

## О Б З О Р Ы

### ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

#### Ядерная спектроскопия изотопов молибдена

Б. С. Ишханов<sup>1,2</sup>, И. М. Капитонов<sup>2</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1,a</sup>, Д. Е. Ланской<sup>2</sup>,  
В. Н. Орлин<sup>1</sup>, Д. Е. Хан<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра общей ядерной физики.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: <sup>a</sup> kuznets@depni.sinp.msu.ru, <sup>b</sup> gluecklich81@gmail.com

Статья поступила 08.10.2015, подписана в печать 05.11.2015.

На основе коллективной и оболочечной моделей атомных ядер исследована зависимость свойств низколежащих возбужденных состояний изотопов Мо от массового числа  $A = 83-117$ . На свойства возбужденных состояний изотопов Мо существенное влияние оказывает изменение формы атомного ядра при увеличении числа нейтронов. В рамках комбинированной модели исследованы каналы распада изовекторного гигантского дипольного резонанса с испусканием протонов и нейтронов. Описаны основные механизмы образования стабильных изотопов Мо в ядерных реакциях в звездах.

*Ключевые слова:* изотопы молибдена, возбужденные состояния атомных ядер, гигантский дипольный резонанс, нуклеосинтез.

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

#### Введение

Атомное ядро — сложная квантовая система, состоящая из нуклонов (протонов, нейтронов). В формировании ядерной структуры участвуют три фундаментальных типа взаимодействия:

- сильное взаимодействие, которое на характерных ядерных масштабах 1–10 Фм проявляется как ядерное взаимодействие. Ядерное взаимодействие связывает протоны и нейтроны в ядре;
- слабое взаимодействие в атомном ядре проявляется в том, что вне границ области стабильных ядер происходят взаимные превращения протонов в нейтроны ( $\beta^+$ -распад,  $e$ -захват) и наоборот ( $\beta^-$ -распад);
- электромагнитное взаимодействие приводит к взаимному расталкиванию протонов в ядре. В области малых энергий возбуждения электромагнитные переходы дают уникальную информацию о таких характеристиках атомных ядер, как размер и форма атомного ядра, изменения характеристик атомных ядер при различных соотношениях между числом нейтронов и протонов в атомном ядре.

В частности, изучение цепочек изотопов атомных ядер позволяет исследовать, как изменяются свойства атомных ядер при изменении числа нейтронов в ядре при неизменном числе протонов. В этом отношении 35 изотопов молибдена Мо дают уникальную возможность исследовать изменение свойств атомных ядер в районе магического числа  $N = 50$  и при заполнении нейтронами оболочки  $N = 50-82$ . Общие свойства ядерной динамики ярко и разнообразно проявляются в характеристиках изотопов молиб-

дена. Так как в настоящее время отсутствует единая теория атомного ядра, описывающая все характеристики наблюдавшихся в эксперименте нескольких тысяч атомных ядер, для описания свойств атомных ядер широко используются различные ядерные модели, описывающие коллективные и одночастичные состояния атомных ядер, возбуждения, в которых участвует ограниченное число нуклонов, и такие виды коллективных возбуждений, как вращение деформированных ядер, поверхностные колебания атомного ядра. Возбуждение гигантского дипольного резонанса приводит к когерентным колебаниям протонов относительно нейтронов.

Обзор состоит из введения, шести разделов и заключения. В первом разделе рассмотрены основные характеристики низколежащих состояний изотопов молибдена. Кратко описаны основные ядерные модели. Показано, какие факторы влияют на структуру возбужденных состояний в области энергии возбуждения ядра до энергии отделения нуклона.

Во втором разделе рассмотрено возбуждение и распад электрического гигантского дипольного резонанса (ГДР) на стабильных изотопах Мо.

В третьем разделе обсуждается возбуждение изотопов Мо в области энергии вблизи порога отделения нуклона и, в частности, образование пигми-резонанса в атомных ядрах.

В четвертом разделе дано краткое описание комбинированной модели гигантского дипольного резонанса. На основе этой модели рассчитаны полные сечения поглощения фотонов в области энергии 10–50 МэВ и характеристики парциальных каналов

распада ГДР. Комбинированная модель позволяет не только проследить изменение возбуждения и распада ГДР на стабильных ядрах, но и предсказать особенности ядерной динамики радиоактивных ядер.

В пятом разделе описан метод наведенной активности, который используется при изучении фотоядерных реакций.

В шестом разделе описано образование изотопов Мо в естественных условиях. В заключении приведены выводы о структуре возбужденных состояний изотопов Мо.

### 1. Основные характеристики изотопов молибдена

В настоящее время известно 35 изотопов Мо [1], из них 7 стабильных изотопов  $^{92,94-98,100}\text{Mo}$ , остальные изотопы  $\beta$ -радиоактивные. Характеристики ос-

новных состояний изотопов молибдена приведены в табл. 1. Изотоп  $^{100}\text{Mo}$ , который распадается в результате двойного  $\beta$ -распада, относят к числу стабильных изотопов, так как период полураспада  $^{100}\text{Mo}$  составляет  $7.3 \cdot 10^{18}$  лет, что гораздо больше времени существования Вселенной.

Легкие изотопы молибдена  $A \leq 91$  и изотоп  $^{93}\text{Mo}$  распадаются в результате  $e$ -захвата и  $\beta^+$ -распада.  $e$ -захват и  $\beta^+$ -распад в таблицах обычно обозначаются общим индексом  $\varepsilon$ .

По мере приближения к левой (протоноизбыточной) границе существования атомных ядер (энергия отделения протона  $B_p = 0$ ) период полураспада изотопов уменьшается и в легких изотопах  $^{83-85,87}\text{Mo}$  наблюдается испускание запаздывающих протонов. Изотопы  $^{99,101-117}\text{Mo}$  распадаются в результате  $\beta^-$ -распада. В изотопах  $^{108-117}\text{Mo}$  обнару-

Таблица 1

Характеристики основных состояний изотопов молибдена Мо ( $Z = 42$ ) [2, 3]

$A$	$N$	$J^P$	$\varepsilon(A, Z)$ , МэВ	$B_p(A, Z)$ , МэВ	$B_n(A, Z)$ , МэВ	$Q_{\beta^-}$ , МэВ	$Q_{EC}$ , МэВ	$T_{1/2}$	Моды распада
83	41	$3/2^-$	8.238	1.779			11.720	23 мс	$\varepsilon$ : 100%, $\varepsilon p$
84	42	$0^+$	8.329	3.379	15.881		6.520	2.3 с	$\varepsilon$ : 100%, $\varepsilon p$
85	43	$1/2^-$	8.361	3.779	11.081		8.770	3.2 с	$\varepsilon$ : 100%, $\varepsilon p$
86	44	$0^+$	8.435	5.119	14.671		5.023	19.6 с	$\varepsilon$ : 100%
87	45	$7/2^+$	8.462	5.041	10.846		6.988	14.05 с	$\varepsilon$ : 100%, $\varepsilon p = 15\%$
88	46	$0^+$	8.524	6.103	13.873		3.490	8.0 мин	$\varepsilon$ : 100%
89	47	$9/2^+$	8.545	6.124	10.399		5.610	2.11 мин	$\varepsilon$ : 100%
90	48	$0^+$	8.597	6.837	13.229		2.489	5.56 ч	$\varepsilon$ : 100%
91	49	$9/2^+$	8.614	6.836	10.107		4.430	15.49 мин	$\varepsilon$ : 100%
92	50	$0^+$	8.658	7.458	12.670			стаб.	
93	51	$5/2^+$	8.651	7.642	8.070		0.407	$4 \cdot 10^3$ лет	$\varepsilon$ : 100%
94	52	$0^+$	8.662	8.489	9.678			стаб.	
95	53	$5/2^+$	8.649	8.630	7.369			стаб.	
96	54	$0^+$	8.654	9.298	9.154			стаб.	
97	55	$5/2^+$	8.635	9.226	6.821			стаб.	
98	56	$0^+$	8.635	9.796	8.642			стаб.	
99	57	$1/2^+$	8.608	9.728	5.925	1.358		65.98 ч	$\beta^-$ : 100%
100	58	$0^+$	8.605	11.147	8.292			$7.3 \cdot 10^{18}$ лет	$2\beta^-$ : 100%
101	59	$1/2^+$	8.573	11.002	5.398	2.825		14.61 мин	$\beta^-$ : 100%
102	60	$0^+$	8.568	11.971	8.125	1.000		11.3 мин	$\beta^-$ : 100%
103	61	$3/2^+$	8.538	11.945	5.468	3.635		67.5 с	$\beta^-$ : 100%
104	62	$0^+$	8.528	12.620	7.460	2.151		60 с	$\beta^-$ : 100%
105	63	$5/2^-$	8.495	12.807	5.058	4.950		35.6 с	$\beta^-$ : 100%
106	64	$0^+$	8.480	13.518	6.869	3.635		8.73 с	$\beta^-$ : 100%
107	65	$5/2^+$	8.442	13.647	4.488	6.190		3.5 с	$\beta^-$ : 100%
108	66	$0^+$	8.422	14.331	6.275	5.158		1.11 с	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n < 0.5\%$
109	67	$5/2^+$	8.382	14.415	3.981	8.382		700 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$ : 1.3%
110	68	$0^+$	8.359	15.218	5.948	6.483		296 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$ : 2.0%
111	69	$1/2^+$	8.315	15.087	3.460	9.085		186 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n < 12\%$
112	70	$0^+$	8.291	15.869	5.593	7.790		121 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$
113	71	$3/2^+$	8.248	15.789	3.381	10.040		79 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$
114	72	$0^+$	8.220	16.589	5.111	8.960		63 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$
115	73		8.175	16.649	3.011	11.160		90 мс	$\beta^-$ : 100%, $\beta^- n$ , $\beta^- 2n$
116	74	$0^+$	8.146	17.439	4.821	9.960		20 мс	$\beta^-$ , $\beta^- n$ , $\beta^- 2n$
117	75		8.100		2.741	12.210		10 мс	$\beta^-$ , $\beta^- n$ , $\beta^- 2n$

Примечание.  $A$  — массовое число ( $A = Z + N$ ),  $N$  — число нейтронов в ядре,  $J^P$  — спин, четность,  $\varepsilon(A, Z)$  — удельная энергия связи,  $B_p(A, Z)$  — энергия отделения протона,  $B_n(A, Z)$  — энергия отделения нейтрона,  $Q_{\beta^-}$  — энергия  $\beta^-$ -распада,  $Q_{EC}$  — энергия  $e$ -захвата,  $T_{1/2}$  — период полураспада.

жено испускание запаздывающих нейтронов. Однако как в случае легких изотопов, так и в случае тяжелых изотопов Мо границы  $B_n = 0$  и  $B_p = 0$  в настоящее время не достигнуты. В изотопе  $^{83}\text{Mo}$  энергия отделения протона составляет  $\approx 2$  МэВ, в изотопе  $^{117}\text{Mo}$  энергия отделения нейтрона тоже положительная и составляет  $\approx 2.7$  МэВ. Для описания основных характеристик изотопов Мо используются различные модели атомных ядер.

### Модель жидкой капли

Одной из основных характеристик атомных ядер является энергия связи ядра  $W(A, Z)$  — минимальная энергия, необходимая для развала ядра на отдельные протоны и нейтроны:

$$W(A, Z) = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n]c^2 - M(A, Z)c^2.$$

В модели жидкой капли энергия связи ядра  $W(A, Z)$  описывается формулой Бете–Вайцзеккера [4]:

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \xi A^{-3/4}. \quad (1)$$

Первый член  $\alpha A$  описывает свойство насыщения ядерных сил и обычно называется объемной энергией. Второй член  $\beta A^{2/3}$  описывает поверхностную энергию ядра и отражает тот факт, что нуклоны, находящиеся на поверхности, имеют меньше число связей. Третий член  $\gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$  описывает кулоновскую энергию. Кулоновское расталкивание протонов уменьшает общую энергию связи ядра. Четвертый член  $\delta \frac{(A-2Z)^2}{A}$  описывает  $n, p$ -симметрию и отражает тот факт, что протоны и нейтроны являются фермионами и подчиняются принципу Паули. Пятый член  $\xi A^{-3/4}$  описывает энергию спаривания нуклонов — короткодействующий характер ядерных сил и их взаимное притяжение на характерных ядерных расстояниях  $\sim 1$  Фм.

Параметры формулы (1) подбираются так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные по всем известным ядрам:

$$\alpha = 15.6 \text{ МэВ}, \quad \beta = 17.2 \text{ МэВ}, \\ \gamma = 0.72 \text{ МэВ}, \quad \delta = 23.6 \text{ МэВ},$$

$$\xi = \begin{cases} +34 \text{ МэВ} & \text{— четно-четные ядра,} \\ 0 & \text{— нечетные ядра,} \\ -34 \text{ МэВ} & \text{— нечетно-нечетные ядра.} \end{cases} \quad (2)$$

На практике часто используется величина удельной энергии связи  $\varepsilon(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A}$ . Зная массы изотопов Мо, можно рассчитать удельные энергии связи изотопов Мо, энергию отделения протона  $B_p$

$$B_p(A, Z) = W(A, Z) - W(A-1, Z-1),$$

энергию отделения нейтрона  $B_n$

$$B_n(A, Z) = W(A, Z) - W(A-1, Z),$$

энергии  $\beta^+$ ,  $\beta^-$ -распадов,  $e$ -захвата

$$Q_{\beta^-}(A, Z) = W(A, Z+1) - W(A, Z) + 0.783 \text{ МэВ},$$

$$Q_{\beta^+}(A, Z) = W(A, Z+1) - W(A, Z) - 1.805 \text{ МэВ},$$

$$Q_\varepsilon(A, Z) = W(A, Z-1) - W(A, Z) + 0.783 \text{ МэВ}.$$

Зависимости величин  $\varepsilon(A, Z)$ ,  $B_p(A, Z)$ ,  $B_n(A, Z)$ ,  $Q_{\beta^-}$ ,  $Q_{\beta^+}$ ,  $Q_\varepsilon$  от массового числа  $A$  приведены на рис. 1. В зависимостях энергии отделения нейтрона,  $\beta^-$ -,  $\beta^+$ - и  $e$ -захвата отчетливо проявляется эффект спаривания нуклонов.

