

ВЛИЯНИЕ ЗАМКЫВАНИЯ ОБОЛОЧЕК НА СВОЙСТВА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

В. А. Морозов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре проведена систематика экспериментальных данных, свидетельствующих о замыканиях оболочек и подоболочек в ядрах. Перечислены различные методы анализа, позволяющие проводить подобную идентификацию. В работе впервые применен метод дифференцирования энергетической поверхности возбужденных состояний ядер определенной природы, который позволил обнаружить замыкание оболочек, подоболочек и квазиоболочек в ядрах сферической, переходной и деформированной областей.

Обнаружено, что магнитные переходы типа $M1$, $M2$, $M4$ могут служить своеобразным зондом, также позволяющим идентифицировать замыкание оболочек в ядрах. Установлено, что в этом случае отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов при нечетном $N=Z$ близки к одночастичному пределу.

The review is devoted to the experimental data systematics giving the evidence of the shell and subshell closure in nuclei. The different methods of the analysis making possible this identification are given. For the first time in the review there was employed the method of the energy surface differentiation of the excited states with the definite spins which allowed to make identification of the shell, subshell and quasishell closure in nuclei of the spherical, transitional and deformed regions.

It was discovered that the magnetic type transitions $M1$, $M2$, $M4$ may be also used for the identification of the shell closure in nuclei. In this case the ratio of the reduced transition probabilities for neutron and proton transitions is close to the single particle estimate at odd $N=Z$.

ВВЕДЕНИЕ

Идентификация новых магических и полумагических ядер и обнаружение эффектов замыкания оболочек и подоболочек представляют большой интерес для установления границ применимости оболочечной модели ядра [1] или ее модификаций, а также установления числа валентных нуклонов сверх замкнутого ко́ра ядра. В последние годы появились экспериментальные и теоретические работы, посвященные доказательству существования нового магического числа

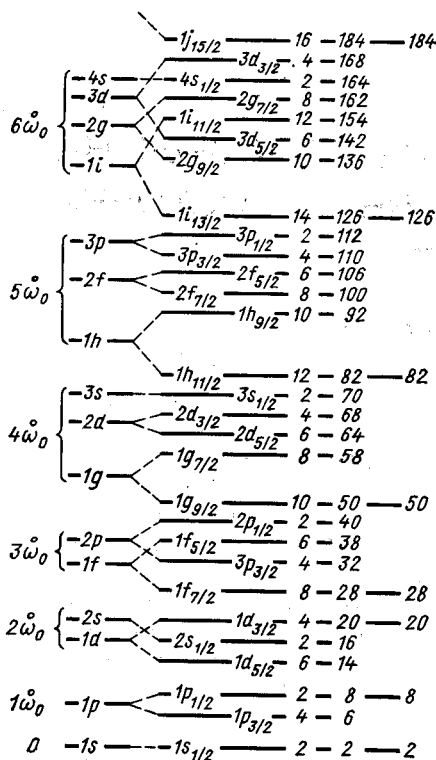


Рис. 1. Схема одночастичных уровней в потенциальной яме, промежуточной между прямоугольной и осцилляторной со спин-орбитальным взаимодействием [8]

$Z = 64$ в $^{146}_{64}\text{Cd}_{82}$ [2–7]. Характерной особенностью этого магического числа по сравнению с магическими числами Z , равными 50, 82, является меньшая устойчивость данной оболочки по мере изменения числа протонов и нейтронов в ядре. Поэтому идентификация новых магических чисел смыкается с задачей установления предела действия данной замкнутой оболочки в соседних ядрах.

Цель данной работы заключалась в выборе методов идентификации замкнутых оболочек в ядре и в анализе некоторых экспериментальных данных, свидетельствующих о замыкании ядерных оболочек и, в частности, о замыкании нейтронной оболочки с $N = 64$, поскольку согласно оболочечной модели в этом случае следует ожидать замыкания подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ (рис. 1). На рисунке представлена схема возбужденных состояний ядер после введения в потенциал среднего поля части, учитывающей спин-орбитальное взаимодействие.

1. МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК И ПОДОБОЛОЧЕК В ЯДРАХ

Представление об оболочечной структуре ядра возникло по аналогии с понятием об оболочечном строении атома по мере накопления экспериментальных данных, которые свидетельствовали о выделенности определенных чисел нуклонов в ядрах, так называемых «магических»: 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. Было замечено, что при наличии в ядре такого числа нуклонов—протонов или нейтронов—наблюдаются нерегулярности в ходе изменения таких ядерных свойств, как, например, энергии связи ядер, энергии β - и α -распада и т. д. Эти явления были связаны с замыканием нуклонных оболочек в ядре. Первоначальные попытки объяснения всего набора магических чисел не увенчались успехом. В этом случае рассматривалось

движение невзаимодействующих нуклонов в потенциале среднего поля с учетом принципа Паули при вариации вида ядерного потенциала от потенциала гармонического осциллятора до потенциала в виде прямоугольной ямы. И только после включения в ядерный потенциал сильного спин-орбитального взаимодействия оказалось возможным объяснить наблюдаемые значения магических чисел.

Состояние каждого нуклона в ядре с потенциалом в виде бесконечной сферически-симметричной ямы гармонического осциллятора можно характеризовать набором квантовых чисел (n, l, j, m_j) , определяющим последовательность заполнения орбит и степень вырождения каждого состояния. Для различных значений орбитального момента l используются следующие обозначения:

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 \dots$$

$$s, p, d, f, g, h, i \dots$$

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию вырождения состояний и группированию энергетических уровней нуклонов в сравнительно узком энергетическом интервале, что ведет к образованию магической оболочки, если энергетический интервал между данной и следующей оболочкой достаточно велик. В противном случае мы имеем дело с замыканием «подоболочки», которая характеризует вырожденные состояния, определяемые числами n, l . Отметим одно обстоятельство, на которое обратили внимание Бор и Моттelson [9]. В ядрах с несферической равновесной формой анизотропная часть потенциала, хотя она и мала по сравнению со сферической частью потенциала, дает сдвиги уровней, сравнимые с расстоянием между оболочками.

Впоследствии в данной работе будет показана энергия, характеризующая заполнение орбиталей парами нуклона в деформированных ядрах.

Ниже приведено перечисление основных экспериментальных методов, позволяющих идентифицировать замкнутые оболочки и подоболочки в ядрах.

Энергия связи нуклонов в ядре. Энергия связи на нуклон — B/A . Зависимость энергии связи на нуклон для наиболее стабильных изобаров представлена на рис. 2 [10]. Наблюдающиеся на этом распределении максимумы связаны с заполнением ядерных оболочек.

Энергии отделения нейтронов S_n и протонов S_p . На рис. 3 представлены характерные распределения энергий связи нуклонов, которые позволяют обнаружить оболочечные эффекты.

Энергии отделения двух нуклонов S_{2n} и S_{2p} . Как и в предыдущем случае, соответствующая зависимость S_{2n} или S_{2p} от Z или N при заполнении оболочек претерпевает немонотонное изменение в виде скачка (рис. 4). Систематика экспериментальных данных значений S_n, S_p, S_{2n}, S_{2p} приведена в работе [11].

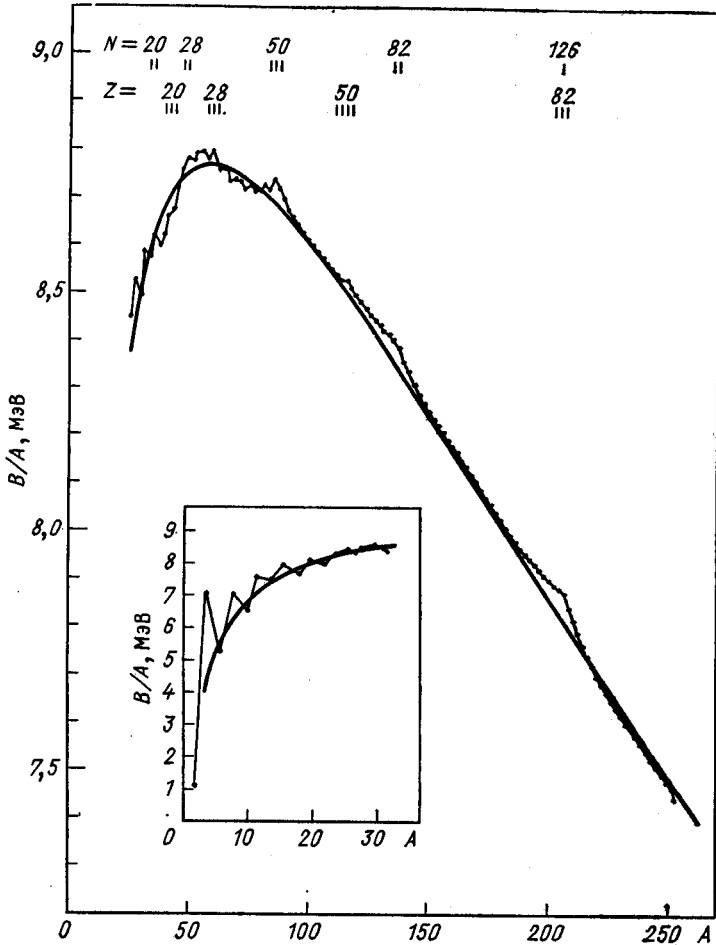


Рис. 2. Значения энергии связи на нуклон B/A для наиболее стабильных изобар при четных значениях A

Парные энергии. Нейтронные и протонные парные энергии, определяемые как

$$\Delta_n = -\frac{1}{4} [S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N+1, Z)]$$

и

$$\Delta_p = -\frac{1}{4} [S_p(N, Z-1) - 2S_p(N, Z) + S_p(N, Z+1)],$$

также обнаруживают характерную зависимость от N или Z при замыкании оболочек в ядре (рис. 5).

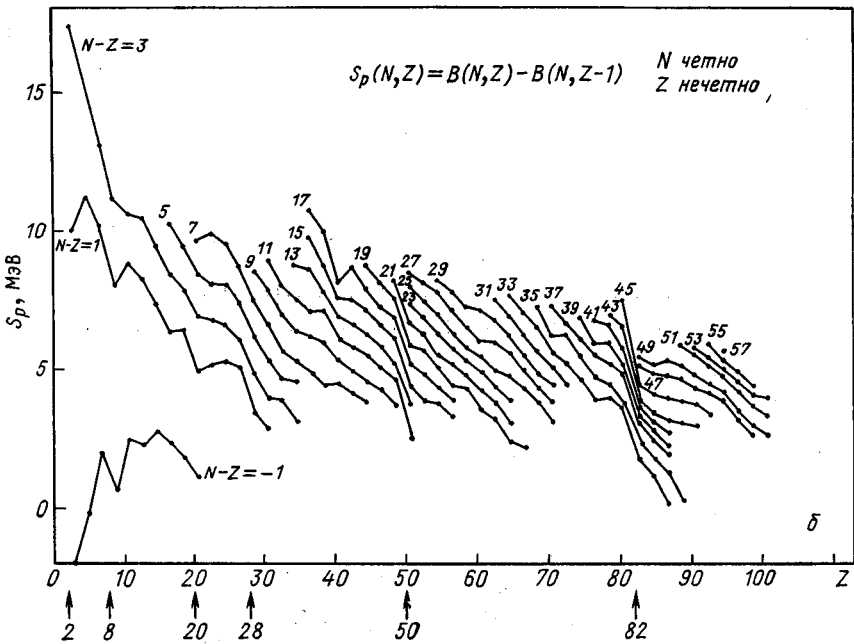
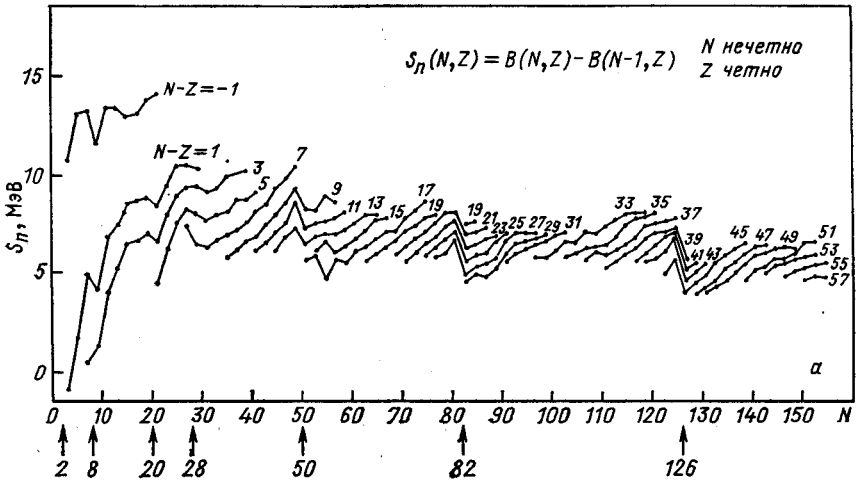


Рис. 3. Энергии отделения нейтронов S_n (а) и протонов S_p (б) [10]

