния в основное; при этом полная ширина уровня Γ будет равна сумме парциальных ширин.

Энергетический спектр возбужденных состояний ядра можно разделить на три области: а) стабильная область; б) резонансная область и в) область непрерывного спектра. К стабильной области возбужденных состояний по отношению к испусканию нуклонов относятся все возбужденные состояния ядра, энергия которых меньше минимальной энергии связи одного нуклона в ядре. При этом, как уже отмечалось выше, не учитывается возможная нестабильность ядра по отношению к β - и α -распаду и делению. Переход в основное состояние из стабильной области возбужденных состояний происходит путем испускания γ -квантов. Ширина соответствующего уровня называется *радиационной шириной* Γ_γ .

К резонансной области возбужденных состояний относятся квазистационарные (виртуальные) возбужденные состояния с энергией, большей энергии связи одного нуклона. Такие виртуальные уровни проявляются в виде резонансов в сечениях ядерных реакций, если расстояния между уровнями превышают их ширину. Ширина виртуального уровня в этой области спектра возбужденных состояний является суммой парциальных ширин, соответствующих γ -излучению, испусканию нейтронов, испусканию протонов и т. д.

Наконец, к непрерывной области возбужденных состояний относятся возбужденные состояния с непрерывным спектром, где ширина уровня равна или больше расстояния между уровнями.

Возбужденные состояния ядер, принадлежащие к стабильной и резонансной областям спектра возбуждений, характеризуются определенными значениями спина, четности, а в случае легких ядер и изотопического спина.

Возбужденные состояния легких ядер в ряде случаев можно отождествить с изменением состояний отдельных нуклонов в ядре в рамках модели ядерных оболочек.

Оболочечная модель в этом случае позволяет определить основные характеристики таких уровней: спины, четность, магнитные моменты и т. д. Слив и Пекер [70] предложили подразделять схемы низко расположенных энергетических уровней нечетных ядер на три типа: а) «последовательная» система уровней; б) «дырочная» система уровней и в) смешанная система уровней.

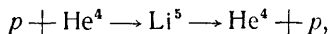
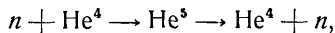
Система уровней относится к «последовательному» типу, если в основном состоянии наименее связанный нуклон находится на первом или втором уровне оболочки и возбуждения ядра соответствуют переходу такого нуклона на один из вышележащих уровней этой оболочки. В этом случае спин и четность возбужденного ядра определяется спином и четностью состояния этого нуклона. К такому типу относятся возбуждения Li^7 , Be^7 , O^{17} , K^{41} , Se^{45} , V^{51} , Fe^{57} и др.

Система уровней относится к «дырочной», если возбужденные состояния нечетного ядра относятся к переходу одного из нуклонов заполненной оболочки на уровень, на котором находится нечетный нуклон. Возбужденное состояние ядра в этом случае характеризуется спином и четностью «дырки», оставшейся в заполненной оболочке после перехода нуклона. Такая система уровней наблюдается у Fe^{55} , Cu^{65} , Zn^{67} , Te^{125} , Pb^{207} и др.

Ядра с массовым числом, меньшим 6, не имеют возбужденных состояний, относящихся к стабильной области, т. е. состояний, из которых был бы возможен переход в основное состояние только путем излучения γ -кванта. Однако они имеют *виртуальные возбужденные состояния*, проявляющиеся в виде резонансов в ядерных реакциях и при рассеянии нуклонов (см. § 54).

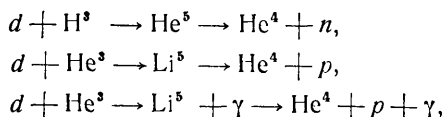
Как мы увидим в § 46, дейтрон имеет виртуальный уровень 1S . α -частица, по-видимому, обладает виртуальным возбужденным состоянием с конфигурацией $(1s_{1/2})^2(1p_{1/2})^1$, соответствующей энергии возбуждения $\sim 22 \text{ Мэв}$. Это виртуальное состояние проявляется в наличии резонанса при рассеянии протонов на тритии. Представление о возбужденных уровнях в этих случаях имеет условный смысл, так как дейтрон из состояния $^1S'$ распадается на протон и нейтрон, а α -частица, переходя в состояние $(1s_{1/2})^2(1p_{1/2})^1$, распадается на тритий и протон.

Ядра с массовым числом 5 (гелий и литий) не имеют даже стабильных нормальных состояний. Однако наличие резонансов в явлениях рассеяния:



указывает на возможность образования нестабильных ядер He^5 и Li^5 .

Наблюдаются также резонансные реакции:



которые подтверждают наличие нестабильных возбужденных состояний (соответствующих резонансной области) у этих элементов.