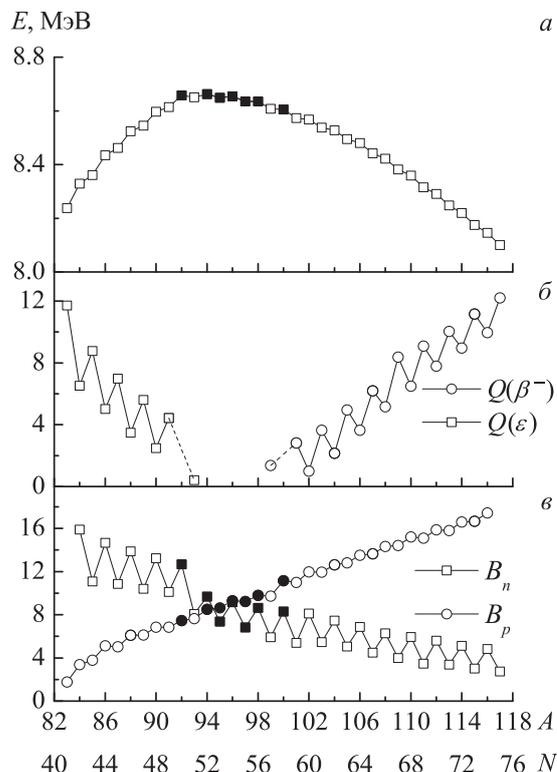


Рис. 1. а — удельная энергия связи  $W(A, Z)/A$ , б — энергии  $\beta^-$ -распада и  $e$ -захвата, в — энергии отделения протона  $B_p$  и нейтрона  $B_n$  в изотопах молибдена. Заполненными кружочками и квадратами отмечены стабильные изотопы

В табл. 2 и 3 сравниваются результаты расчетов энергии связи ядра  $W(A, Z)$ , энергий спаривания нейтронов на основе формулы Бете–Вайцзеккера [4] с экспериментальными данными по массам изотопов молибдена [2].

Из табл. 2 видно, что в подавляющем большинстве случаев различие между результатами, полученными в капельной модели ядра, и экспериментальными данными меньше 0.3%. Отклонение, однако не превышающее 1%, наблюдается в случае тяжелых изотопов Мо с  $A > 112$ .

Величина энергии спаривания нейтронов  $\Delta_n^{(3)}(N, Z)$  определяется исходя из экспериментальных значений энергий связи соседних ядер (3):

$$\Delta_n^{(3)}(N, Z) = W(N, Z) - \frac{1}{2}(W(N-1, Z) + W(N+1, Z)) = \frac{1}{2}[B_n(N, Z) - B_n(N+1, Z)], \quad (3)$$

Таблица 2

Сравнение экспериментальных энергий связи  $W_{\text{exp}}$  изотопов  $^{83-117}\text{Mo}$  с результатами расчетов энергии связи по формуле Бете–Вайцзеккера  $W_{\text{BW}}$  [4] и по модели бесконечной ядерной материи  $W_{\text{INM}}$  [6]

$A$	$W_{\text{exp}}$ , МэВ	$W_{\text{BW}}$ , МэВ	$\frac{ W_{\text{BW}} - W_{\text{exp}} }{W_{\text{exp}}}$ , %	$W_{\text{INM}}$ , МэВ	$\frac{ W_{\text{INM}} - W_{\text{exp}} }{W_{\text{exp}}}$ , %
83	683.75	683.01	0.11	686.56	0.41
84	699.64	698.63	0.14	701.32	0.24
85	710.69	711.23	0.08	712.40	0.24
86	725.41	725.70	0.04	726.06	0.09
87	736.19	737.24	0.14	736.97	0.11
88	750.11	750.66	0.07	750.14	0.00
89	760.51	761.21	0.09	760.91	0.05
90	773.73	773.63	0.01	773.84	0.01
91	783.87	783.26	0.08	783.84	0.01
92	796.54	794.76	0.22	795.81	0.09
93	804.54	803.53	0.13	804.22	0.04
94	814.23	814.15	0.01	814.34	0.01
95	821.66	822.11	0.06	821.66	0.00
96	830.78	831.92	0.14	830.94	0.02
97	837.60	839.13	0.18	837.58	0.00
98	848.17	846.23	0.23	846.26	0.00
99	852.19	854.66	0.29	852.34	0.02
100	860.50	862.98	0.29	860.48	0.00
101	865.87	868.81	0.34	866.14	0.03
102	873.94	876.45	0.29	873.99	0.01
103	879.41	881.65	0.25	879.40	0.00
104	886.91	888.65	0.20	886.91	0.00
105	891.98	893.26	0.14	892.00	0.00
106	898.88	899.65	0.09	899.03	0.02
107	903.29	903.70	0.05	903.61	0.04
108	909.58	909.53	0.01	910.12	0.06
109	913.64	913.05	0.06	914.15	0.06
110	919.49	918.33	0.13	920.05	0.06
111	922.97	921.36	0.17	923.70	0.08
112	928.59	926.13	0.27	929.44	0.09
113	932.02	928.69	0.36	932.69	0.07
114	937.08	932.97	0.44	937.85	0.08
115	940.13	935.08	0.54	940.62	0.05
116	944.94	938.90	0.64	945.42	0.05
117	947.70	940.59	0.75	947.09	0.02

где  $B_n(N, Z)$  — энергия отделения нейтрона в ядре  $(N, Z)$ .

В основе определения  $\Delta_n$  лежит предположение, что без учета эффекта спаривания массы ядер хорошо описываются гладкой функцией от  $Z$  и  $N$ . Однако такая линейная интерполяция не учитывает кривизну массовой поверхности и приводит к систематическому завышению значения энергии спаривания.

В [5] была предложена модификация формулы, усредненная по четырем значениям энергии связи. Для четного числа нейтронов

$$\Delta_n^{(4)}(N, Z) = \frac{1}{4} [W(N-2, Z) - 3W(N-1, Z) + 3W(N, Z) - W(N+1, Z)] = \frac{1}{2} [B_n(N, Z) - \frac{1}{2}(B_n(N-1, Z) + B_n(N+1, Z))]. \quad (4)$$

Энергии спаривания нейтронов, рассчитанные на основе простой аппроксимации  $\xi A^{-3/4}$ , также хорошо согласуются с экспериментом. Заметное отличие наблюдается в районе магического числа нейтронов  $N = 50$  (рис. 2). Однако необходимо иметь в виду, что в модели жидкой капли изначально не учитываются оболочечные эффекты.

В табл. 2 приведены также энергии связи, рассчитанные по массовой формуле из работы [6]. При выводе этой формулы ядро рассматривалось не как полуклассическая жидкая капля, а как сферический фрагмент бесконечной ядерной материи. Кроме того, вводится поправочный член, использующий интерполяционную процедуру на сетке, включающей 58 соседних ядер. Из табл. 2 видно, что эта формула дает несколько худшие, чем формула Бете–Вайцзеккера, результаты для  $A = 83-86$ , однако значительно лучше описывает энергии связи остальных изотопов молибдена.

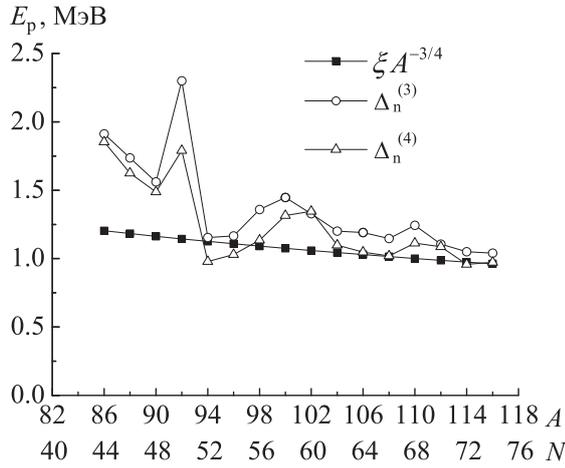


Рис. 2. Энергии спаривания нейтронов в четно-четных изотопах Мо, рассчитанные на основе экспериментальных данных и формулы Бете-Вайцзеккера [2, 4]

Таблица 3

**Энергии спаривания нейтронов в четно-четных изотопах Мо, рассчитанные на основе формулы Бете-Вайцзеккера  $\Delta_n^{BW}$  [2, 4] и экспериментальных данных**

A	$\Delta_n^{BW}$ , МэВ	$\Delta_n^{(3)}$ , МэВ	$\Delta_n^{(4)}$ , МэВ
86	1.20	1.91	1.85
88	1.18	1.74	1.63
90	1.16	1.56	1.49
92	1.14	2.30	1.79
94	1.13	1.15	0.98
96	1.11	1.17	1.03
98	1.09	1.36	1.13
100	1.08	1.45	1.31
102	1.06	1.33	1.35
104	1.04	1.20	1.10
106	1.03	1.19	1.05
108	1.01	1.15	1.02
110	1.00	1.24	1.11
112	0.99	1.11	1.09
114	0.97	1.05	0.96
116	0.96	1.04	0.97

Массовые формулы позволяют предсказывать общее количество связанных изотопов того или иного элемента. Из табл. 2 видно, что при малых  $N$  лучше работает формула Бете-Вайцзеккера (1), а при больших — формула из работы [6]. Используя первую формулу, получим, что самым легким связанным изотопом молибдена является  $^{81}\text{Mo}$ , а используя вторую — что связанными будут изотопы при  $A \leq 126$  и  $A = 128$ . Разумеется, эти предсказания требуют экспериментальной проверки.

### Модель ядерных оболочек

В модели ядерных оболочек атомное ядро рассматривается как система частиц, движущихся в общем сферически-симметричном потенциале, создаваемом всеми нуклонами ядра.

Потенциал, действующий на нуклон, можно представить в следующем виде:

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r) \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + V_3(r), \quad (5)$$

где  $V_1(r)$  описывает усредненный потенциал, создаваемый всеми остальными нуклонами,  $V_2(r)$  — спин-орбитальное взаимодействие (здесь  $\mathbf{l}$  — орбитальный момент, а  $\mathbf{s}$  — спин нуклона, равный  $1/2$ ),  $V_3(r)$  — вклад остаточного (парного) взаимодействия. Как известно, учет спин-орбитального взаимодействия позволил правильно воспроизвести [7] магические числа (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) в ядрах.

Потенциал  $V_1(r)$  чаще всего выбирается в форме Вудса-Саксона:

$$V_1(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}, \quad (6)$$

где  $R = R_0 A^{1/3}$  — радиус ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи уменьшается в два раза ( $R_0 = (1.1-1.2)$  Фм),  $a = 0.5-0.6$  Фм — толщина поверхностного (диффузного) слоя ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи уменьшается от 0.9 до 0.1. Глубина ядерного потенциала  $V_0$  близка к 50 МэВ (в различных расчетах она меняется в пределах 40–60 МэВ).

Часто применяется также потенциал гармонического осциллятора

$$V_1(r) = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2, \quad (7)$$

где  $M$  — масса нуклона,  $\omega$  — осцилляторный параметр.

Спин-орбитальное взаимодействие, наиболее существенное вблизи границы ядра, обычно задается формулой

$$V_2(r) = \kappa \frac{R_0^2}{r} \cdot \frac{dV_1(r)}{dr}, \quad (8)$$

где  $\kappa$  — параметр, который определяется сравнением с экспериментальными данными,  $V_1(r)$  — потенциал вудс-саксоновского типа.

В случае сферически-симметричного потенциала ядерные состояния нуклонов характеризуются квантовыми числами  $(nlj j_z)$ :

- $n$  — радиальное квантовое число ( $n = 1, 2, 3, \dots$ );
- $l$  — орбитальный момент нуклона ( $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ );
- $j$  — полный момент количества движения нуклона ( $j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$ ),  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ ;
- $j_z$  — проекция полного момента количества движения  $j$ . Число проекции  $j_z$  вектора  $\mathbf{j}$  равно  $2j + 1$ .

В центрально-симметричном потенциале (5) имеет место вырождение ядерных состояний по  $j_z$ . Состоянию с данными  $n, l, j$  соответствует  $2j + 1$  состояние с одинаковой энергией. При данном  $l$  в зависимости от ориентации спина нуклона  $s = 1/2$  полный момент количества движения нуклона  $j$  принимает два значения:  $j = l \pm 1/2$ . Состояние с большим значением  $j = l + 1/2$  опускается ниже

по энергии по сравнению с состоянием  $j = l - 1/2$  за счет спин-орбитального взаимодействия.

Заполнение одночастичных нуклонных состояний происходит в соответствии с принципом Паули. Число нуклонов одного типа (нейтронов, протонов) в одночастичном состоянии  $j$  определяется соотношением

$$n_j = 2j + 1.$$

Для обозначения орбитального момента используется буквенная идентификация:

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

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

В изотопах Мо число протонов  $Z = 42$ . Число нейтронов в известных в настоящее время изотопах Мо изменяется от  $N = 41$  до 75. Схематическое расположение состояний в сферически-симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия изотопов Мо показано на рис. 3.