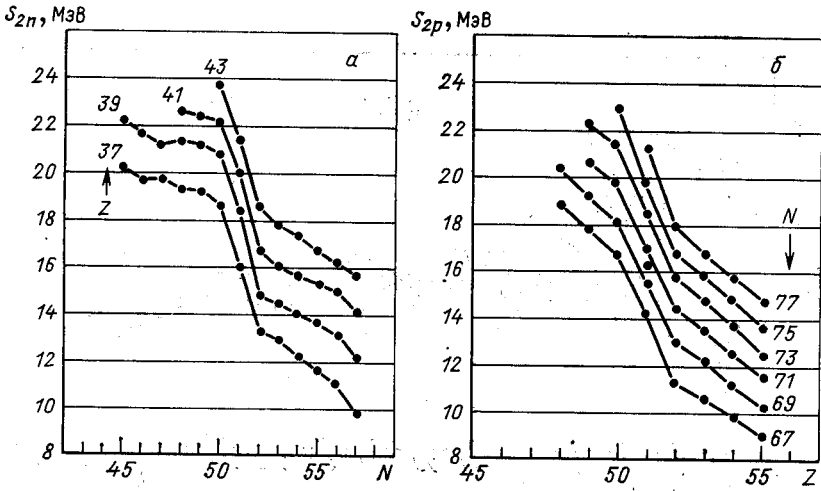


Рис. 4. Энергии отделения пары нейтронов S_{2n} (а) и пары протонов S_{2p} (б) (фрагмент рисунка взят из работы [11])

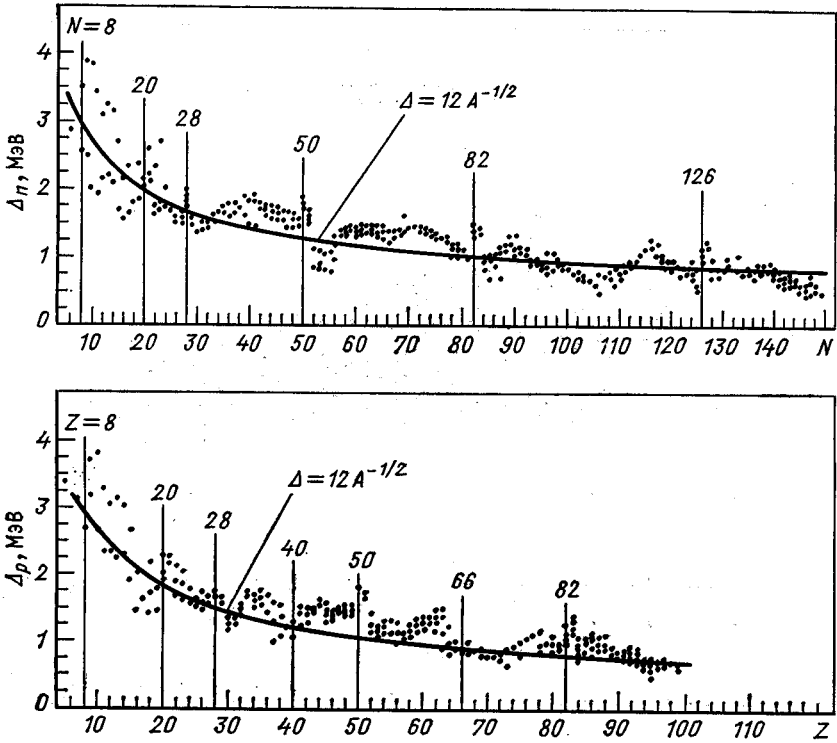


Рис. 5. Зависимость парных энергий Δ_n от N и Δ_p от Z [9]

Энергия распада радиоактивных нуклидов. Энергия β -распада. На рис. 6 продемонстрирован вид зависимости, которую претерпевает энергия β -распада при переходе замкнутой оболочки.

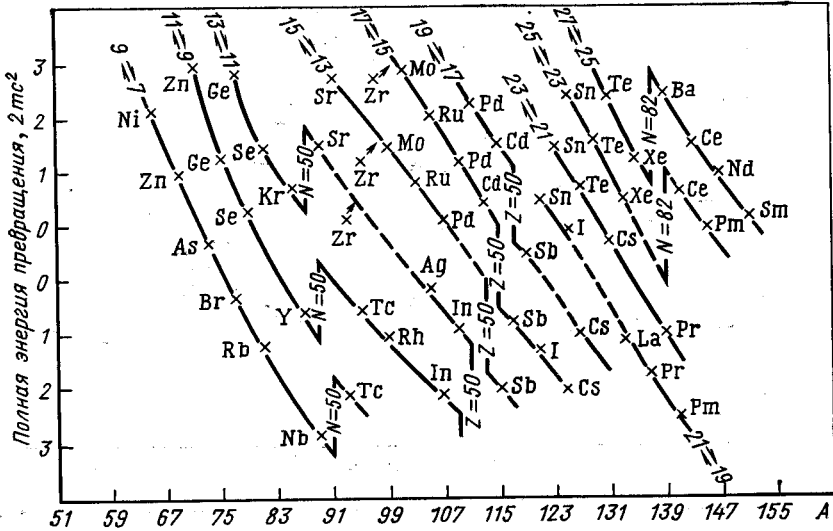


Рис. 6. Энергия β -перехода при превращении нечетного нейтрона в нечетный протон [12]

Энергия α -распада. Немонотонный характер зависимости энергии α -распада нуклидов при изменении числа нуклонов обусловлен замыканием оболочек и хорошо виден на рис. 7 [11].

Систематика энергий возбужденных состояний ядер. Возбужденные состояния 2^+ и 3^- в четно-четных ядрах. Систематика энергий этих состояний обнаруживает наличие экстремума в значениях энергии в зависимости от Z или N при пересечении оболочки (рис. 8). Для идентификации замкнутых оболочек можно использовать также систематику отношений $E(4^+)/E(2^+)$ от Z или N .

Возбужденные состояния в нечетных ядрах. В нечетных ядрах наблюдается пересечение частич-

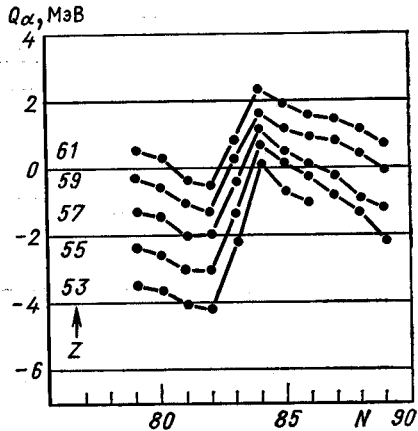


Рис. 7. Зависимость энергии α -распада от числа нейтронов N (фрагмент рисунка взят из работы [11])

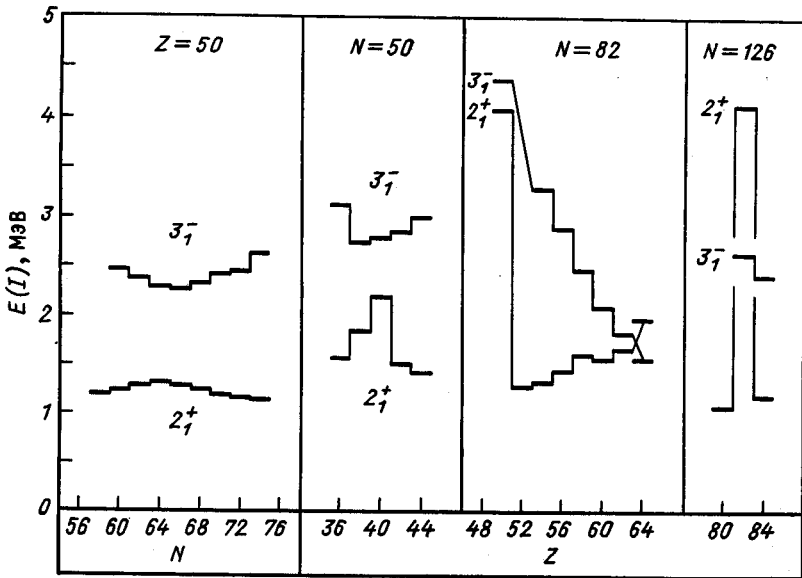


Рис. 8. Систематика возбужденных состояний с I^π , равным 2^+ и 3^- , в магических и околomagических ядрах

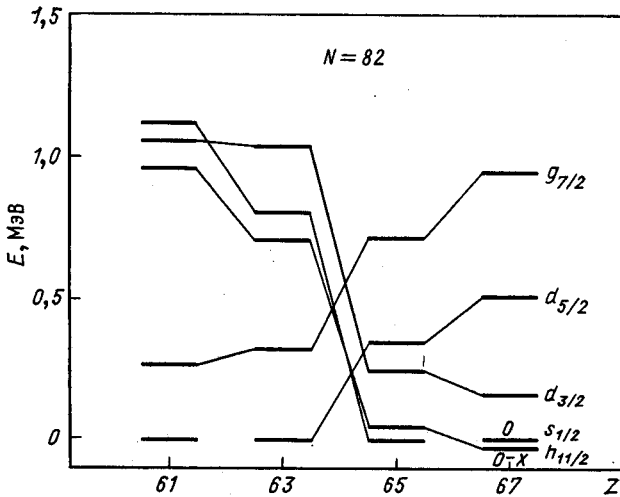


Рис. 9. Энергии одноквартичных и дырочных уровней в изотонах с $N = 82$

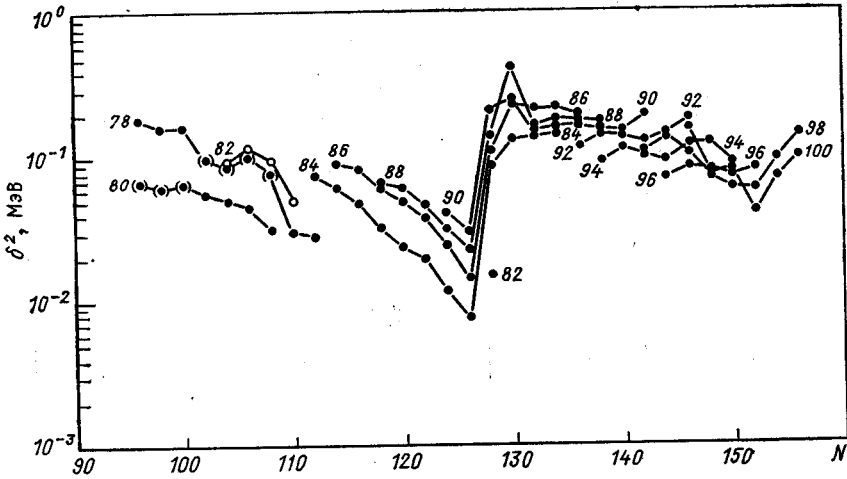


Рис. 10. Значения приведенных ширин α -распада (фрагмент рисунка взят из работы [13]). В скобках — оценочные данные

ных и дырочных уровней при переходе через замкнутую оболочку (рис. 9) вследствие резкого изменения положения химического потенциала.

Приведенные ширины α -распада и вероятности электромагнитных переходов. Приведенные ширины α -распада также проявляют отчетливую структуру при прохождении замкнутой оболочки (рис. 10).

Систематика приведенных вероятностей электромагнитных переходов таких мультипольностей, как, например, $E0$ в четно-четных ядрах позволяет также выявлять замкнутые оболочки (рис. 11).

Другие методы определения замкнутых оболочек. Помимо указанных методов, позволяющих идентифицировать замкнутые оболочки, можно отметить также следующие, основанные на анализе значений магнитных и квадрупольных моментов основных состояний ядер — μ , Q_s [14], изменений среднеквадратичного зарядового радиуса — $\delta \langle r^2 \rangle^{A, A+2}$, а также на анализе толщины поверхностного слоя ядра [15] и плотности возбужденных состояний ядер в области энергий возбуждения порядка 5–10 МэВ [16].