На рис. 16 приведена схема энергетических состояний четырех изотопов лития. Штриховыми линиями отмечены уровни с очень большой

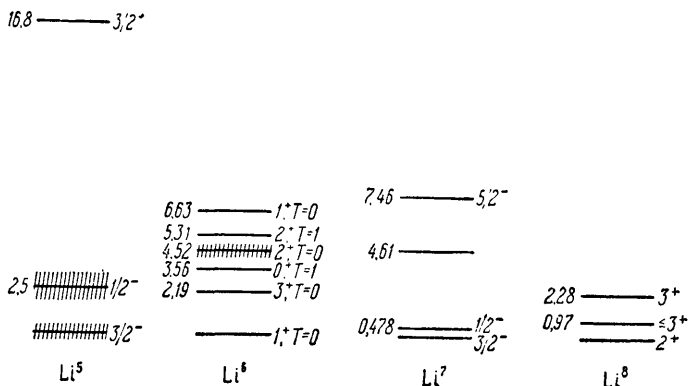


Рис. 16. Схема энергетических уровней изотопов лития. Энергия уровней выражена в Мэв.

шириной. Энергия уровней выражена в Мэв, указаны спины и четности уровней. Наиболее часто расположены уровни у Li⁶. На рисунке также отмечены и изотопические спины этих уровней. Уровень 2,19 Мэв имеет ширину ~ 30 кэв, а уровень 4,52 Мэв обладает шириной ~ 900 кэв. Уровень 7,46 Мэв у Li⁷ проявляется [66] в реакции Li⁶(n, α) H³, ширина этого уровня ~ 100 кэв. Уровень 2,28 Мэв составного ядра Li⁸ с шириной 32 кэв наблюдается [71] в реакции Li⁷(n, n) Li⁷.

На рис. 17 приведена схема энергетических уровней некоторых легких ядер [72]. Эти возбужденные состояния соответствуют одночастичным возбуждениям (энергия выражена в Мэв). На рисунке указаны спины и четности соответствующих возбужденных состояний.

Возбужденные состояния средних и тяжелых ядер, близких к магическим, при малых энергиях возбуждения также могут быть классифицированы согласно оболочечной модели ядра. На рис. 18 приведена схема энергетических уровней дважды магического свинца (измерения Эллиот, опубликованные в работе [73]) и двух других изотопов свинца [74]. В ядре Pb²⁰⁹ имеются один нейтрон сверх 82 протонов и 126 нейтронов, составляющих заполненные оболочки. Уровни энергии Pb²⁰⁹ относятся к последовательной системе уровней. В ядре Pb²⁰⁷ не хватает

одного нейтрона до полного заполнения оболочки. Возбужденные уровни этого ядра относятся к дырочному типу.

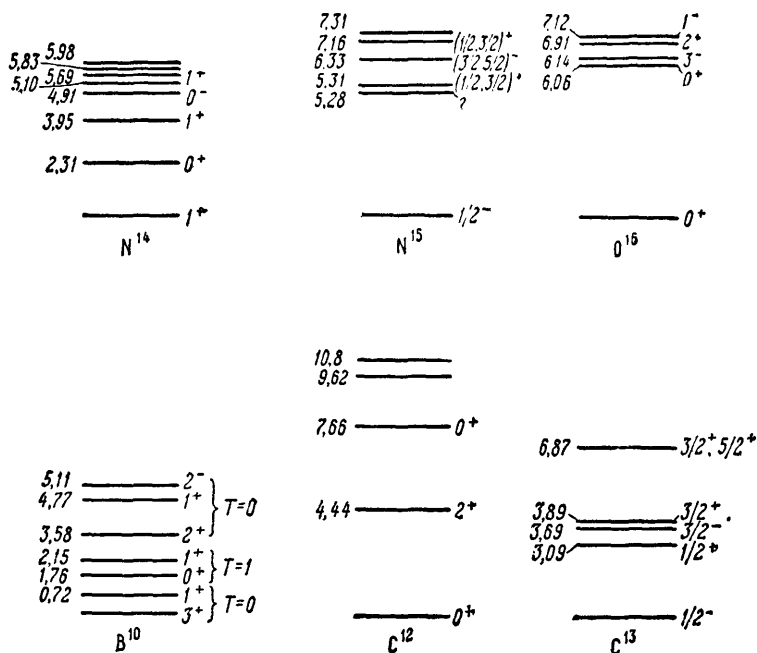


Рис. 17. Схема энергетических уровней некоторых легких ядер.