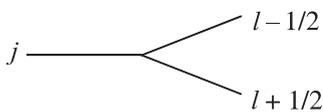


Рис. 3. Спин-орбитальное расщепление ядерных состояний

Согласно одночастичной модели оболочек протоны заполняют все одночастичные состояния вплоть до  $2p_{1/2}$ . Два внешних протона располагаются в состоянии  $1g_{9/2}$ . Нейтроны также заполняют все одночастичные состояния вплоть до  $2p_{1/2}$ . По мере увеличения числа нейтронов с 41 до 75 происходит заполнение состояний  $1g_{9/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$ . Так как энергетический разброс одночастичных состояний, заполняемых нейтронами при  $N = 41-75$ , составляет 2.0–3.0 МэВ и сравним по величине с энергией спаривания нуклонов, последовательность заполнения нейтронами одночастичных состояний может отличаться от приведенной на рис. 4. Кроме того, наличие сил спаривания приводит к частичному заполнению одновременно нескольких одночастичных состояний.

Оболочечная структура изотопов молибдена отчетливо проявляется в зависимости энергии отделения двух нейтронов и  $\alpha$ -частицы в изотопах  $^{84-116}\text{Mo}$  (рис. 5).

Отчетливо наблюдаются особенности в энергиях отделения  $B_{2n}$  и  $B_\alpha$  в изотопе  $^{92}\text{Mo}$ , что соответствует магическому числу нейтронов  $N = 50$ . Особенности при  $N = 52, 59, 61$  обусловлены заполнением нейтронных состояний  $3s_{1/2}$  и  $2d_{5/2}$ .

Спин-четность основных состояний изотопа  $^{91}\text{Mo}$   $J^P = 9/2^+$ , изотопов  $^{93,95,97}\text{Mo}$   $J^P = 5/2^+$  согласуется с предсказаниями одночастичной модели оболочек. Однако с увеличением числа нейтронов в изотопах Мо нарушается сферическая симметрия ядерного потенциала. Взаимодействие внешних нуклонов со сферически-симметричным остовом ядра

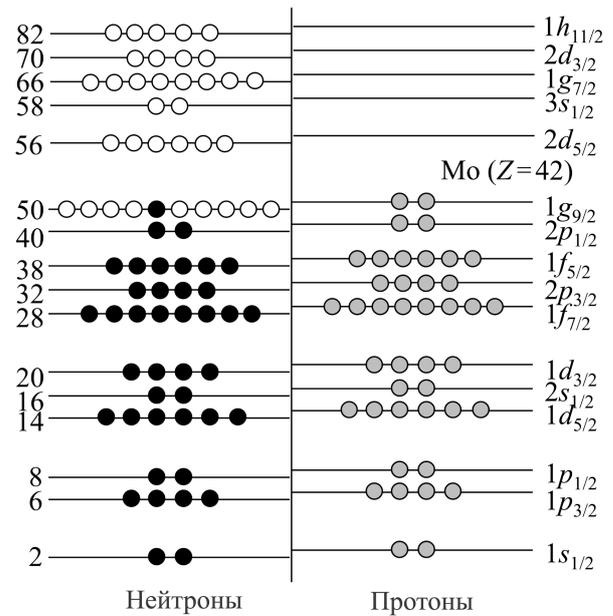


Рис. 4. Схематическая последовательность одночастичных состояний в сферически-симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия. Слева показано полное число нуклонов, соответствующее заполнению данного состояния. Справа показаны квантовые числа одночастичных состояний модели оболочек. Темные и серые кружочки соответствуют протонам и нейтронам в изотопе  $^{83}\text{Mo}$ . Светлые кружочки соответствуют заполнению нейтронных состояний в изотопах  $^{84-117}\text{Mo}$

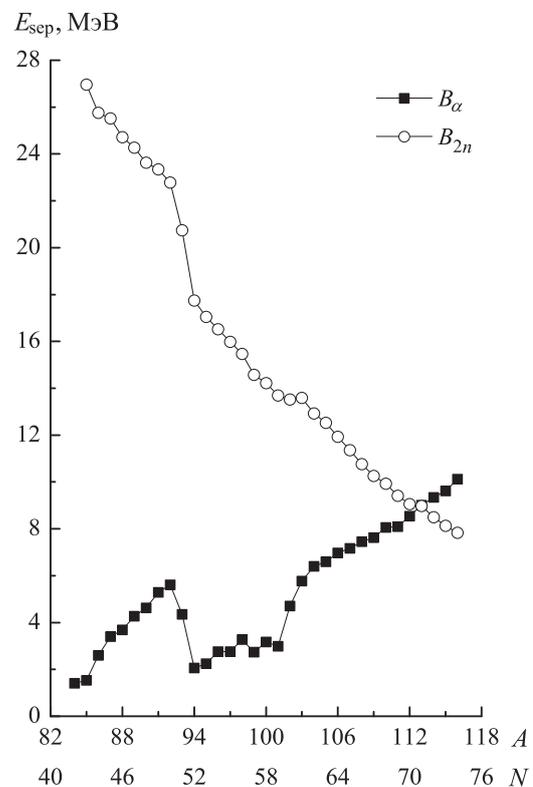


Рис. 5. Энергия отделения  $\alpha$ -частицы  $B_\alpha$  и двух нейтронов  $B_{2n}$  от изотопов  $^{84-116}\text{Mo}$

приводят к его деформации. В изотопах Мо с  $A > 97$  форма атомного ядра отличается от сферически-симметричной.

В случае квадрупольной деформации форма поверхности ядра характеризуется двумя параметрами:  $a_0$  и  $a_2$  и в системе его главных осей в сферических координатах описывается формулой

$$R(\theta, \phi) = r_0 [1 + a_0 Y_{20}(\theta, \phi) + a_2 (Y_{2+2}(\theta, \phi) + Y_{2-2}(\theta, \phi))]. \quad (9)$$

Если  $a_2 = 0$ , ядро аксиально-симметрично, если также  $a_0 = 0$  — сферически-симметрично.

Чаще используется другая пара параметров  $\beta$  и  $\gamma$ , связанных с  $a_0$  и  $a_2$  соотношениями

$$a_0 = \beta \cos \gamma, \quad a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma. \quad (10)$$

Величина  $\beta$  определяется квадрупольным моментом ядра  $Q$ . При не очень больших деформациях

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{Q}{A \langle r^2 \rangle}, \quad (11)$$

а  $\gamma$  характеризует отклонение формы ядра от аксиально-симметричной. При  $\gamma = 0$  и  $\beta > 0$  ядро имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, при  $\beta < 0$  — сплюснутого.

Из соотношения (9) следует зависимость среднеквадратичного радиуса ядра  $\langle r^2 \rangle$  от параметра деформации  $\beta$ :

$$\langle r^2 \rangle = r_0^2 \left( 1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 \right). \quad (12)$$

Отсюда видно, что деформация увеличивает среднеквадратичный радиус ядра по сравнению со сферической формой независимо от знака  $\beta$ .

На рис. 6 показана зависимость зарядовых радиусов ядер от числа нейтронов  $N$  для изотопов молибдена и изотопов с  $Z = 36-40$  [8, 9]. Для всех изотопов зависимость от  $N$  имеет небольшой минимум при магическом числе  $N = 50$  (ядро становится наиболее компактным). Затем радиусы ядер растут с увеличением  $N$ . Однако характер этого роста различен: радиусы изотопов молибдена увеличиваются плавно, в то время как в более легких элементах заметен резкий скачок при переходе от  $N = 59$  к 60.

Это различие, по-видимому, связано с характером деформации ядер. Расчеты методом Хартри–Фока–Боголюбова показывают [10], что при небольших  $N$  рассматриваемые ядра имеют сферическую форму, которая затем сменяется (для молибдена при  $N = 57$ ) сплюснутой. Затем в более легких элементах при  $N = 60$  происходит резкий переход к вытянутой форме со значительно большей деформацией (от  $\beta \sim -0.2$  к  $\beta \sim 0.4$ ), вследствие чего радиус сильно увеличивается. В изотопах молибдена такой переход происходит плавно от сплюснутой к вытянутой форме через промежуточные формы, не обладающие аксиальной симметрией ( $\gamma \approx 15-20^\circ$ ). Поэтому среднеквадратичные радиусы не испытывают заметного скачка.

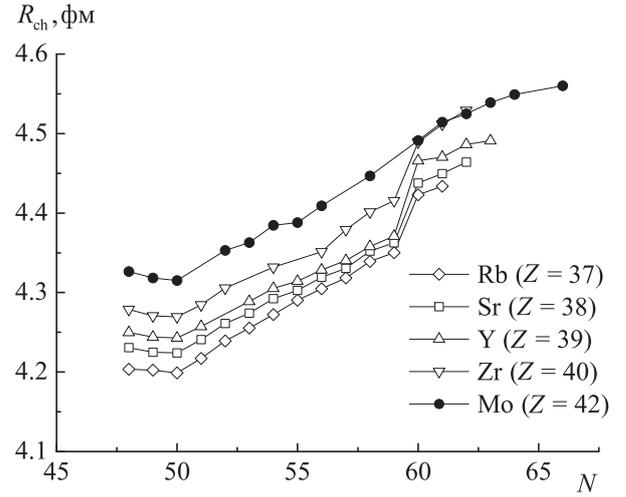


Рис. 6. Зависимость зарядовых радиусов ядер от числа нейтронов  $N$  для изотопов с  $Z = 37-40$  и изотопов молибдена ( $Z = 42$ )

Таким образом, поведение радиусов на рис. 6 указывает на существование изотопов молибдена, не обладающих в основном состоянии даже аксиальной симметрией. Подчеркнем, что на рис. 6 приведены зарядовые радиусы, определяющиеся распределением протонов. Отсюда хорошо видно, что добавление к ядру нейтронов может изменять форму остова ядра, в котором сосредоточены протоны.

Рассмотрим описание одночастичных состояний в деформированном ядре, ограничиваясь для простоты случаем аксиальной симметрии. Потенциал  $V_1(r)$  в (5) тогда заменяется на потенциал, зависящий от двух координат:  $V_1(r, \theta)$ . В качестве такого потенциала может использоваться потенциал гармонического осциллятора с двумя параметрами  $\omega_{xy}$  и  $\omega_z$ :

$$V_1(r, \theta) = \frac{1}{2} M [\omega_{xy}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] \quad (13)$$

или потенциал Вудса–Саксона (6), в котором  $R$  становится функцией  $\theta$ . Такой потенциал называется потенциалом Нильссона [11].

На рис. 7 представлена типичная схема Нильссона — зависимость энергии однонуклонных состояний в потенциале Нильссона от параметра деформации  $\beta$ , рассчитанная в работе [12].

Если ядро сферично ( $\beta = 0$ ), одночастичный уровень с моментом  $j$  вырожден  $2j + 1$  раз в соответствии с количеством различных проекций момента. При возникновении деформации момент нуклона  $j$  перестает иметь определенное значение, а вырождение уровней снимается. Хорошим квантовым числом остается лишь проекция  $\Omega$  момента нуклона на ось симметрии ядра. Сохраняется двукратное вырождение для состояний с  $\pm \Omega$ . Таким образом, каждый уровень на схеме Нильссона может быть занят только двумя нуклонами одного типа.

Видно, что для вытянутых ядер энергетически более выгодными являются нуклонные состояния с меньшими  $\Omega$ , т. е. такие, что ось вращения нук-

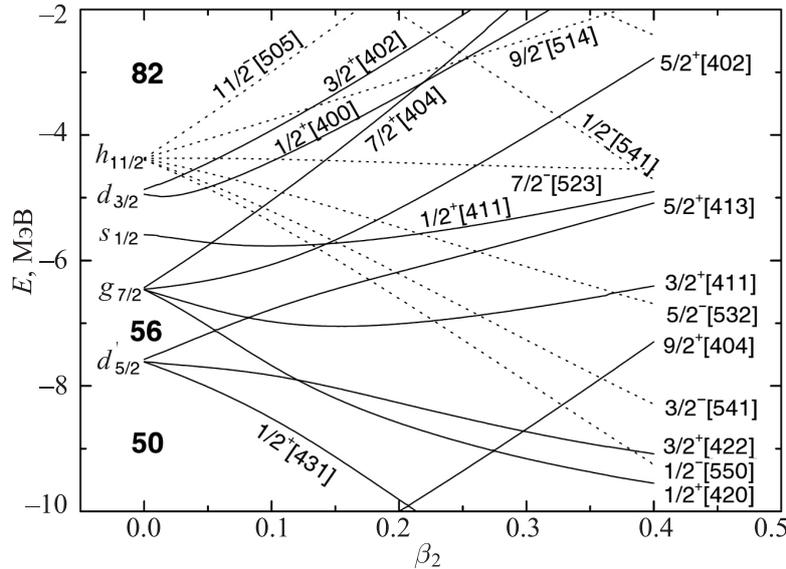


Рис. 7. Одночастичные состояния нейтронов в ядре  $^{105}\text{Mo}$  в деформированном ядре в потенциале Нильссона. Рисунок взят из работы [12]

лона близка к перпендикулярю к оси симметрии (для сплюснутых, соответствующих области  $\beta < 0$ , не показанной на рис. 7, — наоборот).

Обычно однонуклонное состояние в схеме Нильссона характеризуется следующим набором квантовых чисел:  $\Omega^P[Nn_z\Lambda]$ , где  $N$  — полное число осцилляторных квантов, четность  $P$  совпадает с четностью данного состояния в сферическом случае. Величина  $n_z$  имеет смысл числа осцилляторных квантов в направлении оси симметрии ядра, а  $\Lambda$  — проекции орбитального момента нуклона на эту ось ( $\Lambda = \Omega \pm 1/2$ ). Следует отметить, что  $n_z$  и  $\Lambda$ , называемые асимптотическими квантовыми числами, вообще говоря, не являются хорошими квантовыми числами, но становятся таковыми при больших деформациях. Таким образом,  $n_z$  и  $\Lambda$  — это те значения, которые станут фиксированы для данного состояния в пределе больших деформаций.