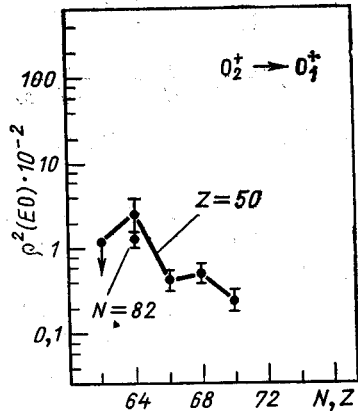


Рис. 11. Электрические монопольные переходы в изотопах Sn и Gd

в изотопах Sn и Gd

2. ВЛИЯНИЕ ЗАМКЫВАНИЯ ОБОЛОЧЕК НА ЭНЕРГИЮ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДРАХ

Нечетные ядра. При последовательном изменении числа протонов или нейтронов прохождение замкнутой оболочки (подоболочки) ядра характеризуется для нечетных ядер пересечением ряда уровней. Это объясняется, как уже отмечалось, резким изменением химического потенциала в ядре при таком переходе. Прослеживая ход изменения положения уровней от ядра к ядру, можно обнаружить замыкание оболочки. Наиболее наглядно замыкание оболочек

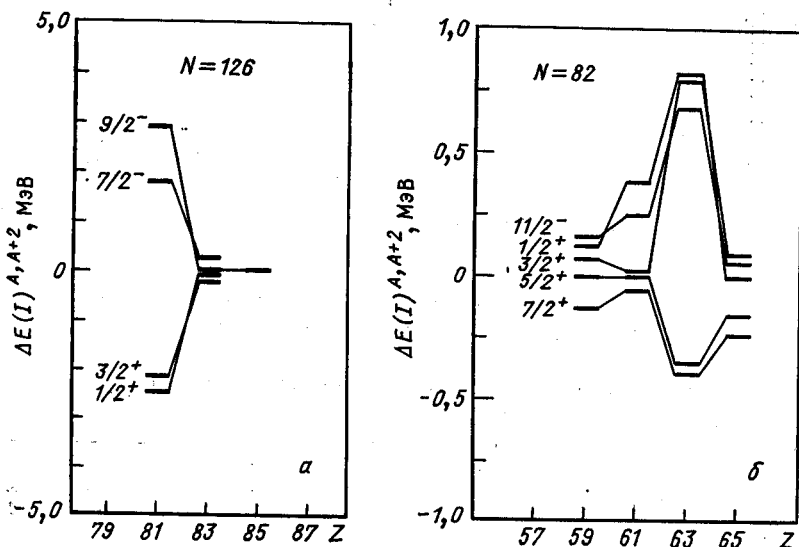


Рис. 12. Диаграмма ДЭП для нечетных изотонов ядер с $N=126$ (а) и с $N=82$ (б)

обнаруживается при разностном энергетическом анализе [40], который характеризует изменение положения уровней определенной природы в изотопах или изотонах. Эту разность определим как

$$\Delta E(I)^{A, A+2} = E(I)^A - E(I)^{A+2},$$

где I — спин определенного состояния в ядре, а E — энергия этого состояния, фактически диаграмма $\Delta E(I)^{A, A+2}$ представляет дифференцирование энергетической поверхности (ДЭП) уровней определенного спина, проведенное по протонным сечениям изотонов или по нейтронным сечениям изотопов. Анализ диаграмм ДЭП позволяет обнаружить замыкание оболочек или подоболочек как в нечетных, так и в четно-четных ядрах. Встает вопрос — какие уровни могут быть использованы при построении диаграмм ДЭП? В нечетных

сферических ядрах замыкание оболочек можно установить по диаграммам ДЭП одночастичных уровней. В четно-четных сферических ядрах в анализе могут быть использованы одно- и двухфоновные уровни квадрупольных колебаний, а также октупольное состояние. К анализу могут быть также привлечены квазиротационные уровни соответствующих состояний с целью установления помимо факта замыкания оболочек также и структурных изменений, происходящих в соответствующей полосе.

Аналогичный подход может быть применен и для установления квазиоболочек в деформированных ядрах. На рис. 12, а приведен пример перестройки системы уровней в нечетных ядрах с замкнутой

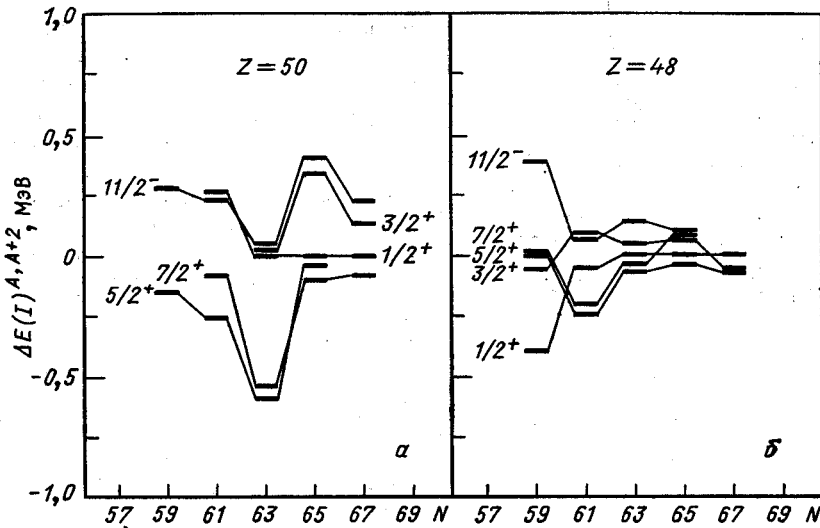


Рис. 13. Диаграмма ДЭП для нечетных изотопов ядер с $Z=50$ и с $Z=48$

нейтронной оболочкой ($N=126$) при прохождении другой протонной замкнутой оболочки с $Z=82$. Группирование частичных и дырочных уровней у нулевой линии при $Z=83$ свидетельствует о стабилизации положения как тех, так и других уровней в ядрах с Z , равным 83 и 85, при переходе замкнутой оболочки с $Z=82$.

Аналогичное поведение мы наблюдаем и при прохождении оболочки с $Z=64$ (рис. 12, б) в нечетных ядрах с $N=82$. При замыкании нейтронной оболочки в нечетных ядрах с $Z=50$ диаграмма ДЭП имеет другой вид (рис. 13, а): по частичным уровням видно замыкание нейтронной оболочки при $N=62$, по дырочным при $N=64$, а $N=66$ соответствует замыканию нейтронной оболочки как по частичным, так и по дырочным уровням. Это отличие, очевидно, связано с разной последовательностью заполнения подоболочек в изотопах с $N=82$ ($Z=59 \div 67$) и изотопах с $Z=50$ ($N=59 \div 71$). Орбиталь $s_{1/2}$

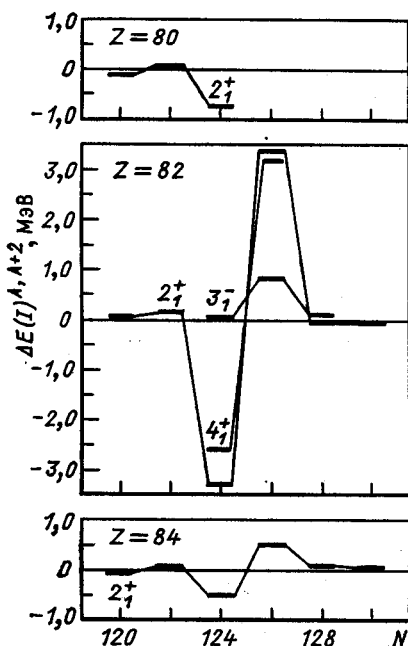


Рис. 14. Диаграмма ДЭП для четно-четных изотопов ядер с $Z=80 \div 84$

в изотопах с $Z=50$ заполняется, начиная с ^{113}Sn ($N=63$), а в изотопах с $N=82$ орбиталь $s_{1/2}$ наблюдается, только начиная с $Z=65$ у ^{147}Tb . Но общим во всех этих случаях при анализе диаграмм ДЭП является раздельное группирование значений $\Delta E(I)^{A, A+2}$ для частичных и дырочных уровней в сравнительно узком энергетическом интервале перед замыканием оболочки и слитное группирование тех и других уровней около нулевого значения после замыкания оболочки. Устойчивость нейтронных оболочек при $N=62 \div 64 \div 66$ можно оценить, изменяя последовательно Z от магического числа на 2. Например, Z равно 48 и 52 и т. д. На рис. 13,6 представлен один из случаев.

Видно, что уже при $Z=48$ стабилизирующее влияние протонной оболочки на замыкание нейтронной оболочки исчезает.

Четно-четные ядра. *Нуклиды из сферической и переходной областей ядер.* Особенно наглядно перестройка оболочек видна при анализе диаграмм ДЭП в четно-четных ядрах. На рис. 14 представлены диаграммы для нижайших уровней с I^π , равным 2_1^+ , 4_1^+ , 3_1^- , в изотопах ядер с Z , равным 80, 82, 84. Энергии соответствующих состояний взяты из работы [17]. Характерной чертой является синфазное изменение $\Delta E(I)^{A, A+2}$ для состояний с I^π , равным 2_1^+ , 4_1^+ , от отрицательного к положительному значению при прохождении замкнутой оболочки. Максимального значения эта разность достигает при $N=126$, причем для дважды магических ядер отрицательное и положительное значения $\Delta E(I)^{A, A+2}$ приблизительно равны по абсолютному значению. Для состояний $I^\pi = 3_1^-$ поведение $\Delta E(I)^{A, A+2}$ аналогично, хотя пересечения нулевого уровня в этом случае не происходит. Изменение от $Z=82$ на ± 2 единицы приводит к существенному уменьшению эффекта замыкания оболочки. Аналогичный вид имеют диаграммы ДЭП и в области более легких ядер при заполнении оболочек с N , равным 20, 28, 50, 56 (рис. 15, 16). Обратим внимание на то, что для ядер с $Z=20$ при заполнении оболочек с N , равным 20 и 28, происходит синфазное изменение $\Delta E^{A, A+2}$ для состояний с I^π , равным 0_2^+ , 2_2^+ , 3_1^- . Изменение Z ядра на ± 2 единицы

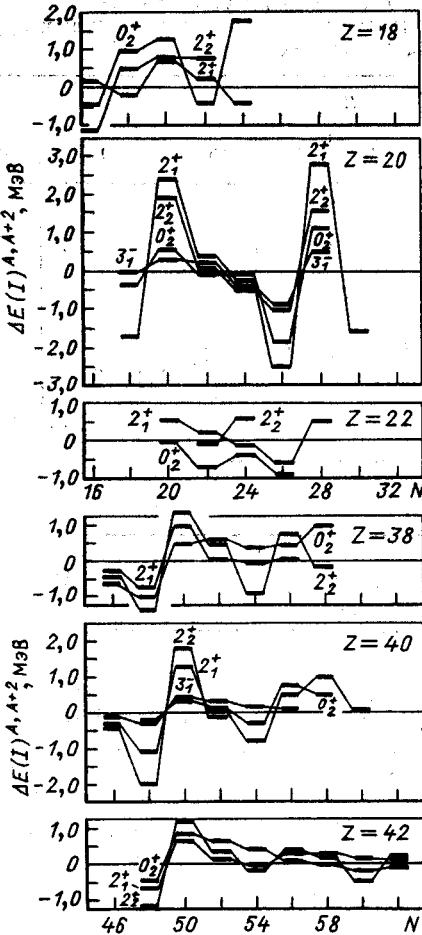


Рис. 15. Диаграммы ДЭП для четно-четных изотопов ядер с $Z = 18 \div 22$

Рис. 16. Диаграммы для четно-четных изотопов ядер с $Z = 38 \div 42$

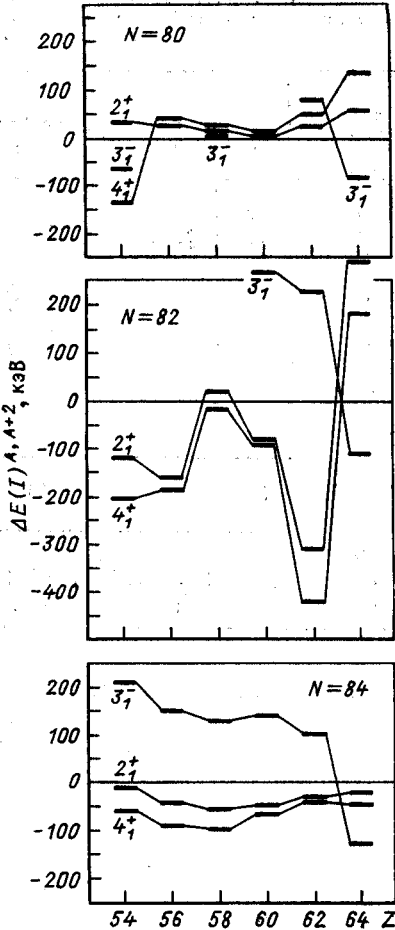


Рис. 17. Диаграммы ДЭП для четно-четных изотопов ядер с $N = 80 \div 84$

от $Z = 20$ приводит к существенному уменьшению эффекта замыкания оболочек, как и для случая $Z = 82 \pm 2$. При рассмотрении изотопов с $Z = 40$ наблюдается аналогичная картина, за исключением того, что состояния с $I^\pi = 3_1^-$ не показывают замыкания подоболочки с $N = 56$, в отличие от состояний с I^π , равным 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , поведение которых четко демонстрирует замыкание подоболочки с $N = 56$. Можно также отметить наблюдаемый эффект замыкания протонной подоболочки при

Таблица 1. Возбужденные состояния ядер, по которым идентифицированы нейтронные оболочки и подоболочки в четно-четных ядрах с $Z = 6 \div 22$, $Z = 36 \div 44$

Нейтронные оболочки	Z									
	6	8	10	12	14	16	18	20	22	
6	0_2^+									
8	2_1^+	$0_2^+, 2_2^+$								
10			0_2^+							
12				0_2^+						
14				2_1^+						
16					0_2^+					
18				2_1^+		$2_1^+, 2_2^+$				
20							$0_2^+, 2_2^+$	$0_2^+, 2_1^+, 3_1^-$		
24							0_2^+			
28								$2_1^+, 0_2^+, 2_2^+, 3_1^-$	2_2^+ 2_1^+	
	36		38		40		42		44	
40	2_1^+									
50	$2_1^+, 2_2^+$		$2_1^+, 0_2^+, 2_2^+$		$2_1^+, 0_2^+, 2_2^+$				$2_1^+, 0_2^+, 2_2^+$	
56			$2_1^+, 2_2^+$		$2_1^+, 0_2^+$					

$Z = 38$. В табл. 1 перечислены те состояния в различных квазиротационных и вибрационных полосах, по которым были идентифицированы замкнутые оболочки, в четно-четных ядрах с $A = 76 \div 100$, а также и в более легких ядрах с $A = 12 \div 50$, которые будут рассмотрены позднее.