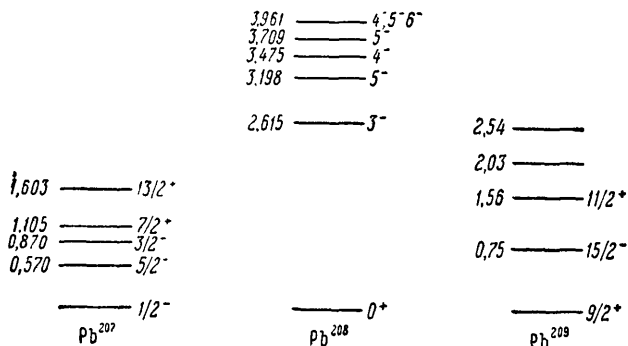


Рис. 18. Схема энергетических уровней изотопов свинца.

Ядра с заполненными оболочками характеризуются весьма высокими значениями возбуждения первого уровня по сравнению с соседними немагическими ядрами (см., например, Pb^{208} , Pb^{209} , Pb^{207}). У ядер с

конфигурациями нуклонов, близкими к заполненным оболочкам, взаимодействие нуклонов, находящихся вне замкнутой оболочки, с этой оболочкой сравнительно мало и возбуждение можно рассматривать как изменение состояния одного нуклона (одночастичное возбуждение). Характерным признаком одночастичных возбуждений часто является значительное изменение спина при переходе в возбужденное состояние, а иногда и изменение четности. Такого рода возбужденные состояния приводят к возникновению долгоживущих изомеров, интерпретация которых дает хорошее подтверждение модели оболочек [75] (см. § 76).

У ядер с нуклонными конфигурациями, далекими от заполненных оболочек, из-за значительного взаимодействия внешних нуклонов с заполненными оболочками возникают существенные отклонения от сферической симметрии. Такие несферические ядра обладают двумя различными типами возбуждения. Первый тип возбуждения — изменение состояния отдельного нуклона, которое может сопровождаться изменением формы ядра. Такие возбуждения аналогичны электронным переходам в молекулах. Второй тип возбуждения соответствует вращению ядра как целого, а иногда и колебаниям поверхности ядра. Разделение возбуждений на два указанных выше типа: одночастичные возбуждения и возбуждения коллективные (колебания и вращения), возможно только для ядер, обладающих большой несферичностью (см. § 20), когда энергия вращательных возбужденных состояний соответствует 40—200 *кэв*, а энергия одночастичных переходов 1—3 *Мэв*.

Свойства коллективных возбуждений и одночастичных возбуждений существенно различны. Уровни коллективных возбуждений одного типа обладают одинаковой четностью, и спины соседних состояний отличаются на две единицы для четно-четных ядер и на одну-две единицы для нечетных ядер (см., однако, § 19). При возбуждении отдельных нуклонов может изменяться четность и возможны, как мы уже видели, значительные изменения спина.

Наиболее четко разделение возбуждений на коллективные и одночастичные можно провести в случае несферических четно-четных ядер, поскольку у этих ядер энергия одночастичных возбуждений сравнительно велика. У ядер, мало отличающихся от сферических, энергия вращения делается сравнимой с энергией однонуклонного возбуждения. В этом случае разделение на одночастичное и коллективное возбуждения невозможно (см. § 20). Такой случай чаще наблюдается у ядер с нечетным массовым числом, где энергия одночастичного возбуждения порядка нескольких сотен *кэв*.

Энергия первого возбужденного уровня вообще уменьшается с ростом A , однако имеются значительные отклонения от этой тенденции особенно в области магических ядер. Если выразить энергию первого возбужденного уровня как функцию числа протонов и числа нейтронов, то энергетическая поверхность имеет резкие максимумы у дважды магических ядер (Ca^{40} и Pb^{208}), гребни вдоль магических чисел нейтронов и протонов и широкие долины между магическими числами.

На рис. 10 (стр. 73) изображена энергия первого возбужденного состояния четно-четных ядер как функция числа нейтронов; числа протонов указаны у точек, изображающих положение энергетического уровня.

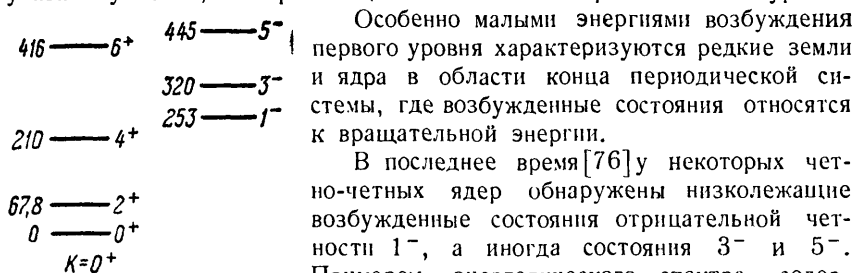


Рис. 19. Энергетическая схема уровней Ra^{226} . Энергия выражена в кэВ.

Особенно малыми энергиями возбуждения первого уровня характеризуются редкие земли и ядра в области конца периодической системы, где возбужденные состояния относятся к вращательной энергии.