Рассмотрим для примера ядро  $^{103}\text{Mo}$  ( $N = 61$ ). Из схемы на рис. 7 видно, что при  $\beta \sim 0.4$ , после того как заполнены парами нейтронов состояния  $1/2^+[431]$ ,  $1/2^+[420]$ ,  $1/2^-[550]$ ,  $3/2^-[422]$  и  $3/2^-[541]$  (а также состояние  $9/2^+[404]$ , происходящее от состояния  $1g_{9/2}$  из предыдущей оболочки), оставшийся нейтрон может расположиться на уровнях либо  $5/2^-[532]$ , либо  $3/2^+[411]$  (их энергии очень близки друг к другу). Хотя момент нейтрона не имеет определенного значения, ядро в целом, будучи изолированным, должно обладать определенным полным моментом, который обусловлен в основном движением последнего (неспаренного) нейтрона. Поэтому полный момент ядра не может быть меньше проекции  $\Omega$ . Можно ожидать, что основное состояние  $^{103}\text{Mo}$  имеет  $J^P = 5/2^-$  или  $3/2^+$ .

Действительно, основное состояние  $^{103}\text{Mo}$  имеет  $J^P = 3/2^+$ . Состояние с  $J^P = 5/2^-$  является первым возбужденным с энергией 103 кэВ.

Момент ядра, равный  $\Omega$ , соответствует нижайшему состоянию по энергии. Состояния с большими моментами образуют вращательную полосу, обусловленную одночастичным движением нуклона. На рис. 8 показаны наблюдаемые в  $^{103}\text{Mo}$  полосы, базирующиеся на рассмотренных состояниях  $3/2^+[411]$  и  $5/2^-[532]$  вместе с результатами теоретических расчетов [13].

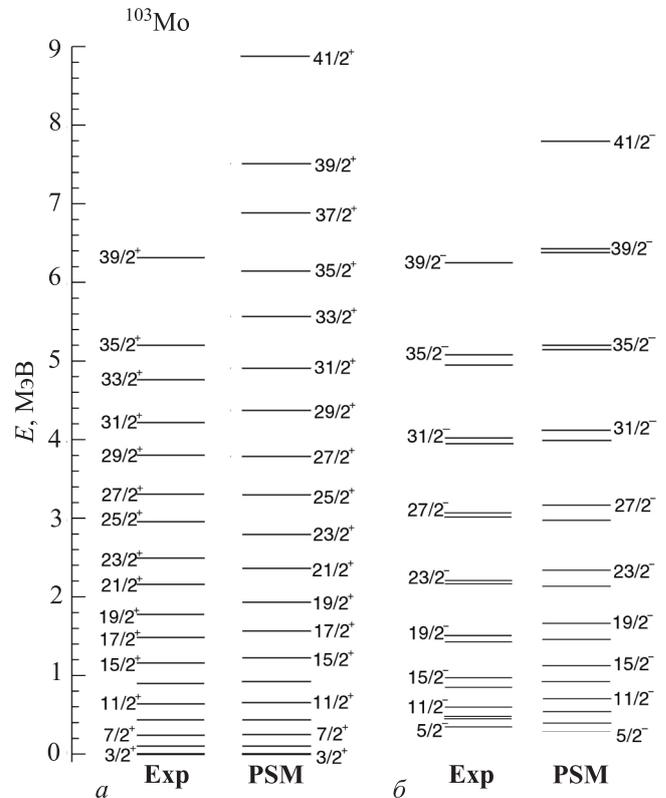


Рис. 8. Вращательные полосы в  $^{103}\text{Mo}$ , построенные на одночастичных нильссоновских состояниях  $3/2^+[411]$  и  $5/2^-[532]$ . Рисунок взят из работы [13]

Информация о параметре деформации  $\beta$  или о связанном с ним формулой (11) квадрупольном моменте ядра  $Q$  может быть получена из экспериментов по кулоновскому возбуждению ядра, а также из анализа  $\gamma$ -переходов между уровнями. Для квадрупольного момента  $Q$  состояния  $|a\rangle$  имеет место соотношение

$$Q^2 = \sum_b A_b \langle a|E2|b\rangle \langle b|E2|a\rangle, \quad (14)$$

где  $A_b$  — численный коэффициент, зависящий только от спинов состояний  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$ ,  $\langle b|E2|a\rangle$  — амплитуда вероятности  $E2$ -перехода. Формально сумма в (14) должна включать весь спектр ядра — бесконечное число состояний, для которых возможны квадрупольные переходы. Однако, поскольку вероятности переходов заметно отличны от нуля только для сравнительно близких уровней, сумму практически можно ограничить низколежащими состояниями и получить значения квадрупольного момента  $Q$  непосредственно из экспериментальных данных.

В случае отсутствия аксиальной симметрии форма ядра определяется уже не только квадрупольным моментом  $Q$ , но и двумя параметрами, в качестве которых можно выбрать  $Q$  и  $\gamma$ . Тогда для состояния ядра  $|a\rangle$  в некоторых приближениях можно получить

$$Q^3 \cos(3\gamma) = \sum_{bc} A_{bc} \langle a|E2|b\rangle \langle b|E2|c\rangle \langle c|E2|a\rangle, \quad (15)$$

где  $A_{bc}$  — некоторый коэффициент, зависящий только от спинов состояний  $a, b$  и  $c$ . Подчеркнем, что этот способ определения  $\gamma$  не опирается на какие-либо теоретические предположения и является модельно-независимым.

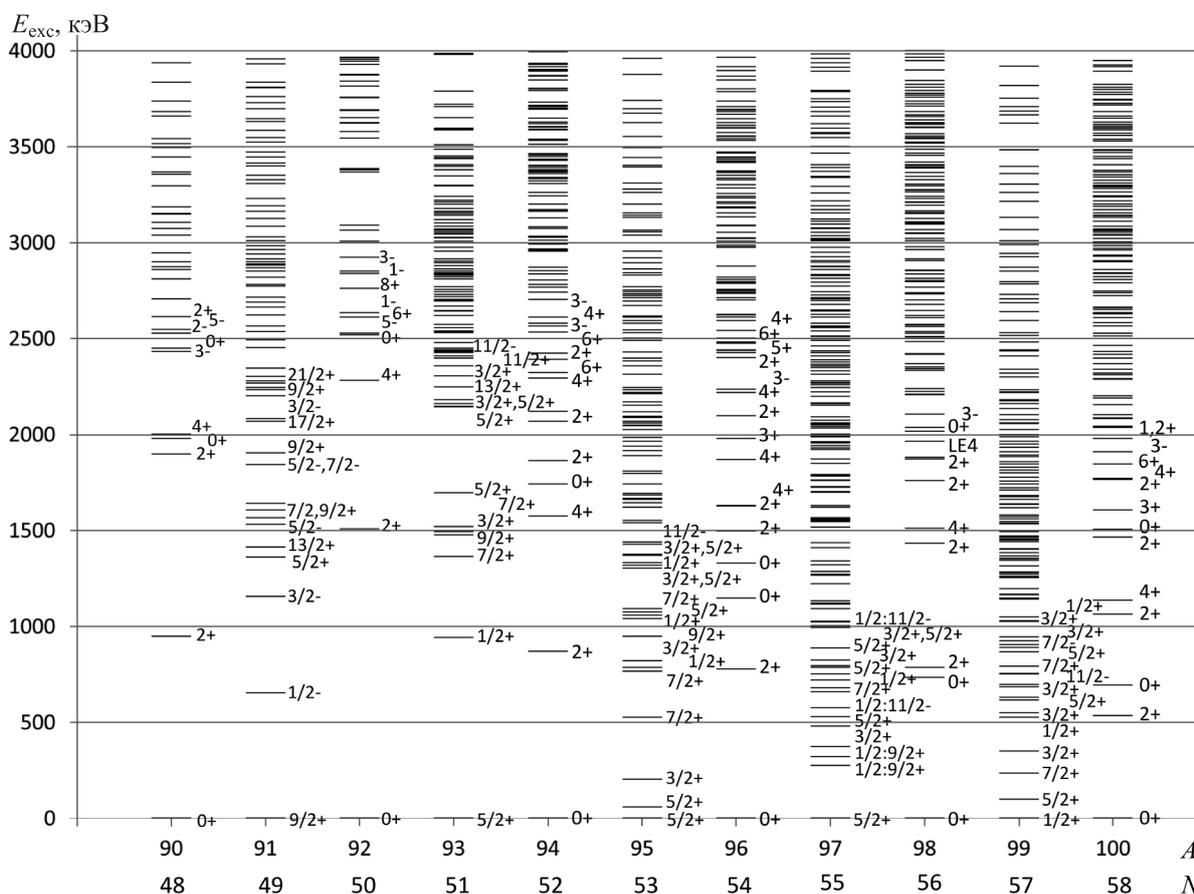
Отметим, однако, что, в отличие от формулы (14), в формуле (15) существенны не только абсолютные значения, но и знаки матричных элементов. Соответствующая информация может быть получена в экспериментах по кулоновскому возбуждению [14].

В некоторых модельных предположениях о соотношениях между матричными элементами различных переходов могут быть получены также квадрупольные моменты возбужденных состояний [15].

### Низколежащие возбужденные состояния изотопов Мо

Спектры возбужденных состояний изотопов  $^{90-100}\text{Mo}$  в области энергии до 4 МэВ приведены на рис. 9. Одночастичная модель оболочек, достаточно успешно объясняя квантовые характеристики основных состояний ядер, столкнулась с трудностями при объяснении возбужденных состояний ядер.

Причина заключалась в том, что, наряду с одночастичными возбуждениями, в атомных ядрах наблюдаются коллективные вращательные и колебательные состояния. Так, в четно-четных ядрах немного выше основного состоянии лежат состояния



$J^P = 2^+$ . Эти возбужденные состояния могут иметь различную природу.

### Одночастичные возбужденные состояния

Образование одночастичных возбужденных состояний  $J^P = 2^+$  проиллюстрировано на рис. 10. Одночастичные состояния обусловлены переходами одного нуклона в более высокорасположенное вакантное состояние.

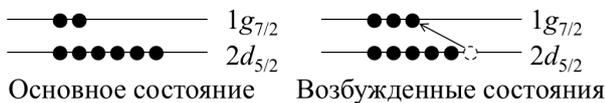


Рис. 10. Одночастичное состояние  $J^P = 2^+$

На рис. 10 в качестве примера приведено одночастичное возбужденное состояние, образующееся в четно-четном ядре при переходе одного нуклона из состояния  $2d_{5/2}$  в состояние  $1g_{7/2}$ . В результате такого перехода образуется спектр возбужденных состояний с полным моментом  $\mathbf{J} = \vec{5/2} + \vec{7/2} = \vec{1}$ ,  $\vec{2}$ ,  $\vec{3}$ ,  $\vec{4}$ ,  $\vec{5}$ ,  $\vec{6}$ . Одним из этих состояний является состояние  $J^P = \vec{2}^+$ .

### Спаривание нуклонов в атомных ядрах

Наряду с усредненным центральным потенциалом, в атомных ядрах существуют остаточные взаимодействия, принципиально не сводимые к усредненному центрально-симметричному взаимодействию. Одним из видов остаточных взаимодействий является спаривание нуклонов в атомных ядрах. Явление спаривания проявляется в повышенной энергии связи четно-четных ядер по сравнению с соседними нечетными и нечетно-нечетными ядрами и в том, что спин  $J$  и четность  $P$  основных состояний всех без исключения четно-четных ядер  $J^P = 0^+$ . В случае двух тождественных нуклонов, находящихся в состоянии  $(nlj)$ , суммарный момент спаренных нуклонов имеет значения

$$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots, (2j - 1)^+.$$

При этом низшим состоянием по энергии оказывается состояние  $0^+$ , которое формирует основное состояние атомного ядра. Остальные состояния образуют так называемый мультиплет основного состояния и расположены при более высокой энергии.

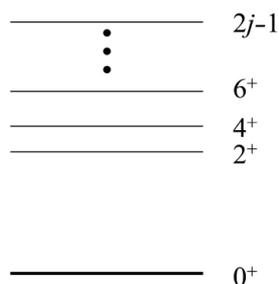


Рис. 11. Мультиплет основного состояния спаренных нуклонов на оболочке  $j$

Состояние  $J^P = 2^+$  является одним из состояний мультиплета основного состояния четно-четных ядер (рис. 11).

### Квадрупольные возбуждения

Квадрупольные колебания четно-четных ядер приводят к появлению дискретных спектров возбужденных состояний. Пусть энергия одного кванта квадрупольных колебаний — фонона  $E = \hbar\omega_2$ . Схематический спектр квадрупольных колебаний показан на рис. 12.

$$\begin{aligned} E = 3\hbar\omega_2 & \text{-----} 0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+ \\ E = 2\hbar\omega_2 & \text{-----} 0^+, 2^+, 4^+ \\ E = \hbar\omega_2 & \text{-----} 2^+ \\ E = 0 & \text{-----} 0^+ \end{aligned}$$

Рис. 12. Схематический спектр квадрупольных колебательных возбужденных состояний  $(1-3)\hbar\omega_2$

Для идеальной картины квадрупольных колебаний характерен эквидистантный спектр, с интервалом энергии  $\hbar\omega_2$ . Энергии состояний определяются числом  $n$  квадрупольных фононов. Свойства симметрии волновой функции системы  $n$  бозонов определяют значение спинов  $J$  и четности  $P = +1$  возбужденных состояний. Первое возбужденное состояние квадрупольных колебаний имеет спин-четность  $J^P = 2^+$ . При вдвое большей энергии имеется три возбужденных состояния с одинаковой энергией  $2\hbar\omega_2$  (два квадрупольных фонона), имеющие спин-четность  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$ . При энергии  $3\hbar\omega_2$  расположено пять состояний  $J^P = 0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$ . Спины и четности возбужденных состояний определяются свойствами симметрии системы нескольких бозонов. Ангармоничность колебаний приводит к снятию вырождения состояний с различными значениями  $J$ .