Рассмотрение диаграмм ДЭП для изотонов с N , равным 82, 82 ± 2 , в районе $Z = 64$ (рис. 17) дает возможность установить замыкание подболочек при $Z = 58$ по состояниям с $I^\pi = 2_1^+$ и при $Z = 64$ по состояниям I^π , равным 2_1^+ , 4_1^+ и 3_1^- . Отличительной особенностью в данном случае является противофазное изменение разности энергии состояний с $I^\pi = 3_1^-$ по отношению к состояниям с I^π , равным 2_1^+ и 4_1^+ , по сравнению с ранее рассмотренными случаями. Можно отметить также существенно меньший эффект замыкания оболочки при $Z = 64$, который полностью размывается при изменении числа нейтронов от $N = 82$ на ± 2 единицы. Фактически это является свидетельством замыкания не оболочки при $Z = 64$, а подболочки. К такому же выводу приходят авторы работы [18]. Замыкание протонной подболочки при $Z = 58$ подтверждается также диаграммой, представленной на рис. 18.

На основе рассмотренных случаев мы можем перейти к анализу замыкания нейтронной оболочки в изотопах олова при $Z = 50$ (рис. 19). Можно констатировать, что в изотопах олова наблюдается замыкание только подболочек, причем эффект замыкания меньше не только по

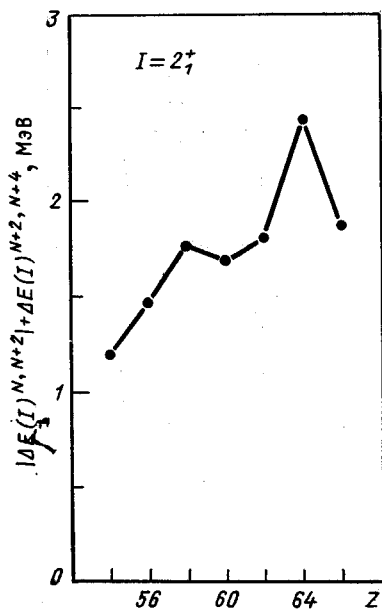


Рис. 18. Диаграмма ДЭП для состояний с $I^\pi = 2_1^+$ в ядрах с $Z=54 \div 66$ (индекс $N=80$)

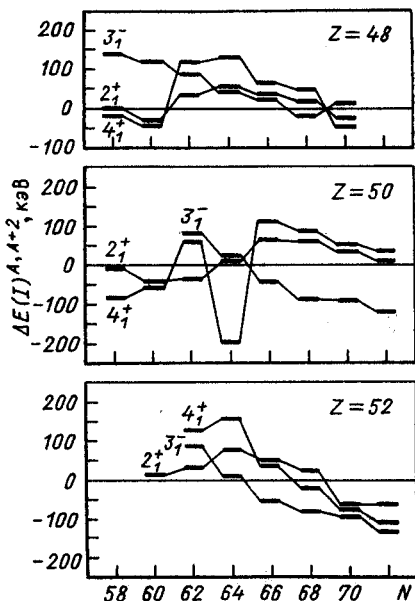


Рис. 19. Диаграммы ДЭП для четно-четных изотопов ядер с $Z=48 \div 52$

сравнению с дважды магическими ядрами, но и с ^{146}Gd . По поведению состояний с $I^\pi = 4_1^+$ подтверждается, как и в нечетных изотопах олова, замыкание подоболочки с $N=62$. По состояниям с $I^\pi = 2_1^+$ видно замыкание подоболочки с $N=64$, а по состояниям с I^π , равным 4_1^+ и 3_1^- , подтверждается, как и в нечетных изотопах олова, замыкание подоболочки с $N=66$. Включение в анализ замыкания оболочек состояний с I^π , равным 6_1^+ и 2_2^+ , позволяет обнаружить помимо установленных оболочек замыкание нейтронных квазиоболочек у изотопов Sn при N , равным 60, 68 и 72 (табл. 2). Последовательное выделение нейтрон-

Таблица 2. Возбужденные состояния ядер, по которым идентифицированы нейтронные оболочки и подоболочки в четно-четных ядрах с $Z=48 \div 52$

Z	Нейтронные оболочки					
	60	62	64	66	68	72
48		$2_1^+, 4_1^+$				
50	6_1^+	$2_1^+, 4_1^+$	$2_1^+, 2_2^+$	$4_1^+, 3_1^-$	$3_1^-, 2_2^+$	2_2^+
52				3_1^-		

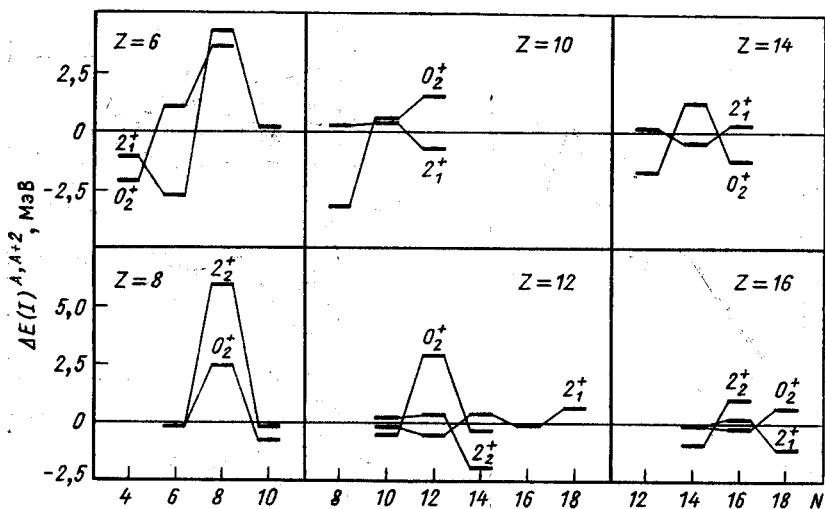


Рис. 20. Диаграммы ДЭП для четно-четных изотопов ядер с $Z=6 \div 16$

ных оболочек в изотопах Sn при заполнении нейтронных орбиталей парами нуклонов является существенным отличием от ранее рассмотренных примеров.

При рассмотрении диаграммы ДЭП для цепочки изотопов при $Z=50 \pm 2$ видны резкие структурные изменения диаграмм. При $Z=48$ сохраняется только подоболочка с $N=62$, а при $Z=52$, возможно, сохраняется только подоболочка с $N=66$.

Легкие четно-четные ядра с $N=Z$. Анализ диаграмм ДЭП в легких четно-четных ядрах с $N=Z$ позволил установить замыкание оболочек при $N=Z$ по уровням квази β - и квази γ -вибрационных состояний (табл. 1, рис. 20).

Деформированные ядра. Анализ диаграмм ДЭП позволяет также идентифицировать квазиоболочки в четно-четных деформированных

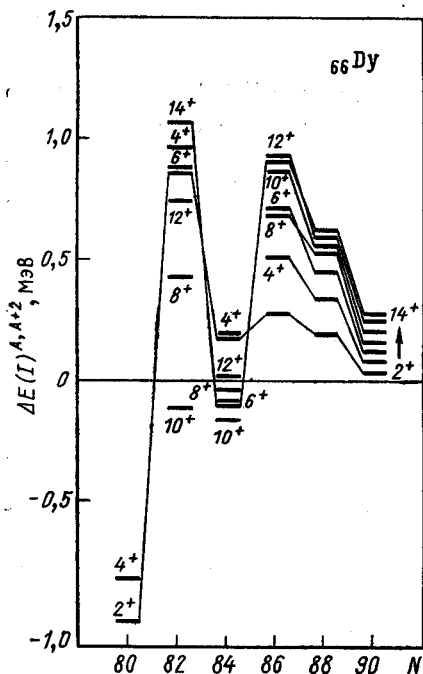


Рис. 21. Диаграмма ДЭП для четно-четных изотопов Dy

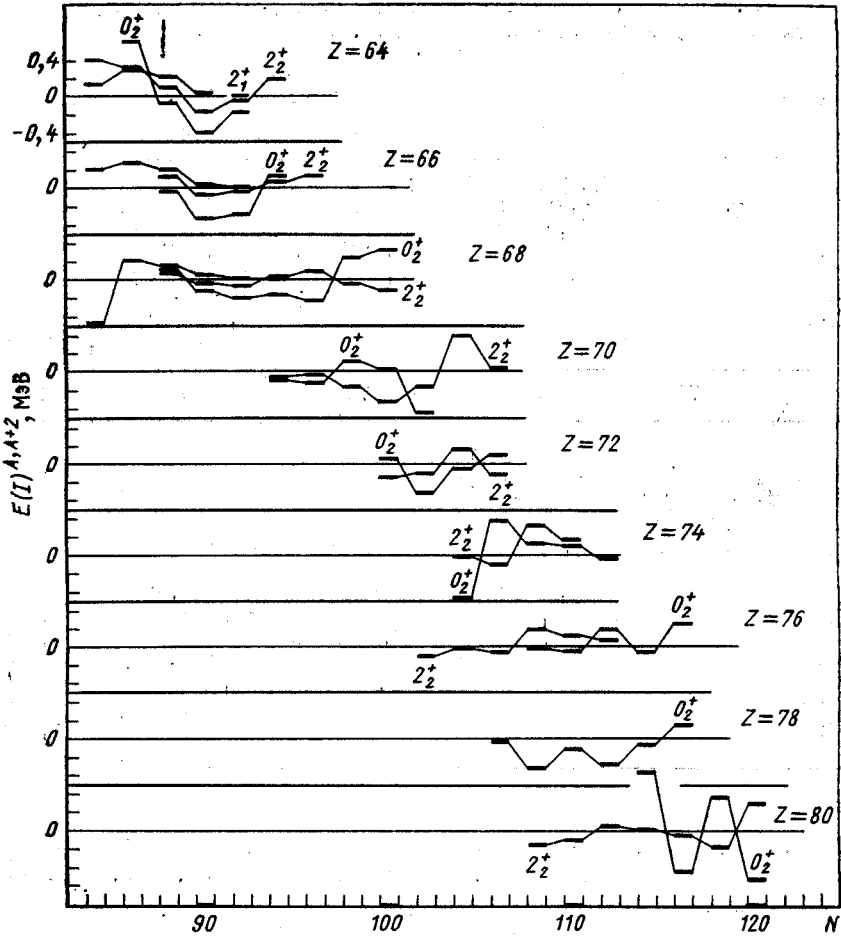


Рис. 22. Диаграммы ДЭП для четно-четных деформированных ядер (энергетический масштаб для всех сечений одинаков)

ядрах. В этом случае анализ можно проводить по возбужденным состояниям ротационных полос основного, β - или γ -вибрационных состояний. Обращает на себя внимание выделенность числа $N = 86$ в переходной области ядер при Z , равном 64, 66, 68. На рис. 21 в качестве примера приведена диаграмма ДЭП для изотопов Dy. Отметим, что на диаграмме отчетливо прослеживается связь состояний с определенным спином с замыканием нейтронной оболочки. На основе анализа диаграмм ДЭП (рис. 22) можно установить заполнение следующих квазиоболочек в деформированных ядрах: N , равных 94, 98, 100, 102, 104, 106, 108, 110, 112, 114, 116, 118, 120, 122 (табл. 3). Для сравнения в таблице приведены также данные по нуклидам

Таблица 3. Возбужденные состояния ядер, по которым идентифицированы нейтронные квазиоболочки в четно-четных ядрах с $Z=64-82$

Нейтронные оболочки	Z				
	64	66	68	70	72
86	6_1^+	$6_1^+, 8_1^+, 10_1^+, 14_1^+$	$2_1^+, 4_1^+, 8_1^+$		
94	$\gamma_1 (2^+, 3^+)$	$\gamma_1 (2^+, 3^+), \beta_1 (0^+, 2^+)$	$10_1^+, 16_1^+$		
98			$\gamma_1 (2^+, 3^+)$	$\beta_1 (0^+)$	
100			$\beta_1 (0^+ \div 4^+)$	$g (10^+ \div 14^+)$	$g (10^+ \div 20^+)$
102			$g (6^+ \div 10^+)$	$g (16^+)$	
104				$\gamma_1 (2^+ \div 4^+)$	$\gamma_1 (2^+ \div 4^+)$
106				$g (6^+)$	$\beta_1 (0^+ \div 4^+)$
	74	76	78	80	82
100		$g (20^+, 22^+)$			
102		$g (16^+, 18^+)$			
104	$g (8^+ \div 18^+)$	$g (4^+, 6^+, 14^+)$			
106	$\beta_1 (0^+, 2^+)$	$g (8^+)$			
108	$\gamma_1 (2^+ \div 6^+)$	$\gamma_1 (2^+ \div 6^+)$	$\gamma_1 (3^+)$	$g (6^+)$	
110			$g (12^+)$	$g (8^+)$	
112		$\beta_1 (0^+, 2^+)$	$g (10^+)$	$g (6^+)$	$\gamma_1 (2^+)$
114		$\gamma_1 (6^+)$		$g (2^+, 4^+, 18^+)$	4_1^+
116		$\beta_1 (0^+)$	$\beta_1 (0^+, 2^+)$		2_1^+
118				$g (6^+)$	
120				$\beta_1 (0^+)$	
122				$\gamma_1 (2^+, 3^+)$	
126				$g (2^+)$	2_1^+

с $N=86$ и $Z=82$. Интересна связь квазиоболочек с вибрационными состояниями разной природы. Числа N , равные 98, 106, 116, 118, в ряде ядер выявляются только по β -вибрационным состояниям, в то время как γ -вибрационные состояния в тех же ядрах не дают возможности установить замыкание квазиоболочек. Заметим, что оболочка с $N=106$ проявляется также и в ^{186}Hg , о чем свидетельствует резкий спад среднеквадратичного зарядового радиуса при переходе от ^{185}Hg к ^{186}Hg [19]. В этой работе спад интерпретируется как переход от вытянутой сильнодеформированной к сплюснутой слабдеформированной форме ядра. Числа N , равные 104, 108, 114, 120, идентифицируются только γ -вибрационными состояниями и не идентифицируются β -вибрационными состояниями. Исключение составляет число $N=94$, которое идентифицируется по γ - и β -вибрационным состояниям в ^{160}Dy , и $N=112$, которое идентифицируется по β -вибрационному состоянию в ^{188}Os и γ -вибрационному состоянию в ^{192}Hg . Остальные квазиоболочки идентифицируются по возбужденным уровням ротационной полосы основных состояний.