В последнее время [76] у некоторых четно-четных ядер обнаружены низколежащие возбужденные состояния отрицательной четности 1^- , а иногда состояния 3^- и 5^- . Примером энергетического спектра, содержащего такие возбужденные состояния, является изображенная на рис. 19 (см. [61]) энергетическая схема уровней ядра Ra^{226} , получающегося в результате α -распада Th^{230} .

Уровни возбуждения Ra^{226} соответствуют двум ротационным полосам: одна начинается с основного уровня, а вторая полоса соответствует уровням отрицательной четности. В таблице 13 приведены значения энергии возбуждения первого уровня вращательной полосы $E(2^+)$ и уровня $E(1^-)$ для некоторых четно-четных ядер.

Таблица 13. Энергия возбуждения первого уровня вращательной полосы $E(2^+)$ и уровня $E(1^-)$

Ядро	$E(2^+)$, кэВ	$E(1^-)$, кэВ
Ra^{222}	112	242
Ra^{224}	84	217
Ra^{226}	68	253
Th^{226}	73	232
Th^{228}	58	326
Pu^{238}	43	605

Из возбужденного состояния 1^- происходит переход на уровни 0^+ и 2^+ с излучением электрических дипольных γ -квантов. На рис. 20 изображены первые энергетические уровни четно-четных ядер в зависимости от числа нейтронов в ядре. (Крестиками отмечены уровни спина 1^- .) О. Бор высказал предположение, что указанные выше возбужденные состояния типа 1^- соответствуют коллективным движениям нуклонов, при которых ядро теряет центр симметрии (ядро грушеобразной формы).

В четно-четных ядрах коллективные движения с отрицательной четностью могут появляться в том случае, если возбуждаются октупольные колебания, при которых форма ядра определяется сферической функцией $Y_{3m}(\theta, \varphi)$. Возбуждения этого типа должны иметь

спин $J=3$ и отрицательную четность. Уровни, соответствующие одновременному возбуждению квадрупольных и октупольных колебаний, будут иметь спин $J=1^-, 2^-, \dots, 5^-$. Если вследствие октупольных колебаний ядро теряет центр симметрии, то становятся возможными вращения с нечетными моментами количества движения ($1^-, 3^-, \dots$). Состояния с нечетными моментами смещены относительно состояний с четными моментами на величину, равную энергии октупольных колебаний.

§ 24.* Вращательно-вибрационный спектр четно-четных ядер

Хорошо выраженные вращательные состояния наблюдаются только у ядер с массовыми числами $A > 225$, $150 < A < 185$ и $A \sim 25$. Для ряда других ядер, хотя первые возбужденные состояния и можно отнести к коллективным возбуждениям, их последовательность не соответствует вращательным состояниям. Так, в работе Шарф-Гольдгабер и Веннер [77] была указана большая группа четно-четных ядер в области массовых чисел $66 < A < 150$, у которых первый возбужденный уровень имеет спин 2^+ и энергию возбуждения (E_1) от 300 кэв и выше, а второй возбужденный уровень (E_2) имеет спин 2^+ , 4^+ или 0^+ . Отношение энергии второго возбужденного состояния к энергии первого для этих ядер находилось в интервале значений от 2 до 2,5. По-видимому, у таких ядер отклонение от сферической симметрии не очень велико и возбужденное состояние нельзя разделить на вращательное и колебательное.

Для исследования (см. работу А. С. Давыдова и Г. Ф. Филиппова [78]) таких возбужденных состояний четно-четных аксиально-симметричных ядер*) будем исходить из классического выражения энергии коллективных движений ядра

$$E = \frac{B}{2} \dot{\beta}^2 + W_{\tau_0}(\beta) + \frac{R^2}{6B\beta^2}, \quad (24,1)$$

*) Вращательно-вибрационный спектр нечетных ядер исследован в работе А. Давыдова и Б. Мурашкина (ЖЭТФ 34, 1619, 1958).

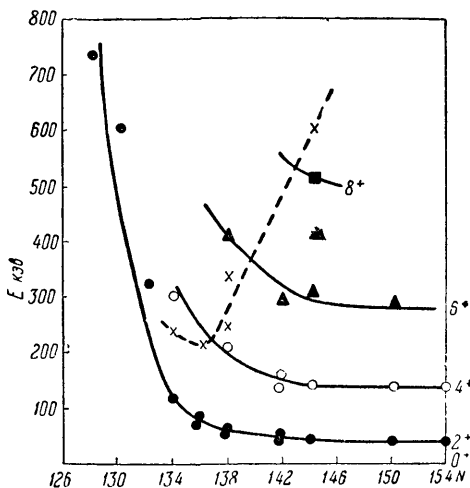


Рис. 20. Зависимость энергии первых возбужденных уровней четно-четных ядер от числа нейтронов в ядре.