### Деформация атомных ядер. Вращательный спектр

В деформированных ядрах становится возможным образование вращательных состояний ядер, возникающих в результате вращения деформированного ядра как целого относительно перпендикуляра к оси симметрии ядра. Характерной особенностью вращательных уровней четно-четного ядра является последовательность значений спинов и четностей  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$ . Энергии вращательных состояний имеют характерную энергетическую зависимость, пропорциональную  $J(J + 1)$ :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}} J(J + 1), \quad (16)$$

$\mathfrak{J}$  — момент инерции ядра. Вращательные спектры наблюдаются для многих деформированных ядер. По мере удаления от магических чисел (сферического ядра) момент инерции  $\mathfrak{J}$  ядра увеличивается,

а энергия  $E_{\text{rot}}$  уменьшается. При увеличении момента количества движения  $J$  форма ядра может измениться, при этом величина момента инерции  $\mathfrak{J}$  вращающегося ядра может увеличиваться, что приводит к отклонению от соотношения (16).

**Спектры низколежащих возбужденных состояний**

В общем случае спектр возбужденных состояний атомных ядер имеет сложную природу, являясь суперпозицией одночастичных, колебательных и вращательных возбуждений со взаимодействием между этими возбуждениями в ядре.

На рис. 13 показано положение состояний  $J^P = 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$ , а также  $0_2^+$ , в четно-четных изотопах  $^{84-110}\text{Mo}$ . Число нейтронов  $N = 50$  в изотопе  $^{92}\text{Mo}$  является магическим числом, что отчетливо проявляется в увеличении энергии уровней  $J^P = 2_1^+, 4_1^+$  по сравнению соседними ядрами. Изотопы  $^{88,90,94,96,98}\text{Mo}$  имеют примерно эквидистантное расстояние между низшими возбужденными состояниями, что свидетельствует о том, что в этих изотопах низшие возбужденные состояния обусловлены квадрупольными колебаниями вблизи равновесной сферической формы ядра. В четно-четных изотопах  $^{104-110}\text{Mo}$  первые уровни  $J^P = 2^+$  опускаются резко вниз и расположение низших возбужденных состояний гораздо лучше описывает зависимость  $E^* \sim J(J + 1)$ , что характерно для вращательных состояний и говорит о статической деформации этих ядер.

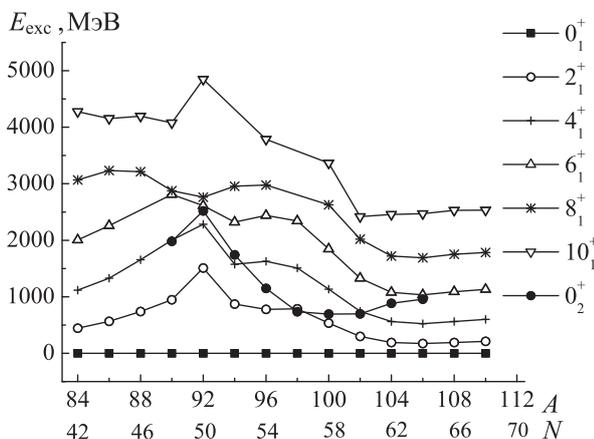


Рис. 13. Первые уровни спинов  $J^P = 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$  и второй уровень  $J^P = 0_2^+$  положительной четности четно-четных изотопов Мо

Эти качественные выводы согласуются с данными о параметрах деформации изотопов  $^{92-100}\text{Mo}$ , полученных в работах [16–21].

Далее на некоторых примерах рассмотрим качественное описание спектров низколежащих состояний изотопов Мо.

Изотоп  $^{92}\text{Mo}$ , согласно одночастичной модели оболочек, имеет магическое число нейтронов  $N = 50$ , т.е. полностью заполненные нейтронные оболочки, включая  $1g_{9/2}$ , и два протона на обо-

лочке  $1g_{9/2}$ . Спектр возбужденных состояний изотопа  $^{92}\text{Mo}$  показан на рис. 14. Первое возбужденное состояние  $E^* = 1509$  кэВ имеет  $J^P = 2^+$ . В области энергии 2300–2600 кэВ расположено несколько состояний, среди которых  $J^P = 0^+$  ( $E^* = 2519$  кэВ) и  $J^P = 4^+$  ( $E^* = 2282$  кэВ), соответствующие возбуждению двух квадрупольных фононов с энергией  $\hbar\omega_2 \approx 1.5$  МэВ.

$J^P$	$E$ , кэВ	$J^P$	$E$ , кэВ
$6^+$	2612.4	$2^+$	2067.4
$5^-$	2527.0	$2^+$	1864.3
$0^+$	2519.5	$0^+$	1741.7
$4^+$	2282.6	$4^+$	1573.8
$2^+$	1509.5	$2^+$	871.1
$0^+$	0.0	$0^+$	0.0

Рис. 14. Спектры низших возбужденных состояний изотопов  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{94}\text{Mo}$

В изотопе  $^{94}\text{Mo}$  первое возбужденное состояние  $J^P = 2^+$  расположено при более низкой энергии  $E^* = 871$  кэВ. В области энергий 1600–2000 кэВ расположены состояния  $E^* = 1741$  кэВ  $J^P = 0^+$  и  $E^* = 1573$  кэВ  $J^P = 4^+$ , соответствующие двум квадрупольным колебаниям  $\hbar\omega_2 \approx 800$  кэВ.

Число нейтронов  $N = 50$ , являясь магическим числом, соответствует в одночастичной модели оболочек полностью заполненному состоянию  $1g_{9/2}$  нейтронами в изотопе  $^{92}\text{Mo}$ . Поэтому изотоп  $^{91}\text{Mo}$ , согласно одночастичной модели, имеет одну вакансию в состоянии  $1g_{9/2}$ , что подтверждается значением  $J^P = 9/2^+$  основного состояния  $^{91}\text{Mo}$  (рис. 15). Низшие возбужденные состояния  $^{91}\text{Mo}$  соответствуют одночастичным переходам нейтрона  $2p_{1/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}^1, 2p_{3/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}^1, 1d_{5/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}^1$ . Таким образом, низкоэнергетическая часть спектра  $^{91}\text{Mo}$  обусловлена одночастичными переходами в оболочке  $N = 28-50$ . В области энергий 1300–1500 кэВ в изотопе  $^{91}\text{Mo}$  наблюдается два состояния положительной четности:  $E^* = 1362$  кэВ  $J^P = 5/2^+$  и  $E^* = 1414$  кэВ  $J^P = 13/2^+$ . Возбуждение этих состояний, по-видимому, обусловлено связью одночастичного состояния  $1g_{9/2}$  с колебательным фононом  $J^P = 2^+$ , соответствующим квадрупольным колебаниям ядерной поверхности:

$$\overrightarrow{2^+} + \overrightarrow{9/2^+} \rightarrow 5/2^+, \dots, 13/2^+.$$

В изотопе  $^{93}\text{Mo}$  сверх заполненной нейтронами оболочки  $N = 50$ , согласно одночастичной модели оболочек, находится один нейтрон в состоянии  $2d_{5/2}$ , что определяет спин и четность основного состояния  $J^P (^{93}\text{Mo}) = 5/2^+$  (рис. 15). Состояния

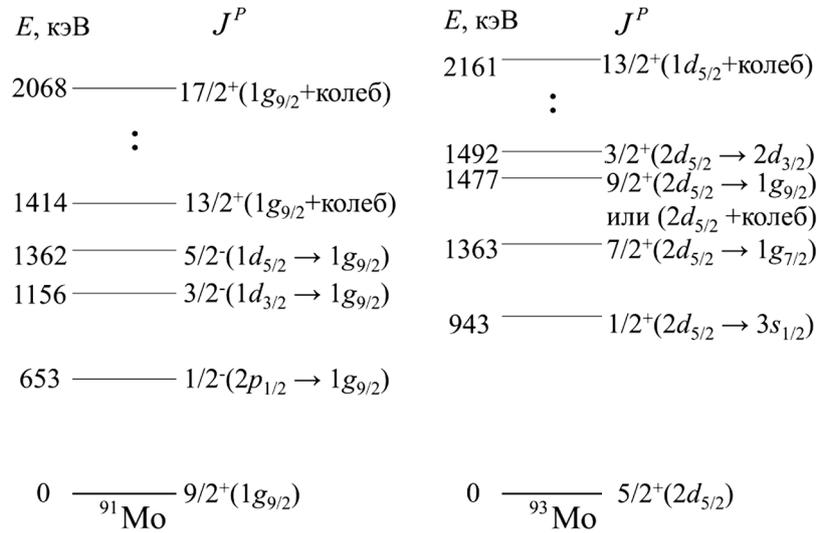


Рис. 15. Спектры низших возбужденных состояний изотопов <sup>91</sup>Mo и <sup>93</sup>Mo

$E^* = 943 \text{ кэВ } J^P = 1/2^+$ ,  $E^* = 1363 \text{ кэВ } J^P = 7/2^+$ ,  $E^* = 1492 \text{ кэВ } J^P = 3/2^+$  соответствуют переходу валентного нейтрона из состояния  $2d_{5/2}$  в состояния  $3s_{1/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $2d_{3/2}$  (рис. 15). Низкоэнергетическая часть спектра <sup>93</sup>Mo хорошо описывается одночастичными переходами валентного нейтрона внутри оболочки  $N = 50-82$ . Состояния  $J^P = 7/2^+$  ( $E^* = 1363 \text{ кэВ}$ ) и  $J^P = 9/2^+$  ( $E^* = 1477 \text{ кэВ}$ ), по-видимому, обусловлены связью одночастичного состояния  $2d_{5/2}$  с квадрупольным колебанием  $J^P = 2^+$ :

$$2^+ + 5/2^+ \rightarrow \dots, 7/2^+, 9/2^+.$$

Возбужденные состояния в области энергий  $E^* > 1600 \text{ кэВ}$  в изотопе <sup>91</sup>Mo и  $E^* > 1500 \text{ кэВ}$  в изотопе <sup>93</sup>Mo имеют более сложную природу, обусловленную связью одночастичного возбуждения с коллективными колебаниями с несколькими квадрупольными фононами и изменяющейся деформацией <sup>93</sup>Mo.

Более непосредственно информация о форме изотопов молибдена была получена из анализа вероятностей электромагнитных переходов в них. На рис. 13 приведены спектры четно-четных изотопов молибдена с  $N = 42-68$ . Обращает на себя внимание, во-первых, резкое уменьшение энергии возбуждения первого уровня  $2^+$  при удалении от магического числа  $N = 50$ . Во-вторых, видно, что первый возбужденный уровень  $0^+$  в ряде случаев лежит очень низко, а при  $N = 56$  даже становится нижайшим возбуждением, что весьма необычно для четно-четных ядер.

Измерения, выполненные в работе [14], и расчеты по формуле (15) привели авторов этой работы к выводу, что основные состояния <sup>98</sup>Mo и <sup>100</sup>Mo не обладают аксиальной симметрией, в то время как первые возбужденные состояния  $0^+$  аксиально-симметричны и имеют вытянутую форму. Таким образом, два близлежащих состояния  $0^+$  соответствуют различным типам деформации ядра.

Теоретические подходы, применявшиеся к анализу спектров и других свойств изотопов молибдена, весьма разнообразны. Это связано с тем, что из-за сложности физической картины ни один подход в настоящее время не способен дать единое описание полных спектров, поэтому анализируются обычно отдельные их особенности. Не претендуя на полноту, отметим результаты некоторых работ последних лет.

В работе [14] результаты эксперимента сопоставляются с расчетами в обобщенной модели ядра Бора-Моттельсона. Для энергии нижайших квадрупольных возбуждений <sup>100</sup>Mo получено хорошее согласие теории с экспериментом. Однако энергия первого возбужденного состояния  $0^+$  сильно завышается в расчетах.

Модель взаимодействующих бозонов (interacting boson model, IBM) использовалась в работе [22]. Вычисленный спектр низколежащих состояний <sup>98</sup>Mo хорошо согласуется с экспериментом (рис. 16), включая энергию возбужденного состояния  $0^+$ . Отмечается, что такой успех достигнут благодаря использованию версии модели IBM2, в которой, в отличие от более распространенной IBM1,

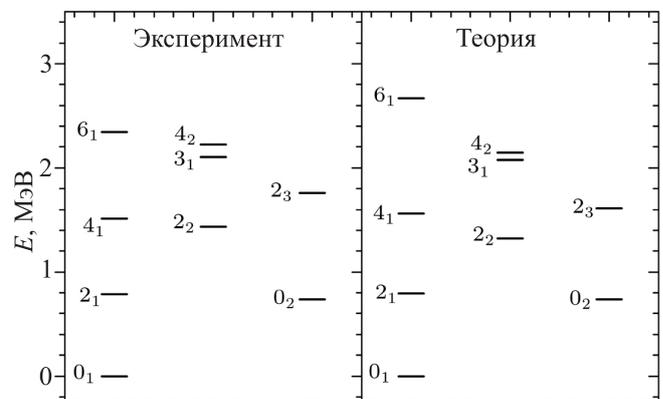


Рис. 16. Теоретически рассчитанные и экспериментальные спектры низколежащих состояний <sup>98</sup>Mo

различаются бозоны, сформированные протонными и нейтронными парами, и в явном виде вводится взаимодействие между протонными и нейтронными бозонами. Для изотопов с  $N > 50$  это важно потому, что существенное влияние на их свойства оказывает взаимодействие  $1g_{9/2}$ -протонов и  $1h_{11/2}$ -нейтронов. В этих расчетах как основное, так и первое возбужденное состояние  $0^+$  не обладают аксиальной симметрией, причем первое ближе по форме к сплюснутому, а второе — к вытянутому эллипсоиду вращения.