Интересным является то обстоятельство, что с $N=98$ и до $N=122$

добавление каждой новой пары нейтронов проявляется как замыкание оболочки в сферическом ядре. Таким образом, снятие вырождения уровней вследствие деформации ядра прослеживается по диаграммам ДЭП для различных состояний ротационных полос в деформированных ядрах. Важно отметить, что эффект замыкания квазиоболочек в деформированных ядрах по величине $\Delta E (I)^{A, A+2}$ существенно меньше эффекта замыкания оболочек в дваждымагических ядрах, однако он сравним с эффектом замыкания оболочек в полумагических ядрах. Очевидно, что заполнение различных орбиталей рассматриваемых ядер проявляется только для определенных состояний и при определенном характере нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре или при определенном характере движения ядерной материи. Подчеркнем необходимость дальнейшего накопления экспериментальных данных для установления зоны действия квазиоболочек по Z на уровни ротационных полос различной природы.

3. ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕКОТОРЫХ МАГИЧЕСКИХ И ОКОЛОМАГИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Приведенные вероятности $E0$ -, $E2$ -, $E3$ -переходов. Сравнение приведенных вероятностей однотипных электромагнитных переходов в магических и полумагических ядрах и в районе массовых чисел, близких к $Z = 50, N = 64; Z = 64, N = 82$ и $Z = 82, N = 126$, позволяет установить их качественную согласованность. В табл. 4 [12—16] и на рис. 23, 24 приведены данные, характеризующие электрические квадрупольные и октупольные переходы.

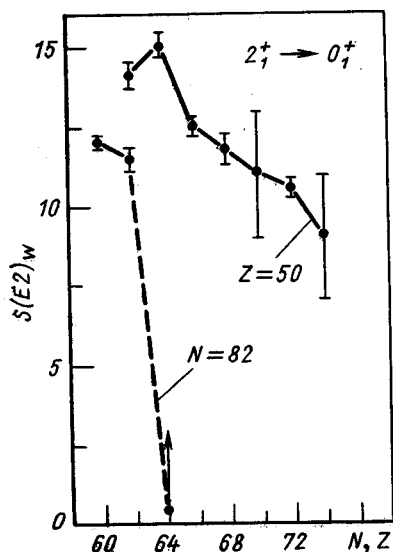


Рис. 23. Факторы ускорения электрических квадрупольных переходов для изотопов с $Z = 50$ и изотонов с $N = 82$

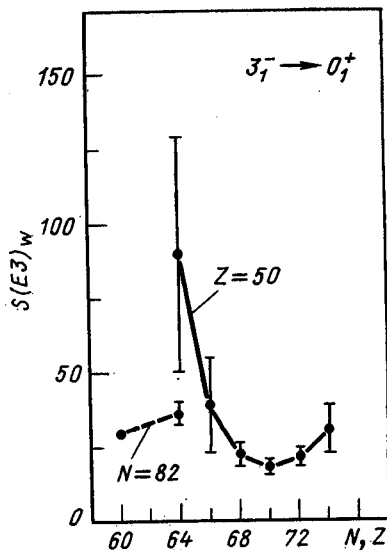


Рис. 24. Факторы ускорения электрических октупольных переходов для изотопов с $Z = 50$ и изотонов с $N = 82$

Таблица 4. Электрические мультипольные переходы $E0$, $E2$, $E3$ в магических и околomagических ядрах

Z	A	$E0 (0_2^+ - 0_1^+)$		$E2 (2_1^+ - 0_1^+)$		$E3 (3_1^- - 0_1^+)$	
		$E (0_2^+)$, кэВ	$\rho^2 \cdot 10^{-2}$	$E (2_1^+)$, кэВ	S_W	$E (3_1^-)$, кэВ	S_W
^{50}Sn	112	2191	1,2	1257	1,4 (4) (+1)	2355	—
	114	1923	2,6 (13)	1300	1,5 (3) (+1)	2275	9 (4) (+1)
	116	1757	0,44 (9)	1294	1,25 (3) (+1)	2266	3,9 (16) (+1)
	118	1758	0,52 (13)	1230	1,18 (5) (+1)	2328	2,2 (4) (+1)
	120	1875	0,26 (7)	1172	1,1 (2) (+1)	2400	1,8 (2) (+1)
	122	2088	—	1140	1,06 (3) (+1)	2492	2,2 (3) (+1)
	124	(2129)	—	1132	9,0 (2) (0)	2162	3,1 (8) (+1)
	^{60}Na	142	2217	—	1576	1,20 (2) (+1)	2084
^{62}Sm	144	2478	—	1660	1,16 (3) (+1)	1810	—
^{64}Gd	146	2165	1,22 (13)	1974	4 (-1)	1579	3,6 (4) (+1)
^{82}Pb	206	—	—	4085	8,7 (5) (0)	2614	3,39 (5) (+1)

Примечание. Форма записи $S_W = 9 (4) (+1)$ эквивалентна $S_W = (9 \pm 4) \cdot 10^1$.

польные и октупольные переходы, идущие с состояний 2_1^+ и 3_1^- четно-четных нуклидов. В настоящее время отсутствуют данные по времени жизни состояния 2_1^+ в ^{146}Gd , но видно, что изотопы с $N = 82$ и Z , равным 60, 62, имеют тот же порядок ускорения $E2$ -перехода, что и изотопы Sn с N , равным 60, 62. Отметим, что в дваждымагическом ядре ^{208}Pb состояние 2_1^+ менее коллективизировано [$S(E2)_W = 8,7$ (в единицах Вайскопфа)] по сравнению с другими рассмотренными нуклидами [$S(\sigma L)_W = B(\sigma L)_{\text{эксп}}/B(\sigma L)_W$]. Состояния 3_1^- в ^{114}Sn , ^{146}Gd и ^{208}Pb также коллективизированы, причем в ^{114}Sn в большей степени, чем в ^{146}Gd и ^{208}Pb . Для электрических монополюсных переходов $E0(0_2^+ - 0_1^+)$ (рис. 11) также наблюдается возрастание значения ρ^2 -квадрата приведенного ядерного матричного элемента $E0$ -перехода при $N = 64$. В пределах погрешности это значение для ^{114}Sn совпадает со значением ρ^2 для ^{146}Cd .

Приведенные вероятности $M2$ -переходов. В табл. 5 [21 — 26] и на рис. 25 и 26 представлены приведенные вероятности нейтронных и протонных переходов типа $M2(1h_{11/2} - 1g_{7/2})$ для околomagических ядер вблизи $Z, N = 64$ в зависимости от N и Z . Характерные черты этой зависимости в общем виде изображены на рис. 27, на котором схематично показано, что именно в седловой точке, находящейся

Таблица 5. Приведенные вероятности нейтронных и протонных $M2$ -переходов типа $1h_{11/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$ в нечетных ядрах

Z	A	E_i/E_f (кэВ)	$2I_i^\pi$	S_W
^{48}Gd	107	845/205	11 ⁻	1,74 (12) (-1)
	109	462/203	11 ⁻	9,3 (8) (-2)
^{50}Sn	109	1256/0	11 ⁻	1,4 (2) (-1)
	111	979/0	11 ⁻	1,6 (2) (-1)
	113	738/77	11 ⁻	1,25 (3) (-1)
	115	713/613	11 ⁻	1,20 (4) (-1)
	117	712/315	7 ⁻	1,8 (5) (-1)
	119	787/90	7 ⁻	2,0 (7) (-1)
121	926/6	7 ⁻	3,2 (8) (-1)	
^{52}Te	115	280/0	11 ⁻	8,5 (3) (-2)
^{59}Pr	135	358/246	11 ⁻	6,1 (6) (-2)
	137	563/231	11 ⁻	8 (3) (-1)
	139	822/114	11 ⁻	1,31 (3) (-1)
	141	1116/145	11 ⁻	2,42 (18) (-1)
^{61}Pm	141	629/197	11 ⁻	1,40 (7) (-1)
	143	960/272	11 ⁻	2,5 (2) (-1)
	145	794/61	11 ⁻	2,6 (3) (-1)
	147	649/0	11 ⁻	1,4 (2) (-1)
	149	240/0	11 ⁻	2,3 (2) (-2)
^{63}Eu	143	389/272	11 ⁻	8,5 (1) (-2)
	145	716/329	11 ⁻	1,37 (11) (-1)
	147	625/229	11 ⁻	1,10 (2) (-1)
	149	496/150	11 ⁻	6,8 (1) (-2)

на пересечении двух замкнутых оболочек, приведенная вероятность $M2$ -переходов минимальна [41]. Обнаруженная закономерность в поведении вероятности B ($M2$ -переходов в нечетных околомагических нуклидах позволяет оценить влияние магического кора на относительные скорости протонных и нейтронных переходов.

При расчетах в рамках одночастичной модели отношения приведенных вероятностей магнитных переходов в ядре по Мошковскому равны

$$\frac{B(ML)_p^M}{B(ML)_n^M} = \frac{M_p^\mu}{M_n^\mu} \left(\frac{A_p}{A_n} \right)^{\frac{2L-2}{3}} \frac{S_p(I_i LI_f)}{S_n(I_i LI_f)}. \quad (1)$$

Для рассмотренных нами переходов $L = |I_i - I_f|$, поэтому $M_\mu = \left[L\mu - \frac{g_i L}{L+1} \right]^2$, $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,2$ фм, $S(I_i, LI_f) =$

статистический множитель. Учет статистического множителя при анализе переходов с $I_i^p \neq I_i^n$ и $I_f^p \neq I_f^n$ оправдан только в случае радиационного перехода одной частицы, но так как в большинстве

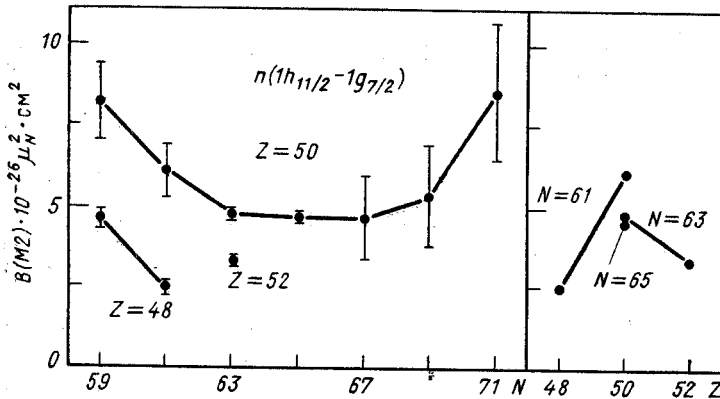


Рис. 25. Приведенные вероятности нейтронных переходов типа $M2$ ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$)

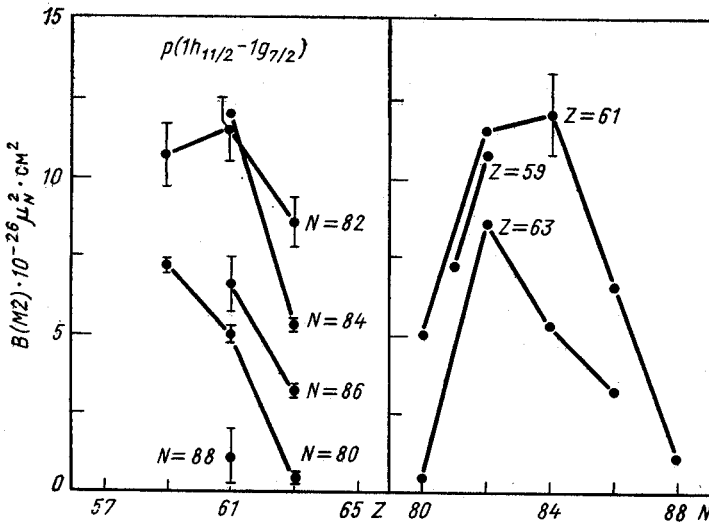


Рис. 26. Приведенные вероятности протонных переходов типа $M2$ ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$)

случаев ядерные состояния имеют более сложную природу, то учет множителя $\bar{S}(I_i, I_f)$ зачастую оказывается неправомерен. Поэтому мы принимаем, как это часто делается, отношение $S_p/S_n = 1$.

Рис. 27. Общий вид зависимости приведенных вероятностей переходов типа $M2 - (1h_{11/2} - 1g_{7/2})$ в нечетных ядрах с полумагическим кором вблизи $N = Z = 64$

В этом случае

$$\frac{B(ML)_p^M}{B(ML)_n^M} = \frac{M_\mu^p}{M_\mu^n} \left(\frac{A_p}{A_n} \right)^{\frac{2L-2}{3}} \quad (2)$$

Для предельного случая при рассмотрении переходов одиночных нуклонов или переходов в зеркальных ядрах

$$B(ML)_p^M / B(ML)_n^M = M_\mu^p / M_\mu^n \quad (3)$$

Эти отношения, характеризующие переходы одиночных нуклонов при $L = |I_i - I_f|$, приведены в табл. 6 [27]. Можно предположить, что если приведенное экспериментальное значение этого отношения, которое получается при исключении зависимости $B(ML)_{\text{эксп}}$ от массового числа A , согласуется с одночастичной оценкой, то данные

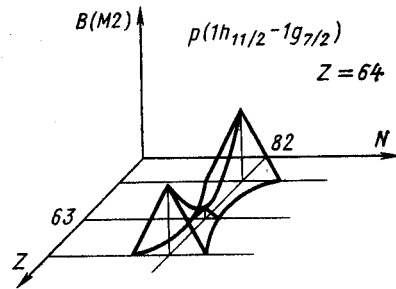
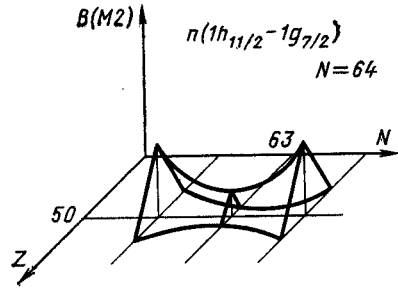


Таблица 6. Отношения приведенных вероятностей переходов одиночного протона и нейтрона (по Мошковскому)

L	1	2	3	4	5
$B(ML)_p^M / B(ML)_n^M$	1,44	1,66	1,77	1,84	1,88

переходы могут рассматриваться как переходы одиночных нуклонов. Заметим, что при вычислении $[B(ML)_p / B(ML)_p]_{\text{привед}}^{\text{эксп}}$ получаем следующее соотношение

$$\left[\frac{B(ML)_p}{B(ML)_n} \right]_{\text{привед}}^{\text{эксп}} = \left[\frac{B(ML)_p}{B(ML)_n} \right]_{\text{эксп}} \left(\frac{A_n}{A_p} \right)^{\frac{2L-2}{3}} = \frac{S_W^p}{S_W^n} \quad (4)$$

Одночастичные оценки, приведенные в табл. 6, фактически не применялись для сравнения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов, так как отсутствовал критерий, позволяющий проводить корректное сравнение однотипных протонных и нейтронных переходов в ядрах при нечетном $N = Z$. Теперь можно сформулировать этот критерий для установления соответствия с расчетами

по одночастичной модели: приведенные вероятности однотипных нейтронных и протонных переходов должны сопоставляться в седловых точках и в непосредственной близости от них (рис. 27), в которых они принимают экстремальные значения. При этом в нечетно-нейтронном ядре протонная оболочка должна быть заполнена, а другая — нейтронная отличаться от полностью заполненной оболочки на ± 1 , ± 3

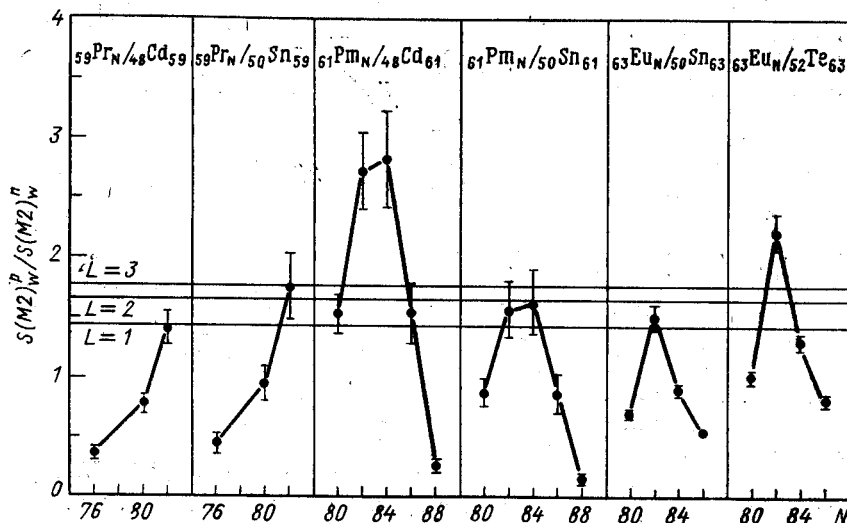


Рис. 28. Относительные вероятности протонных и нейтронных переходов типа $M2 - (1h_{11/2} - 1g_{7/2})$ в нечетных ядрах с полумагическим кором вблизи $N = Z = 64$

нуклона и т. д. Аналогичным образом в нечетно-протонном ядре должна быть заполнена нейтронная оболочка, а протонная отличаться от полностью заполненной оболочки также на ± 1 , ± 3 нуклона и т. д.

В качестве примера на рис. 28 приведены относительные вероятности протонных и нейтронных $M2$ -переходов, происходящих в ядрах, до заполнения оболочек которых $N_1 = Z = 64$ не достает одного, трех или пяти нуклонов. Проведенный анализ показывает существенное влияние замыкания оболочек на скорости $M2$ -переходов. Оказывается, что в нечетных нуклидах с дваждымагическим кором экспериментальное значение отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных $M2$ -переходов совпадает с одночастичным пределом этих отношений.

Подтверждением этому может служить и анализ вероятностей $M2$ -переходов типа $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$ в зеркальных ядрах, у которых не достает одной частицы до дваждымагического кора ${}^{39}\text{K}_{20}$ и ${}^{39}\text{Ca}_{19}$ (табл. 7) [28—31]. Полученное значение отношения приведенных вероятностей протонного и нейтронного переходов в пределах погрешности соответствует их одночастичному значению. Вместе с тем на-

Таблица 7. Отношения приведенных вероятностей для протонных и нейтронных переходов типа $M2\ 1f_{7/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$

$Z^A N$	E_i , кэВ	$2I_i^{\pi_i}$	S_W	S_W^p/S_W^n
$^{39}_{19}\text{K}_{20}$	2814	7-	3,1 (1) (-1)	1,29 (32)
$^{41}_{19}\text{K}_{22}$	1294	7-	9,8 (3) (-2)	0,41 (10)
$^{39}_{20}\text{Ca}_{19}$	2797	7-	2,4 (6) (-1)	—
$^{43}_{21}\text{Sc}_{22}$	152	3+	6,9 (1) (-2)	0,43 (5)
$^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	12	3+	4,7 (6) (-2)	0,29 (5)
$^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	767	3+	3,3 (1) (-2)	0,22 (3)
$^{49}_{21}\text{Sc}_{28}$	2371	3+	2,6 (-2)	0,18
$^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$	2010	3+	1,6 (2) (-1)	—

блюдается сильное отличие вероятностей протонного перехода в ядре $^{41}_{19}\text{K}_{22}$, кор которого не является дваждымагическим, и нейтронного перехода в $^{39}_{20}\text{Ca}_{19}$.

В той же таблице даны отношения приведенных вероятностей протонных $M2$ -переходов типа $1d_{3/2} - 1f_{7/2}$, происходящих в изотопах $_{21}\text{Sc}$, к вероятности нейтронного перехода в $^{41}_{21}\text{Ca}_{21}$. В настоящее время отсутствуют данные относительно $M2$ -перехода в $^{41}_{21}\text{Sc}_{20}$, но вполне очевидно, что для изотопов Sc от $A = 49$ до $A = 43$ отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов растут. Однако отношение S_W^p/S_W^n для нуклидов $^{49}_{21}\text{Sc}_{28}$ и $^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$ очень мало, хотя эти ядра имеют дваждымагический кор $+1$ нуклон.

Приведенные вероятности $M4$ -переходов. В настоящее время накоплен достаточный экспериментальный материал для проведения сравнения протонных и нейтронных переходов типа $1h_{11/2} - 2d_{3/2}$ мультипольности $M4$. Нейтронные переходы такого типа происходят в изотопах с $N = 81$, в которых Z изменяется от 52 до 66 [18], а протонный переход — в ядре $^{207}_{18}\text{Tl}_{126}$ [32]. Экспериментальные результаты приведены в табл. 8 и на рис. 29. Для переходов типа $M4$ наблюдается большое расхождение с одночастичной оценкой приведенных

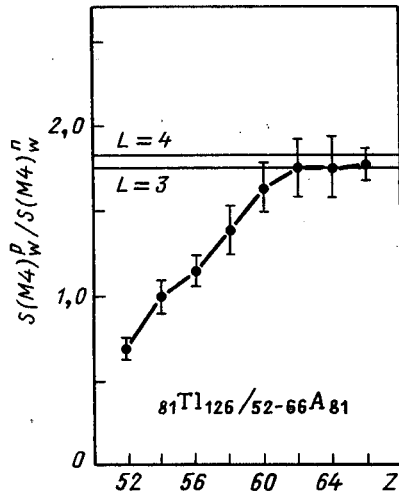


Рис. 29. Относительные вероятности протонных и нейтронных переходов типа $M4 - (1h_{11/2} - 2d_{3/2})$ в нечетных ядрах при $Z = N = 81$

Таблица 8. Отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов типа $M4$ $1h_{11/2} \rightarrow 2d_{3/2}$

Z^A_N	$E_i (E_f)$, кэВ	S_W	S_W^p/S_W^n
$^{207}_{81}\text{Tl}_{126}$	1348 (0)	3,2 (3)	—
$^{133}_{52}\text{Te}_{81}$	334 (0)	4,8 (1)	0,67 (6)
$^{135}_{54}\text{Xe}$	528 (0)	3,2 (1)	1,00 (10)
$^{137}_{56}\text{Ba}$	662 (0)	2,8 (1)	1,14 (11)
$^{139}_{58}\text{Ce}$	754 (0)	2,3 (1)	1,39 (14)
$^{141}_{60}\text{Nd}$	757 (0)	1,96 (3)	1,63 (16)
$^{143}_{62}\text{Sm}$	754 (0)	1,83 (6)	1,75 (17)
$^{145}_{64}\text{Gd}$	749 (27)	1,83 (6)	1,75 (17)
$^{147}_{66}\text{Dy}$	751 (72)	1,8 (1)	1,78 (10)

отношений приведенных вероятностей для ядер при Z вблизи 50 по сравнению с ядрами вблизи $Z=64$, практически совпадающее с этой оценкой.

Насколько существенно влияние дваждымагического кора на приведенные вероятности $M4$ -переходов в нечетных ядрах, можно будет сказать только после определения приведенной вероятности перехода $1h_{11/2} - 2d_{3/2} - B(M4)$ в ^{131}Sn .

Приведенные вероятности l -запрещенных переходов в зеркальных ядрах. Помимо уже рассмотренного случая $M2$ -переходов в зеркальных ядрах интересно также сравнить приведенные вероятности l -запрещенных $M1$ -переходов, происходящих в зеркальных ядрах, имеющих общий четно-четный остов ± 1 нуклон. При этом можно допустить, что если структура возбужденных состояний,

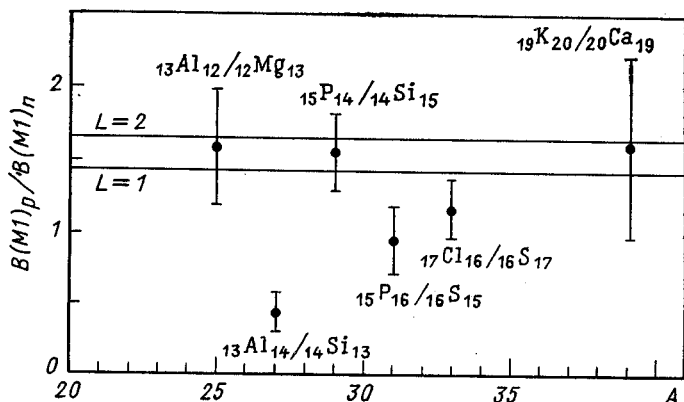


Рис. 30. Относительные вероятности l -запрещенных протонных и нейтронных переходов типа $M1$ в зеркальных ядрах

между которыми идет l -запрещенный переход, идентична, а снятие l -запрета происходит вследствие действия одних и тех же факторов, то отношение приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов в зеркальных ядрах должно быть близко к одночастичным оценкам. Известные экспериментальные данные приведены в табл. 9

Таблица 9. Отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных l -запрещенных $M1$ -переходов типа $2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$ в зеркальных ядрах

Z^A_N	$E_i (E_f)$, кэВ	$2I_i^\pi$	S_W	$B(M1)_p/B(M1)_n$
$^{25}_{13}\text{Al}_{12}$ $^{25}_{12}\text{Mg}_{13}$	945 (451) 975 (585)	3^+ 3^+	2,4 (6) (-2) 1,5 (1) (-2)	1,60 (41)
$^{27}_{13}\text{Al}_{14}$ $^{27}_{14}\text{Si}_{13}$	1014 (844) 957 (780)	3^+ 3^+	8,7 (5) (-2) 1,9 (6) (-1)	0,44 (14)
$^{29}_{15}\text{P}_{14}$ $^{29}_{14}\text{Si}_{15}$	1383 (0) 1273 (0)	3^+ 3^+	5,8 (9) (-2) 3,7 (3) (-2)	1,57 (27)
$^{31}_{15}\text{P}_{16}$ $^{31}_{16}\text{S}_{15}$	1266 (0) 1249 (0)	3^+ 3^+	1,9 (1) (-2) 2,0 (5) (-2)	0,95 (24)
$^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$ $^{33}_{16}\text{S}_{17}$	810 (0) 841 (0)	1^+ 1^+	3,4 (6) (-2) 2,9 (1) (-2)	1,17 (21)
$^{39}_{19}\text{K}_{20}$ $^{39}_{20}\text{Ca}_{19}$	2522 (0) 2469 (0)	1^+ 1^+	1,5 (6) (-2) 0,9 (1) (-2)	1,62 (65)

[24, 33] и на рис. 30. Необходимо отметить, что отношения приведенных вероятностей l -запрещенных $M1$ -переходов в зеркальных ядрах в пределах погрешностей соответствуют одночастичному значению, хотя точность определения этих отношений еще недостаточно высока. Наиболее близки к одночастичным оценкам отношения $B(M1)_p/B(M1)_n$ для переходов, происходящих в зеркальных ядрах, имеющих четно-четный кор $+1$ нуклон. Это, очевидно, не противоречит тому, что в четно-четных ядрах с $N=Z$ от $A=12$ до $A=40$ происходит замыкание оболочек. Наибольшие отклонения наблюдаются для ядер, имеющих четно-четный кор -1 нуклон. К ним относятся следующие пары: $^{31}_{15}\text{P}_{16} - ^{31}_{16}\text{S}_{15}$ и $^{27}_{13}\text{Al}_{14} - ^{27}_{14}\text{Si}_{13}$.