Та же модель использовалась для расчета спектра  $^{98}\text{Mo}$  в работе [23]. Здесь отмечается, что существенно улучшает описание спектра учет конфигураций, в которых четыре (а не два, как в простой оболочечной картине) протона находятся в  $1g_{9/2}$ -состоянии. В основном состоянии вес такой конфигурации превышает 40%.

Ираст-полосы в ядрах  $^{94,95}\text{Mo}$  анализировались в работе [24] в оболочечной модели. Здесь, наоборот, среднее значение числа протонов в  $1g_{9/2}$ -состоянии превышает 2 лишь незначительно, за исключением очень больших (больше 14 в  $^{94}\text{Mo}$ ) спинов [24].

Нейтронноизбыточные четно-четные изотопы молибдена ( $A = 100-110$ ) изучались в работе [13] в рамках оболочечной модели с проектированием (projected shell model). В качестве одночастичных состояний здесь используются деформированные нильссоновские орбитали, а полученные состояния ядра проектируются на состояния с определенным полным моментом. Основное внимание здесь уделялось ираст-полосам. Показано, что нижайшие состояния с полными моментами примерно до 10 соответствуют конфигурациям обычной оболочечной модели. Однако для более высоких спинов нижайшие уровни формируются с участием пар нейтронов в  $1h_{11/2}$ -состоянии. Согласие с экспериментом иллюстрирует рис. 8.

Нечетные нейтронноизбыточные изотопы молибдена рассматривались в работе [25] в модели «квазичастица-ротатор» (quasiparticle-rotor model). Здесь отмечаются трудности с описанием основного состояния  $^{105}\text{Mo}$  (в отличие от  $^{103}\text{Mo}$  и  $^{107}\text{Mo}$ ), которые авторы связывают с заполнением нейтронной оболочки  $1h_{11/2}$  при  $A = 104$ .

Таким образом, для изотопов Mo вблизи магического числа  $N = 50$  свойства низколежащих возбужденных состояний успешно описываются на основе одночастичной оболочечной модели ядра. Эффекты спаривания нуклонов позволяет описать низколежащие возбужденные состояния изотопов  $^{91,93}\text{Mo}$  как одночастичные возбуждения, соответствующие переходам нечетных неспаренных нейтронов. При увеличении числа нейтронов сверх магического числа  $N = 50$  или при увеличении энергии возбуждения ядра возбужденные состояния имеют сложную структуру, в которых доля одночастичной компонен-

ты уменьшается, и большую роль начинает играть связь одночастичных и коллективных степеней свободы. В изотопах  $^{94,95}\text{Mo}$  основную роль играют коллективные степени свободы. При дальнейшем увеличении массового числа  $A$  в изотопах Mo образуется устойчивая деформация. Однако форма атомных ядер может сильно меняться в различных возбужденных состояниях, приобретая в зависимости от энергии возбуждения форму сплюснутого или вытянутого эллипсоида. В нечетных изотопах Mo с  $A > 100$  спектр низколежащих возбужденных состояний описывается на основе модели Нильссона.

## 2. Гигантский дипольный резонанс на изотопах Mo

На рис. 17 схематически показано сечение поглощения  $\gamma$ -квантов в атомных ядрах в области энергии до 50 МэВ. В низкоэнергетической области спектра наблюдаются отдельные дискретные уровни возбуждения ядра. По мере увеличения энергии возбуждения ядра увеличивается как плотность ядерных уровней, так и ширины их распада. В области энергии вблизи энергии отдаления нуклона происходит возбуждение уровней, расположенных в непрерывном спектре. Наиболее характерным свойством поглощения фотонов в области энергии  $\sim 10-30$  МэВ является интенсивный максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР), который наблюдается во всех без исключения ядрах, начиная с дейтрона.

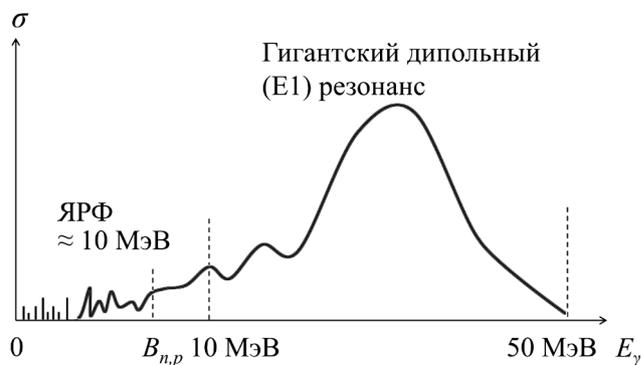


Рис. 17. Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до  $\approx 50$  МэВ

Гигантский дипольный резонанс имеет следующие характерные свойства.

- Положение максимума ГДР описывается соотношением

$$E^m = 78 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ.}$$

- Энергетическая зависимость ГДР средних и тяжелых сферических ядер описывается лоренцевской кривой:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{(E\Gamma)^2}{(E^2 - E^m)^2 + E^2\Gamma^2}, \quad (17)$$

где  $\Gamma$  — ширина гигантского резонанса.

• Интегральное сечение ГДР описывается дипольным правилом сумм:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{\text{GDR}} \sigma(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб.}$$

• В деформированных аксиально-симметричных ядрах наблюдается расщепление максимума ГДР  $\Delta E$  на две компоненты  $E_a$  и  $E_b$ , обусловленное колебаниями ядра вдоль большой  $a$  и малой  $b$  осей ядерного эллипсоида:

$$E_a = 78 \frac{r_0}{a} \text{ МэВ}, \quad E_b = 78 \frac{r_0}{b} \text{ МэВ},$$

$$\Delta E = E_b - E_a \approx 78 A^{-1/3} \beta \text{ МэВ.}$$

В деформированных ядрах энергетическая зависимость ГДР описывается двумя лоренцевскими кривыми.

• Параметр квадрупольной деформации (11) связан с длиной осей эллипсоида соотношением

$$\beta = 1.058 \cdot \frac{3}{2} \frac{a^2 - b^2}{a^2 + 2b^2}.$$

При небольших значениях параметра деформации  $\beta$  наблюдается уширение сечения поглощения фотонов.

В табл. 4 приведены пороги основных реакций фоторасщепления стабильных изотопов Мо с испусканием протонов и нейтронов в области энергий возбуждения до 50 МэВ. Основными каналами распада ГДР являются распады с испусканием нейтронов и протонов.

Так как нет монохроматических источников фотонов высокой энергии, для получения фотонов с энергией до 50 МэВ обычно используются различные методы.

Гигантский дипольный резонанс атомных ядер исследовался в трех различных типах экспериментов:

- на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения [30];
- на пучке квазимонохроматических фотонов [27];
- на пучке фотонов от обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов [28, 29].

Схема эксперимента [30] на пучке тормозных фотонов показана на рис. 18.

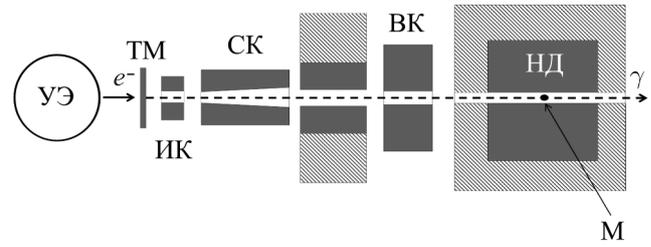


Рис. 18. Схема эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения по определению сечений фотонейтронных реакций многоканальным методом [26]: УЭ — ускоритель электронов, ТМ — тормозная мишень, ИК — ионизационная камера, СК — свинцовый коллиматор, ВК — водяной коллиматор, НД — нейтронный детектор, М — мишень

Ускоренный пучок электронов падал на тормозную мишень из вольфрама, в которой образуется тормозное излучение. Мишень из исследуемого вещества облучалась пучком тормозного излучения. Продукты реакции (в данном эксперименте — нейтроны) детектировались высокоэффективным нейтронным детектором, и затем полученная информация накапливалась в многоканальной счетной системе.

Нейтронный детектор, использованный в работе [30] для исследования фоторасщепления изотопов Мо, представлял собой цилиндр диаметром 60 см и длиной 50 см, заполненный замедлителем (парафин), в котором на нескольких концентрических окружностях располагались борные счетчики. Нейтроны регистрировались в процессе замедления. Эффективность регистрации нейтронов зависит от их энергии. Поэтому объем замедляющей среды выбирается достаточно большой, чтобы максимально эффективно регистрировать нейтроны разных энергий.

Изменяя энергию пучка электронов  $E_{\text{max}}$ , можно получить тормозной спектр, имеющий различную верхнюю границу по энергии (рис. 19). В такого типа экспериментах измеряется выход фотоядерной реакции  $Y(E_{\text{max}})$ , представляющий собой свертку искомого сечения реакции  $\sigma(E)$  и спектра тормозных

Таблица 4

**Пороги основных реакций фоторасщепления стабильных изотопов Мо с испусканием протонов и нейтронов в области энергий до 50 МэВ**

Реакции	Порог реакции, МэВ						
	<sup>92</sup> Мо	<sup>94</sup> Мо	<sup>95</sup> Мо	<sup>96</sup> Мо	<sup>97</sup> Мо	<sup>98</sup> Мо	<sup>100</sup> Мо
$\gamma, n$	12.67	9.68	7.37	9.15	6.82	8.64	8.29
$\gamma, 2n$	22.78	17.75	17.05	16.52	15.98	15.47	14.22
$\gamma, 3n$	36.02	30.42	25.12	26.20	23.35	24.62	22.86
$\gamma, 4n$	46.40	40.54	37.80	34.28	33.03	31.99	29.68
$\gamma, p$	7.46	8.49	8.63	9.30	9.23	9.80	11.15
$\gamma, pn$	19.51	17.32	15.86	17.78	16.12	17.87	18.02
$\gamma, p2n$	29.59	25.21	24.69	25.02	24.61	24.76	24.01
$\gamma, p3n$	42.24	37.26	32.58	33.85	31.84	33.26	32.09

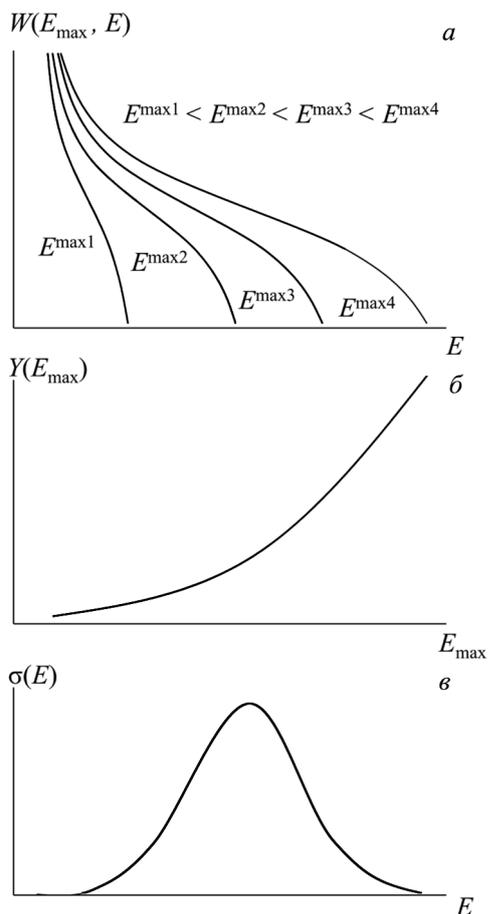


Рис. 19. а — спектры тормозного излучения для платиновой мишени при различной верхней границы тормозного спектра  $E^{\max}$ ; б — выход реакции; в — сечение фотоядерной реакции

фотонов  $W(E_{\max}, E)$ :

$$Y(E_{\max}) = N \int_{E_{\text{th}}}^{E_{\max}} W(E_{\max}, E) \sigma(E) dE, \quad (18)$$

где  $N$  — нормировочная константа,  $W(E_{\max}, E)$  — спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{\max}$ ,  $\sigma(E)$  — сечение для реакции фотонов с энергией  $E$ . При изменении верхней границы тормозного спектра получается зависимость выхода реакции  $Y(E_{\max})$  и затем решается система интегральных уравнений (18). В результате имеем искомое сечение реакции  $\sigma(E)$ :

$$\sigma(E) = \frac{1}{N \cdot W(E_{\max}, E)} \frac{dY(E_{\max})}{dE}. \quad (19)$$

Разработано несколько различных методов восстановления сечения реакции из экспериментальных измеренных выходов реакции. В работе [26] применялся метод регуляризации сечения, предложенный А. Н. Тихоновым [31, 32].

Чтобы обойти трудности, связанные с использованием пучков тормозных фотонов, был предложен метод квазимонохроматических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов [33, 34].

Сечение фотоядерных реакций на изотопах Мо на пучке квазимонохроматических фотонов было измерено в Саклэ (Франция). Схема эксперимента Саклэ показана на рис. 20 [27].