Приведенные вероятности l -запрещенных $M1$ -переходов в незеркальных ядрах при нечетном $N=Z$. В предыдущем разделе были рассмотрены отношения приведенных вероятностей l -запрещенных $M1$ -переходов в зеркальных ядрах. В табл. 10 [34] приведены данные относительно других однотипных l -запрещенных переходов, происходящих в незеркальных ядрах. Отметим, что эти отношения в ряде случаев значительно отличаются от одночастичных оценок, что,

Таблица 10. Отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных l -запрещенных $M1$ -переходов в незеркальных ядрах

$Z^A N$	$E_i (E_f)$, кэВ	$2I_i^\pi$	$B(M1)$, μ_N^2	$B(M1)_p/B(M1)_n^*$
$2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$				
$^{31}_{15}P_{16}$	1266 (0)	3^+	3,44 (20) (-2)	0,52 (8) (0)
$^{33}_{15}P_{18}$	1431 (0)	3^+	2,29 (34) (-2)	0,35 (7) (0)
$^{27}_{14}Si_{13}$	1273 (0)	3^+	6,62 (95) (-2)	—
$^{35}_{17}Cl_{18}$	1219 (0)	1^+	1,43 (19) (-1)	2,57 (35) (0)
$^{37}_{17}Cl_{20}$	1726 (0)	1^+	5,63 (92) (-2)	1,01 (17) (0)
$^{33}_{16}S_{17}$	841 (0)	1^+	5,56 (14) (-2)	—
$^{43}_{21}Sc_{22}$	855 (152)	1^+	4,1 (6) (-4)	2,01 (52) (-2)
$^{45}_{21}Sc_{24}$	939 (12)	1^+	0,65 ($^{+51}_{-28}$) (-2)	0,32 ($^{+25}_{-14}$) (0)
$^{47}_{21}Sc_{26}$	1391 (767)	1^+	0,58 (-2)	0,29 (0)
$^{49}_{21}Sc_{28}$	2371 (2228)	3^+	6,7 (4) (-4)	3,30 (80) (-2) **
$^{41}_{20}Ca_{21}$	2670 (2010)	1^+	2,03 (48) (-2)	—
$3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$				
$^{207}_{81}Tl_{126}$	351 (0)	3^+	2,29 (53) (-2)	—
$^{139}_{58}Ce_{81}$	255 (0)	1^+	1,59 (30) (-2)	1,44 (43) (0) **
$^{145}_{64}Gd_{81}$	27 (0)	3^+	0,79 (2) (-2)	2,90 (67) (0)

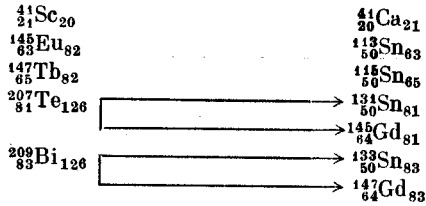
* При вычислении погрешности $B(M1)_p/B(M1)_n$ учитывалась только погрешность в определении времени жизни соответствующего состояния.

** При вычислении этих отношений статистический множитель не учитывался.

возможно, связано с существенным изменением структуры рассматриваемых состояний и роли факторов, влияющих на снятие l -запрета. Только отношение приведенных вероятностей переходов для нуклидов $^{37}_{17}Cl_{20}$ и $^{33}_{16}S_{17}$ лучше согласуется с одночастичными оценками и с отношением приведенных вероятностей переходов в зеркальных ядрах $^{37}_{17}Cl_{16}$ — $^{33}_{16}S_{17}$ при замыкании нейтронной оболочки с $N=20$. Как и в случае $M2$ -переходов, наблюдается значительное отличие от одночастичных оценок для пары ядер $^{49}_{21}Sc_{28}$ и $^{41}_{20}Ca_{21}$. Заметное увеличение отношения $B(M1)_p/B(M1)_n$ для ядер $^{45}_{21}Sc_{24}$ — $^{41}_{20}Ca_{21}$, возможно, объясняется замыканием нейтронной подоболочки с $N=24$, которое проявилось в цепочке изотопов ^{18}Ar и ^{22}Ti (см. рис. 15).

Важно дальнейшее расширение исследований l -запрещенных переходов в незеркальных ядрах при $N=Z$ с целью выяснения влияния заполненных оболочек на вероятности протонных и нейтронных переходов. Ниже даны примеры ядер, изучение однотипных переходов в которых представляет особый интерес.

Возможные пары нуклидов для изучения отношения приведенных вероятностей однотипных переходов, происходящих в этих ядрах



4. НЕЙТРОННАЯ ОБОЛОЧКА С $N = 64$

Систематизация некоторых экспериментальных данных относительно замыкания оболочки с $N = 64$ была проведена в [14]. Проведем сравнение свойств ядра ${}_{50}^{114}\text{Sn}_{64}$ с другими дваждымагическими нуклидами, уделяя особое внимание сопоставлению его свойств свойствам ядра ${}_{64}^{146}\text{Gd}_{82}$.

Аргументация, которая привлекалась в обоснование магичности числа $Z = 64$, сводилась в основном к рассмотрению следующих свойств ядер:

энергии нижайших состояний со спинами 2_1^+ и 3_1^- в четно-четных ядрах с $N = 82$;

величины энергетической щели в протонной системе;

величины протонной парной энергии;

особенностей α -распада (скачок в энергиях α -частиц при пересечении оболочки при $Z = 64$ и наблюдение минимума в приведенных α -ширинах при $Z = 64$), а также ряда других свойств. Результаты теоретических расчетов, приводящие к тому же заключению, показали обращение в нуль функции спаривательных сверхтекучих корреляций для ${}^{146}\text{Gd}$ и объяснили ряд свойств четно-четных и нечетных ядер на основе представлений о магичности ядра ${}^{146}\text{Gd}$ [5]. Свойства изотопов олова представляют особый интерес, поскольку они имеют замкнутую протонную оболочку с $Z = 50$ при числе нейтронов, изменяющемся от $N = 50$ до $N = 82$. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на обнаружение эффектов, связанных с заполнением нейтронных оболочек и подоболочек.

Энергия возбужденных состояний магических четно-четных ядер. Для изотопов Sn наблюдается повышение энергии состояния 2_1^+ при возрастании числа N до 64 при одновременном понижении энергии состояния 3_1^- . Такое поведение характерно при замыкании оболочек и в других магических ядрах.

Рассмотрим поведение первых возбужденных состояний 2_1^+ и 3_1^- (рис. 8). В ${}^{114}\text{Sn}$ нижайшим является уровень $I^\pi = 2_1^+$, что идентично положению аналогичных уровней в дваждымагических ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{132}\text{Sn}$, в то время как в ${}^{146}\text{Gd}$ и ${}^{208}\text{Pb}$ нижайшим является уровень $I^\pi = 3_1^-$.

Особенности заполнения нейтронных оболочек видны также при рассмотрении зависимости $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ от N (рис. 31). Это отношение достигает минимума при $N = 64$, что аналогично поведению подоб-

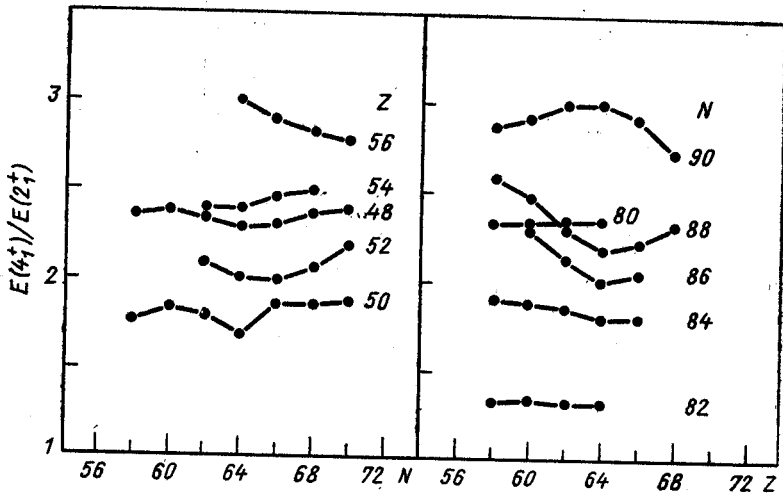


Рис. 31. Зависимость $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ от N для ядер вблизи $Z = N = 64$

ного отношения при замыкании нейтронных оболочек с N , равным 82 и 126, для дваждымагических ядер (табл. 11). Свидетельством повы-

Таблица 11. Систематика отношений $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ в дваждымагических ядрах и ядре ^{114}Sn

Ядро	$^{16}_8\text{O}_8$	$^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$	$^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$	$^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$	$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	$^{114}_{50}\text{Sn}_{64}$	$^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$	$^{148}_{64}\text{Gd}_{82}$	$^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$
$E(4_1^+)$, кэВ	10350	5280	4503	3924	3080	2188	4416	2612	4324 *
$E(2_1^+)$, кэВ	6917	3904	3832	2701	2186	1300	4041	1971	4085
$E(4_1^+)/E(2_1^+)$	1,50	1,35	1,17	1,45	1,41	1,69	1,09	1,32	1,06

* Sistemich K. Raport IFJN 1302/PS. Krakow, 1985. P. 142.

шенной устойчивости этой нейтронной оболочки является наличие минимума при $N = 64$ и для ядер с Z , равным 48, 52, 54. Наблюдается также аналогия в изменении формы ядра при пересечении оболочек с $N = 64$ и $Z = 64$. Как в первом, так и во втором случае при соответствующем изменении числа нейтронов или протонов происходит

изменение формы ядра от сферической к эллипсоидальной. Отличие ^{114}Sn от других дваждымагических ядер заключается в меньшей энергии состояний 2_1^+ и 3_1^- , что соответствует большей коллективизации этих состояний.

Энергетическая щель в ^{114}Sn . В табл. 12 представлены экспериментальные данные об энергетических щелях — протонных и ней-

Таблица 12. Значения протонной и нейтронной щелей над различными замкнутыми оболочками *

Ядро	$^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$	$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	$^{114}_{50}\text{Sn}_{64}$	$^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$	$^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$	$^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$
$\Delta(p)$, кэВ	7244 (3)	3198 (6)	4744 (20)	5676 (300)	3440 (58)	4206 (7)
$\Delta(n)$, кэВ	7280 (5)	4777 (7)	2754 (17)	5860 (280)	3870 (20)	3432 (4)

* Данные для всех ядер, помимо ^{114}Sn , взяты из работы [4].

тронных — в дваждымагических ядрах и ядре ^{114}Sn . Щель определяется как разность энергии отрыва нейтрона или протона:

$$\Delta(n) = S_n(^{115}\text{Sn}) - S_n(^{114}\text{Sn});$$

$$\Delta(p) = S_p(^{115}\text{Sb}) - S_p(^{114}\text{Sn}).$$

Данные об энергии отрыва соответствующих нуклонов или пар нуклонов взяты из работы [11]. Значение Δn для ^{114}Sn является минимальным для рассмотренного круга ядер, хотя от ^{208}Pb отличается всего на 20%. Малая нейтронная щель в ^{114}Sn не приводит, однако, к полному уничтожению оболочки при $N = 64$, что, очевидно, связано со стабилизирующим влиянием протонной замкнутой оболочки с $Z = 50$.

Энергии связи двух нейтронов также характеризуют эффект замыкания нейтронных оболочек. Наиболее отчетливо он проявляется при анализе величины $\Delta S_{2n} = S_{2n}(Z, N) - S_{2n}(Z, N + 2)$. На рис. 32, а представлена зависимость разности энергии связи двух нейтронов от числа нейтронов для изотопов Sn. Для сравнения там же приведена аналогичная зависимость энергии связи двух протонов для ядер, примыкающих к ^{146}Gd . Выделенность числа $N = 64$ в ядрах с $Z = 50$ вполне очевидна. Характер поведения зависимости ΔS_{2n} и ΔS_{2p} вблизи $N = 64$ и $Z = 64$ аналогичен, хотя и существенно отличается от такой же зависимости при замыкании оболочек с сильными магическими числами $Z = 82$ и $N = 126$ (рис. 32, б).

Энергия α -распада и другие ядерные свойства. В работе [11] было показано, что при α -распаде $^{115}_{50}\text{Sn}_{65}(\alpha)$ $^{114}_{48}\text{Cd}_{63}$ и $^{119}_{52}\text{Te}_{67}(\alpha)$ $^{115}_{50}\text{Sn}_{65}$ наблюдается повышенная стабильность ^{115}Sn . Оказалось, что энергия

α -распада примерно на 200 кэВ больше, чем это следует при экстраполяции энергии распада между соседними ядрами. Этот эффект вблизи $N = 64$ подобен эффекту при замыкании оболочки $Z = 64$, хотя и выражен много слабее. Обычно разность в энергиях α -распада

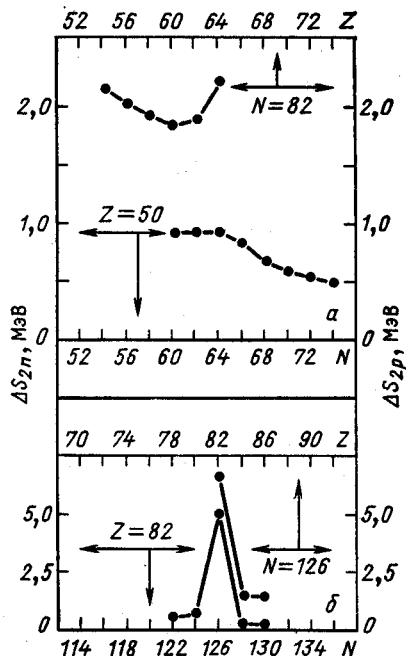


Рис. 32. Энергия связи двух нуклонов:

a — для ядер в области $Z = N = 64$; b — для ядер в области $Z = 82$ (при $N = 126$) и $N = 126$ (при $Z = 82$)

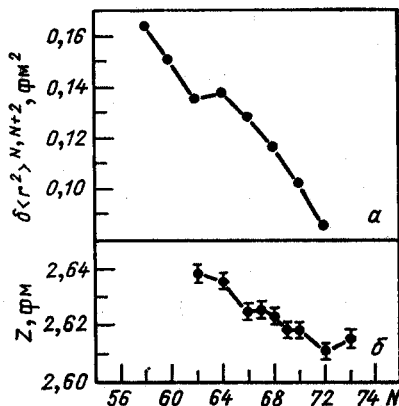


Рис. 33. Изменение среднеквадратичных радиусов ядер изотопов Sn [14] (a) и приведенная толщина поверхностного слоя ядер изотопов Sn [15] (b)

между четно-четными изотонами в районе, примыкающем к $Z = 64$, равна $\sim 0,5$ МэВ, а разность между изотонами Dy ($Z = 66$) и Gd ($Z = 64$) приблизительно равна 1,1 МэВ [35].

Имеются другие доказательства замыкания нейтронных подоболочек $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$. Об этом свидетельствует резкое изменение среднеквадратичных радиусов при $N = 64$ [30—38] $\delta \langle r^2 \rangle^{N, N+2} = \langle r^2 \rangle(A) - \langle r^2 \rangle(A+2)$ (рис. 33, a) как для изотопов элемента с $Z = 50$, так и для изотопов элементов с Z , равным 48, 49. По-видимому, этим же обстоятельством можно объяснить и заметное уменьшение приведенной толщины поверхностного слоя ядра при переходе от $N = 64$ к $N = 66$ в четно-четных изотопах Sn [15] (рис. 33, b).

Помимо этого в работе [39] было обнаружено влияние замыкания подоболочки с $N = 64$ на магнитные моменты ряда нечетных изотопов иода.

К вопросу о магичности числа $N = 64$. Имеющиеся экспериментальные данные с очевидностью свидетельствуют о замыкании нейтронной подоболочки с $N = 64$ при заполнении орбиталей $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$. Свойства ядер с $N = 64$ во многом идентичны свойствам ядер с протонной подоболочкой $Z = 64$. Это прослеживается по систематике энергий возбужденных состояний четно-четных ядер, по энергетической щели, по энергии связи двух частиц (протонов или нейтронов), по энергии α -распада, по свойствам соседних нечетных ядер, по вероятностям электромагнитных переходов. Необходимо отметить, что замыкание подоболочек определенного типа нуклонов наиболее отчетливо проявляется, если замкнута магическая оболочка нуклонов другого типа.

Особенностью магичности ядер с $N = 64$, как и в случае с $Z = 64$, является то, что она носит более локальный характер даже по сравнению с подоболочкой с $Z = 64$. Это находит свое подтверждение в работе [39], в которой было показано, что влияние замыкания подоболочки с $N = 64$ на магнитные моменты основных состояний иода исчезает уже при добавлении четырехвалентных протонов.

Другой характерной особенностью заполнения нейтронной подоболочки с $N = 64$ является большая коллективизация состояний 2_1^+ и 3_1^- у ^{114}Sn по сравнению с другими изотопами олова, что отражается в увеличении вероятности электрических монополюсных, квадрупольных и октупольных переходов. Последнее обстоятельство определяется наличием заметной деформации $\beta_2 = 0,17$ в районе $N = 64$. В работе [37] анализируется кажущееся противоречие в полученных значениях параметра деформации β_2 по методу изотопного сдвига и по кулоновскому возбуждению. Это противоречие может быть снято допущением наличия в рассматриваемых изотопах олова октупольной деформации, что не противоречит экспериментальным результатам по изучению приведенных вероятностей переходов с октупольных состояний $B(E3)$ (см. табл. 4).

Заполнение орбиталей парами нейтронов в изотопах олова достаточно ярко выражено и в значительной мере напоминает заполнение нейтронных оболочек в деформированных ядрах, что скорее связано с сосуществованием форм в ядре. Однако число $N = 64$ обладает определенной степенью выделенности по сравнению с другими нейтранными числами в этом районе, так как оно наиболее полно укладывается в одночастичную схему модели оболочек. К наиболее показательным чертам этого явления помимо рассмотренных уже фактов можно было бы отнести близость к одночастичному пределу относительных вероятностей переходов $B(M2)_p/B(M2)_n$ в $^{146}_{83}\text{Eu}_{82}$ и $^{143}_{50}\text{Sn}_{63}$ и демонстрацию замыкания оболочки с $N = 64$ дырочными состояниями в нечетных изотопах олова. Идентичность ряда свойств ядер с $N = 64$ и $Z = 64$ позволяет сделать заключение о магичности числа с $N = 64$, хотя для окончательного вывода необходимо проведение теоретических расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дифференцирование энергетической поверхности возбужденных состояний ядер определенной природы одного спина оказалось тем методом, который позволяет обнаруживать замыкание нейтронных и протонных оболочек и подоболочек в сферических четно-четных и нечетных ядрах, а также замыкание квазиоболочек в деформированной и переходной областях ядер. Наиболее важным следствием проведенного анализа является обнаружение избирательной чувствительности к замыканию оболочек в ядре состояний определенной природы и определенного спина, т. е. обнаружение того, что на энергию одних состояний оказывают влияние замкнутые оболочки, а на энергию других не оказывают. Поэтому вопрос о влиянии замыкания оболочек на определенные свойства возбужденных состояний ядер не может быть решен однозначно без детального изучения структуры этих состояний. Об этом же говорят результаты работы [13], в которой изучался α -распад изотопов Pb и было показано, что протонное число $Z = 82$ не является магическим для ядер в районе $N = 104 \div 110$ (рис. 10). Этот вывод следует из анализа значений приведенных ширин α -переходов.

Интересным является также факт установления в легких четно-четных ядрах замыкания оболочек при $N = Z$.

Обнаружение в деформированных ядрах последовательного заполнения оболочек парами нуклонов, по-видимому, позволяет выявлять в переходной области ядер снятие вырождения уровней и фактически решать вопрос о сосуществовании форм в ядре.

Необходимо отметить, что магнитные переходы типа $M1$, $M2$, $M4$ могут служить своеобразным зондом, позволяющим обнаруживать замыкание оболочек и подоболочек в ядрах. Важным обстоятельством, характеризующим границы применимости одночастичной модели в объяснении относительных вероятностей однотипных протонных и нейтронных магнитных переходов, является установление факта соответствия одночастичному пределу отношений вероятностей протонных и нейтронных переходов для ядер, имеющих четно-четный магический кор ± 1 нуклон. Это означает, что электромагнитный переход в нечетном ядре с дваждымагическим кором эквивалентен в некотором приближении электромагнитному переходу одиночного нуклона.

Представляет большой интерес расширение систематики относительных вероятностей однотипных протонных и нейтронных переходов в нечетных ядрах, имеющих дваждымагический кор ± 1 , ± 3 нуклона, что может способствовать определению зон действия магических чисел, прогнозировать вероятности связанных протонных и нейтронных переходов в различных околوماгических ядрах. Анализ относительных вероятностей магнитных переходов в околوماгических ядрах имеет непосредственную связь с проблемой ядерного магнетизма и поляризации ядерного вещества.

Автор признателен Ш. Бриансон и Э. Худайбердыеву за оказанное содействие на определенных этапах при выполнении этой работы и К. Я. Громову за ряд критических замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goeppert Mayer M., Jensen J. H. D. Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. N. Y.: John Wiley, 1955.
2. Schmidt-Ott W. D., Toth K. S.//Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2574—2576.
3. Kleinheinz P., Broda R., Daly P. J. e. a.//Z. Phys. 1979. Vol. A290. P. 279—295.
4. Алказов Г. Д., Ганбаатар Н., Громов К. Я. и др. Препринт ЛИЯФ № 1135. Л., 1985.
5. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г. и др.//ЯФ. 1983. Т. 39. С. 328—340.
6. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г. и др.//Физика атомного ядра. Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1985. С. 11—47.
7. Antony M. S.//Nuovo cimento. 1976. Vol. 91A. P. 217—224.
8. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
9. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. Т. 1.
10. Mattauch J., Thiele W., Wapstra A.//Nucl. Phys. 1965. Vol. 67. P. 1—72.
11. Wapstra A., Audi G.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A432. P. 55—362.
12. Гепперт-Майер М., Иенсен И.//Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 2./Под ред. К. Зигбана; Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969. С. 5—28.
13. Toth K. S., Ellis-Akovali Y. A., Bingham C. R. e. a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. N 17. P. 1623—1626.
14. Antony M. S., Britz J. Preprint CRN/PN 86-0, 1986.
15. Ficence J. R., Fajardo L. A., Trower W. P. e. a.//Phys. Lett. 1972. Vol. 42B. P. 213—215.
16. Erba E., Facchini U., Saetta-Menichella H.//Nuovo cimento. 1961. Vol. 22. P. 1237—1260.
17. Sakai M.//ADNDT*. 1984. Vol. 31, N 3. P. 399—432.
18. Toth K. S., Ellis-Akovali Y. A., Avignone F. T. e. a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32, N 1, P. 342—345.
19. Bonn J., Huber G., Kluge H. J. e. a.//Z. Phys. 1976. Vol. A276. P. 203—217.
20. Bäcklin A., Jonsson N. G., Julin R. e. a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A351. P. 490—508.
21. Peker L. K.//NDS. 1984. Vol. 43, N 4, P. 579—687.
22. Peker L. K.//NDS. 1984. Vol. 41, N 2. P. 195—323.
23. Martin M. J.//NDS. 1986. Vol. 47, N 4. P. 797—964.
24. Endt P. M.//ADNDT. 1981. Vol. 26, N 1, P. 47—91.
25. Harnatz B.//NDS 1980. Vol. 30, N 3. P. 413—499.
26. Tuli J. K.//NDS. 1980. Vol. 29, N 3. P. 533—585.
27. Войханский М. Е.//Гамма-лучи. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1951. С. 5—43.
28. Endt P. M., Van Der Leun C.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A310. P. 1—751.
29. Endt P. M.//ADNDT. 1979. Vol. 23, N 1. P. 3—61.
30. Endt P. M.//ADNDT. 1979. Vol. 23. N 6. P. 547—585.
31. Burrows T. W.//NDS. 1986. Vol. 48, N 4. P. 569—661.
32. Schmorak M. R.//NDS. 1984. Vol. 43, N 3. P. 383—479.
33. Alexander T. K., Ball G. C. Preprint AECL-9262, 1986.
34. Бонч-Осмоловская Н. А., Морозов В. А., Долгополов М. А., Копытин И. В.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. Вып. 4. С. 739—776.

* ADNDT—Atomic Data and Nuclear Data Tables.

35. Toth K. S.//Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei far from Stability. CERN 81-09, 1981. Vol. II. P. 551—556.
36. Wenz R., Timmermann A., Matthias E.//Z. Phys. 1981. Vol. A303. P. 87—95.
37. Eberz J., Dinger U., Huber G. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. A326. P. 121—129.
38. Lochmann H., Eberz J., Huber G. e.a.//Sci. rep. GSI-85-1. 1985. P. 79.
39. Green V. B., Stone N. J., Shaw T. L. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. B173. P. 115—119.
40. Морозов В. А.//Краткие сообщения ОИЯИ № 7 33-88. Дубна, 1988. С. 54—62.
41. Морозов В. А.//Краткие сообщения ОИЯИ № 7 33-88. Дубна, 1988. С. 63—70.