Ускоренный пучок электронов при взаимодействии с мишенью  $T_1$  образует пучок позитронов, энергия которого регулируется с помощью системы магнитов и квадрупольных линз и затем направляется на вторую мишень  $T_2$ , на которой происходит аннигиляция ускоренных позитронов. Образующийся пучок аннигиляционных фотонов направляется

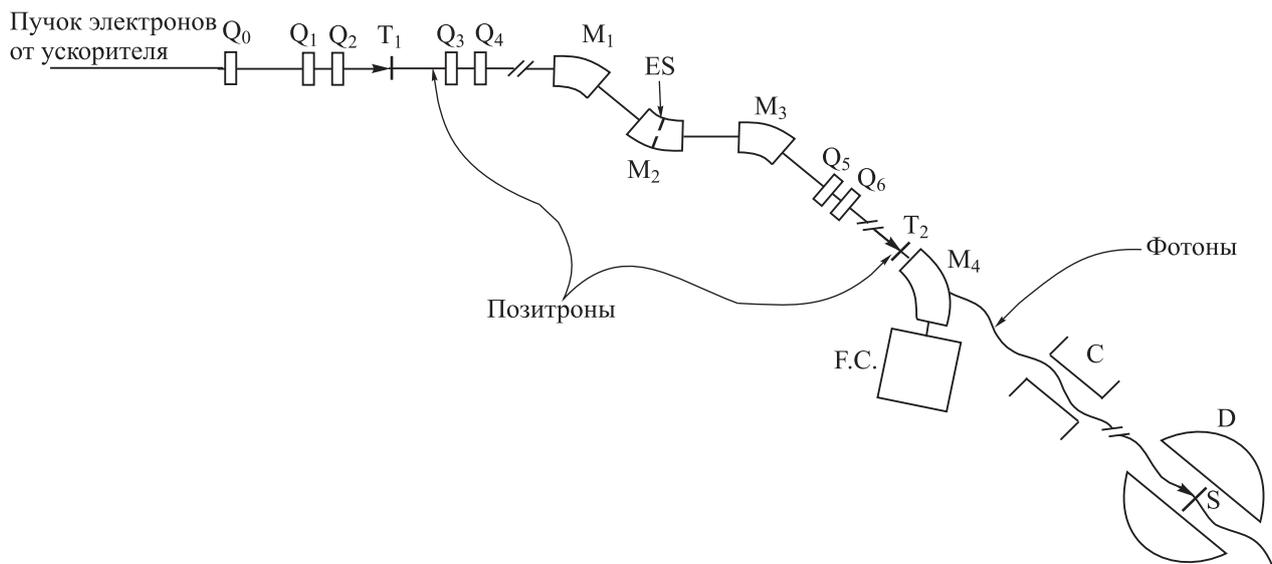


Рис. 20. Схема эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, реализованная в Саклэ [27]:  $Q_0$ – $Q_6$  — квадрупольные линзы,  $T_1$  — источник позитронов,  $M_1$ – $M_4$  — отклоняющие магниты, ES — анализирующий магнит, F.C. — цилиндр Фарадея,  $T_2$  — аннигиляционная мишень, С — коллиматор, S — исследуемый образец, D — нейтронный детектор. Рисунок взят из работы [27]

на мишень из исследуемого вещества  $S$ . Спектр аннигиляции фотонов представляет собой сумму спектров аннигиляции быстрых позитронов и тормозных спектров позитронов (рис. 21, *а*). Проводя измерение с пучком электронов той же энергии (рис. 21, *б*) и вычитая вклад тормозных фотонов, получают квазимонохроматический спектр фотонов (рис. 21, *в*).

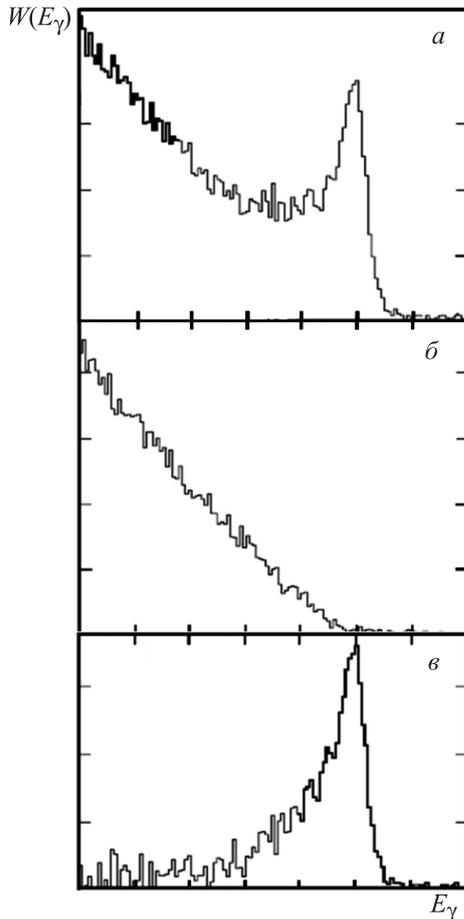


Рис. 21. Спектр аннигиляции фотонов: *а* — сумма спектров аннигиляции быстрых позитронов и тормозных спектров позитронов, *б* — тормозной спектр пучка электронов той же энергии, *в* — разностный квазимонохроматический спектр. Рисунок взят из работы [27]

В эксперименте [27] нейтроны регистрировались высокоэффективным сцинтилляционным детектором, имеющим эффективность регистрации  $\approx 60\%$ , что позволяло прямое разделение каналов распада с испусканием нейтронов различной множественности.

Как в тормозных экспериментах, так и в методе квазимонохроматических фотонов на пучке ускоренных позитронов распределение фотонов, падающих на исследуемую мишень, имеет широкий энергетический спектр с большим количеством фотонов в низкоэнергетической части спектра. Поэтому в последние годы в ряде лабораторий созданы источники  $\gamma$ -излучения на основе рассеяния интенсивных пучков лазерного излучения на встречных пучках уско-

ренных электронов — метод лазерного комптоновского рассеяния (LCS — Laser-Compton scattering). На рис. 22 показан типичный спектр  $\gamma$ -квантов, образующихся при лазерном комптоновском рассеянии. Такие источники  $\gamma$ -излучения имеют определенные преимущества по сравнению с тормозными и квазимонохроматическими источниками:

- высокое энергетическое разрешение  $\Delta E/E \approx \approx 10^{-4}$ ;
- фон низкоэнергетических фотонов резко уменьшается с уменьшением энергии фотонов.

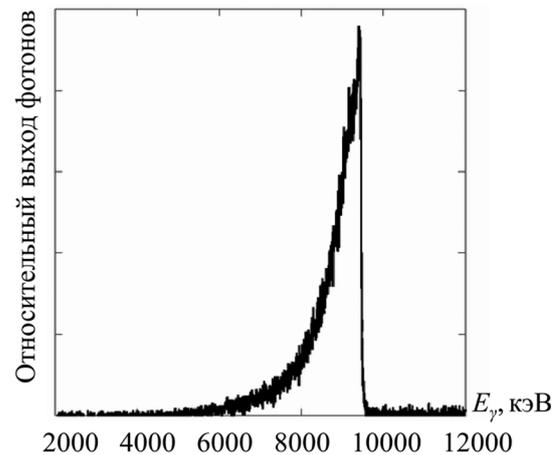


Рис. 22. Типичный спектр пучка  $\gamma$ -квантов при лазерном комптоновском рассеянии [29]

Измерения сечения фотоядерных реакций на LCS-источнике на изотопах Мо были выполнены в национальном центре Японии (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, TERAS, Japan) [28, 29].

Схема этого эксперимента приведена на рис. 23. Ускоренный пучок электронов накапливался в ускорительно-накопительном кольце TERAS (Tsukuba electron ring for acceleration and storage). Лазерное излучение неодимового лазера с длиной волны 532 нм сталкивается в накопительном кольце TERAS с пучком электронов и после прохождения свинцового коллиматора направляется в  $4\pi$ -нейтронный детектор, в центре которого размещен образец из исследуемого вещества. Энергия пучка электронов изменяется от 548 до 677 МэВ, что позволяет изменять энергии рассеянного лазерного излучения от 7.55 до 13.0 МэВ. В работе [28] получены сечения  $(\gamma, n)$  в области энергий  $\gamma$ -квантов до 13 МэВ на изотопах  $^{94-98,100}\text{Mo}$ .

В экспериментах на пучках тормозных и квазимонохроматических фотонов при исследовании каналов распада ГДР с испусканием нейтронов непосредственно получается информация о сечении реакции  $\sigma(\gamma, Xn)$ :

$$\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

В то время как для сравнения с результатами теоретических расчетов обычно используется информация

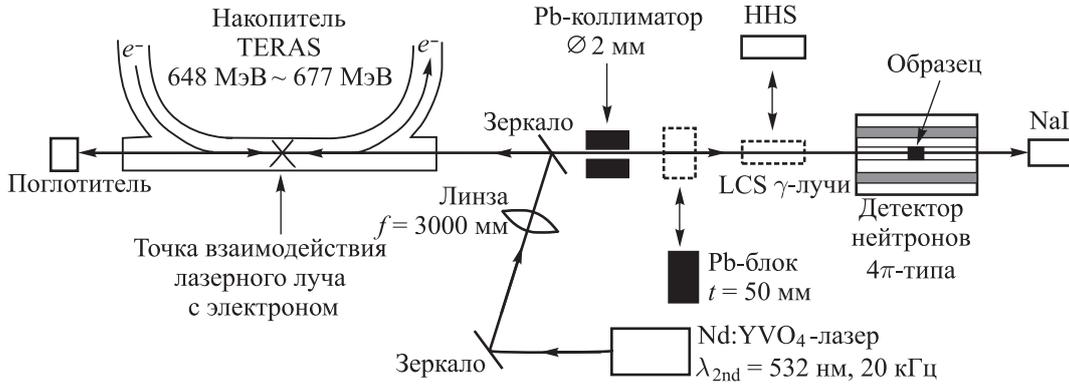


Рис. 23. Схема эксперимента обратного комптоновского рассеяния, который проведен в National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Japan [29]. Рисунок взят из работы [29]

о полном сечении реакции с испусканием нейтронов:

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

и об отдельных парциальных каналах  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ .

На рис. 24 приведены сечения реакции  $(\gamma, Sn)$  на изотопах  $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$ . Результаты экспериментов реакций  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, Sn)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  суммированы в табл. 5.

В эксперименте с тормозными фотонами [30] информация о каналах реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, Sn)$  извлекалась на основе статистической теории распада ГДР — испарение нейтронов из возбужденного ядра. В эксперименте с квазимонохроматическими фотонами [27] информация о парциальных каналах  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  обычно извлекалась на основе модели замедления нейтронов в детекторе — анализе числа нейтронов, зарегистрированных на различных расстояниях от мишени. Обоим методам разделения нейтронных каналов реакции присущи определенные систематические погрешности  $\sim 10\text{--}20\%$ . Подробный анализ методов получения парциальных сечений фотонейтронных реакций выполнен в работе [26].

В области энергий до порога реакции  $(\gamma, 2n)$  сечения реакций  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, Sn)$  и  $(\gamma, n)$  совпадают. Основное различие наблюдается в области энергий выше порога реакции  $(\gamma, 2n)$ .

На рис. 25 приведены зависимости положения максимума ГДР от массового числа  $A$ . Наблюдается отчетливое смещение максимума резонанса в область меньших энергий с увеличением массового числа  $A$ . Здесь же для сравнения показаны оценки положения максимума ГДР на основе соотношения  $E^m = 78A^{-1/3}$  МэВ.

На рис. 26 приведены зависимости интегрального сечения реакции  $(\gamma, Sn)$  от массового числа  $A$ . Здесь же для сравнения приведены результаты расчета на основе дипольного правила сумм  $\sigma_{\text{sum}} = 60 \frac{NZ}{A}$  МэВ·мб. Некоторое различие в результатах работ [30, 35] связано с верхней границей интегрирования сечения. Уменьшение отношения  $\sigma_{\text{int}}/\sigma_{\text{sum}}$  в легких изотопах Мо объясняется тем, что

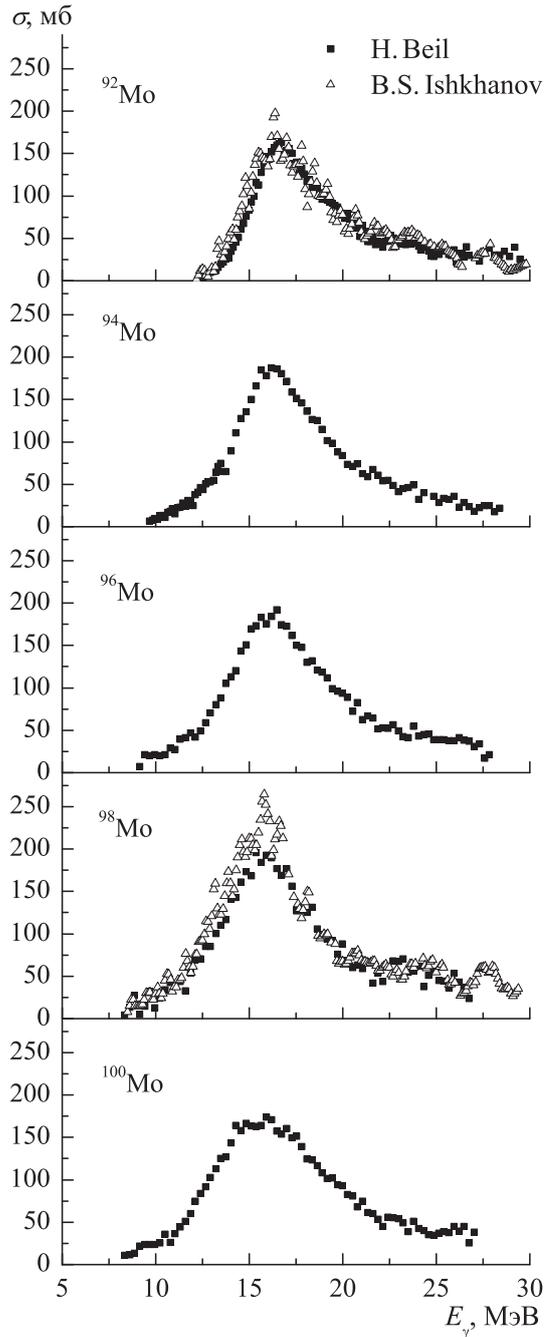


Рис. 24. Сечения реакции  $(\gamma, Sn)$  на изотопах  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  [30, 35]

Таблица 5

## Характеристики сечений фотоядерных реакций на изотопах Мо

Реакции	A	$E_m$ , МэВ	$\sigma_m$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$E_{int}$ , МэВ	$\sigma_{int}$ , МэВ	Ссылка
$\gamma, Xn$	92	16.7	163.8	4.8	29.5	1118.3	[35]
		16.4	197.4	4.6	29.9	1297.8	[30]
	94	16.2	189.5	7.7	28.4	1692.5	[35]
	96	16.5	193.7	9.0	27.8	1923.5	[35]
	98	17.0	235.4	7.5	26.8	2112.0	[35]
		16.8	303.3	7.8	29.4	2681.9	[30]
100	16.2	261	6.9	27.0	2282.5	[35]	
$\gamma, Sn$	92	16.7	163.8	4.8	29.5	1087.3	[35]
		16.4	197.4	4.6	29.9	1155.7	[30]
	94	16.2	187.2	5.5	28.4	1368.6	[35]
	96	16.5	192.1	6.2	27.8	1487.9	[35]
	98	15.4	195.8	5.8	26.8	1527.3	[35]
		15.8	264.5	5.2	29.4	1874.1	[30]
100	15.9	173.8	7.6	27.0	1535.0	[35]	
$\gamma, n$	92	16.7	163.8	4.8	29.5	1087.3	[35]
		16.4	197.4	4.1	26.8	1018.2	[30]
	94	16.2	184.9	4.7	28.4	1944.7	[35]
			29.7		11.8		[28]
	95		29.7		11.4		[28]
	96	16.5	190.6	4.3	27.8	1049.4	[35]
			32.6		11.7		[28]
	97		41.8		11.9		[28]
	98	15.4	194.7	4.0	26.8	946.2	[35]
		15.8	276.7	9.2	20.0	1012.4	[30]
			49.21		12.0		[28]
	100	14.3	163.4	3.9	27.0	814.0	[35]
		45.3		11.5		[28]	
$\gamma, 2n$	92	25.7, 26.8	8.2	4.8	29.5	31.0	[35]
		27.9	43.9	5.0	29.9	140.0	[30]
	94	20.0	49.9	6.1	28.4	323.9	[35]
	96	19.2	67.9	6.7	27.8	441.1	[35]
	98	19.2	86	7.9	26.8	577.7	[35]
		18.3	113.6	4.2	29.4	834.8	[30]
100	18.1	104.8	5.9	27.0	693.4	[35]	

Примечание.  $A$  — массовое число,  $E_m$  — положение максимума резонанса,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме,  $\Gamma$  — ширина,  $E_{int}$  — максимальная энергия интегрирования сечения реакции,  $\sigma_{int}$  — интегральное сечение.

при уменьшении массового числа  $A$  увеличивается сечение реакции с вылетом протонов.

На распад ГДР с испусканием протонов существенное влияние оказывает правила отбора по изоспину. При поглощении дипольных  $E1$ -фотонов в атомных ядрах с  $N \neq Z$  возбуждаются две группы переходов:  $T_< = T_0 = |N - Z|/2$  и  $T_> = T_0 + 1$  (рис. 27).

Величина изоспинового расщепления состояний  $T_>$  и  $T_<$  по энергии

$$\Delta E = E(T_>) - E(T_<)$$

описывается соотношением [36]

$$\Delta E = \frac{60}{A}(T_0 + 1) \text{ МэВ.} \quad (20)$$

Соотношение вероятности возбуждения состояний  $T_>$  и  $T_<$  определяется соотношением [36]

$$\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1 - 1.5 T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5 A^{-2/3}}. \quad (21)$$

В табл. 6 приведены величины изоспинового расщепления ГДР и отношение вероятностей возбужденных состояний  $\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$ , рассчитанные на основе соотношений (20) и (21).

В фотоядерных реакциях необходимо учитывать правила отбора по изоспину, поэтому имеет место

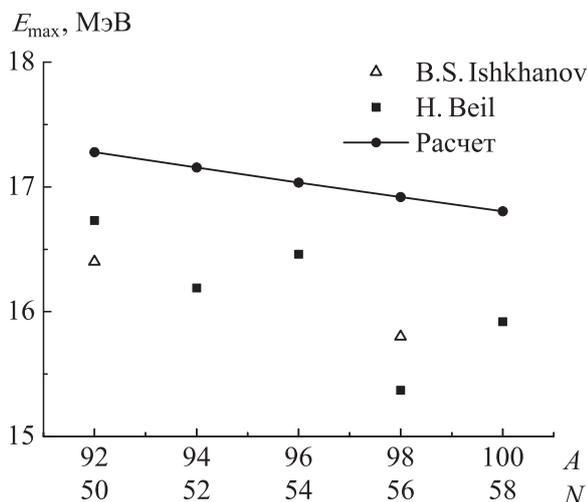


Рис. 25. Положение максимума ГДР в изотопах Мо

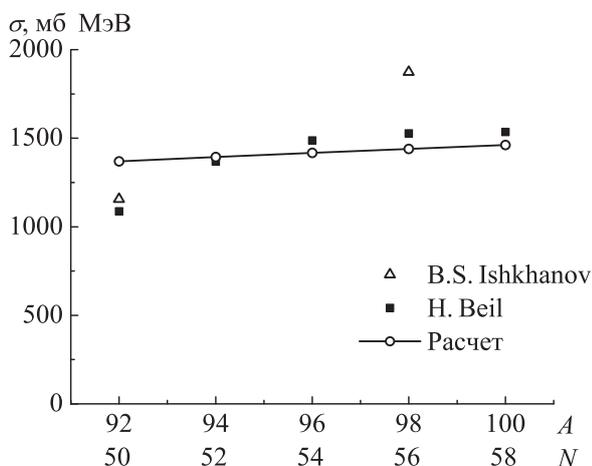


Рис. 26. Интегральное сечение реакции  $(\gamma, Sn)$  в изотопах Мо и результаты расчета на основе дипольного правила сумм

Таблица 6

**Характеристики изоспинового расщепления ГДР в изотопах Мо**

Изотоп	$N$	$T_0$	$E(T_>) - E(T_<)$ , МэВ	$\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$
$^{90}\text{Mo}$	48	3	2.67	0.24
$^{91}\text{Mo}$	49	7/2	2.97	0.20
$^{92}\text{Mo}$	50	4	3.26	0.16
$^{93}\text{Mo}$	51	9/2	3.55	0.14
$^{94}\text{Mo}$	52	5	3.83	0.12
$^{95}\text{Mo}$	53	11/2	4.11	0.10
$^{96}\text{Mo}$	54	6	4.38	0.09
$^{97}\text{Mo}$	55	13/2	4.64	0.08
$^{98}\text{Mo}$	56	7	4.90	0.07
$^{98}\text{Mo}$	57	15/2	5.15	0.06
$^{100}\text{Mo}$	58	8	5.40	0.05
$^{101}\text{Mo}$	59	17/2	5.64	0.05
$^{102}\text{Mo}$	60	9	5.88	0.04
$^{103}\text{Mo}$	61	19/2	6.12	0.03
$^{104}\text{Mo}$	62	10	6.35	0.03

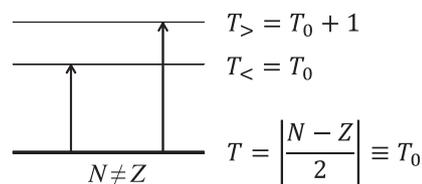


Рис. 27. Возможные типы  $E1$ -переходов в ядрах с  $N \neq Z$

запрет распада состояний  $T_>$  ядра  $(A, Z)$  по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра  $(A-1, Z)$  с изоспином  $T_0 - 1/2$  (рис. 28), что приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов. Из таблицы видно, что при уменьшении массового числа  $A$  от 104 до 90 величина изоспинового расщепления уменьшается на  $\approx 3.7$  МэВ, а соотношение  $\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$  увеличивается в восемь раз.

Изоспиновое расщепление приводит к сдвигу протонного сечения относительно нейтронного в сторону более высокой энергии.

Уменьшение порога реакции  $(\gamma, p)$  при уменьшении массового числа  $A$  также приводит к увеличению сечения реакции с вылетом протонов в легких изотопах Мо.

Гигантский дипольный резонанс в сферических ядрах описывается с помощью одного лоренциана. Параметры лоренцианов систематизировали в различных базах данных [40]. В случае триаксиального ядра ГДР расщепляется на три компоненты. Одна из систематик тяжелых ядер  $A > 80$  была выполнена в работе [37]. В случае триаксиального ядра положение максимумов каждой из трех компонент ( $k = 1, 2, 3$ ) описывается соотношением

$$E_k = \frac{E^m R}{R_k}, \tag{22}$$

где  $E^m$  и  $R$  — энергия максимума и радиус сферического ядра, имеющего массовое число  $A$ . Для  $R_k$  справедливо следующее выражение (см. [38], формулы (2.24) и (2.25)):

$$R_k = R \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left( \gamma - \frac{2}{3} k\pi \right) \right). \tag{23}$$

$E^m$  вычислено из энергии симметрии в модели жидкой капли конечного радиуса (FRDM) [39]:

$$E_0 = \frac{\hbar c}{R_0} \sqrt{\frac{8 \cdot J}{m^* c^2} \cdot \frac{A^2}{4 \cdot N \cdot Z}} \times \left[ 1 + u - \varepsilon \cdot \frac{1 + \varepsilon + 3 \cdot u}{1 + \varepsilon + u} \right]^{-1/2}, \tag{24}$$

$$\varepsilon = 0.0768, \quad u = (1 - \varepsilon) \cdot A^{-1/3} \cdot \frac{3 \cdot J}{Q}.$$

В работе [37] для стандартного фитирования использовались параметры  $R = 1.16 A^{1/3}$  Фм,  $J = 32.7$  МэВ,  $Q = 29.2$  МэВ,  $m^* c^2 = 874$  МэВ.

Для описания ГДР берется сумма до трех лоренцианов, соответствующих разным радиусам  $R_k$

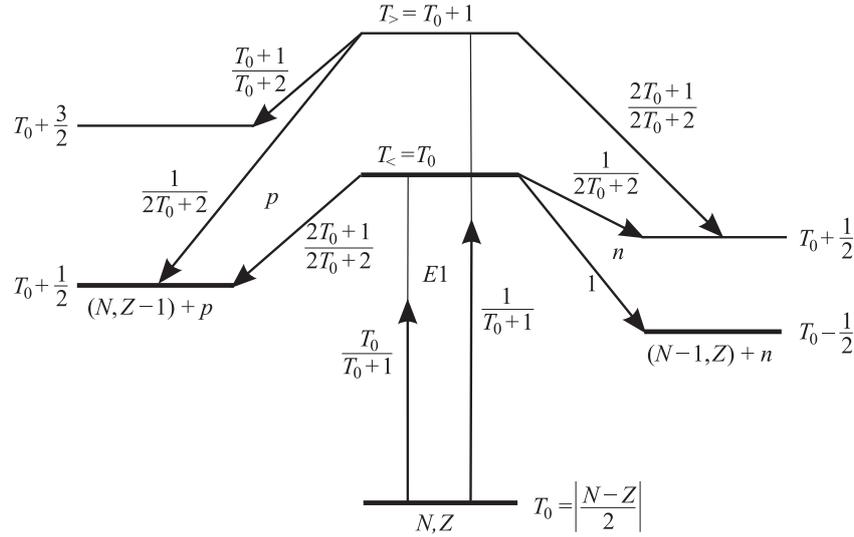


Рис. 28. Изоспиновая схема возбуждения и нуклонного распада  $T_>$ - и  $T_<$ -состояний гигантского дипольного резонанса ядра  $(N, Z)$ . Указаны вероятности возбуждения и распада, определяемые квадратами изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана

( $k = 1, 2, 3$ ) и трем резонансным частотам дипольных колебаний:

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{1.02 \cdot 11.9 \cdot Z \cdot N}{3 \cdot \pi \cdot A} \cdot \sum_{k=1}^3 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_k}{(E_k^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_k^2} \quad (25)$$

Ширины лоренцианов  $\Gamma_k(E_k)$  учитывают разброс трех E1-уровней по многочастично-многодырочным состояниям. Ширины компонент ГДР-лоренцианов определяются [37] соотношением

$$\Gamma_k(E_k) = 1.99 \left( \frac{E_k}{10} \right)^\delta \text{ МэВ}, \quad \delta = 1.6. \quad (26)$$

Резонансные энергии и ширины изотопов Мо, извлеченные из параметров табл. 7, приведены в табл. 8. Зависимость ширины от резонансной энергии  $E_k$  и показатель степени в (26) были получены [41] из гидродинамических рассмотрений [42], константа пропорциональности вытекает из систематики [37] по многим ядрам с  $A > 80$ .

Таблица 7

Параметры деформации четно-четных изотопов  $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$  по данным работы [17]

Изотопы	$\beta$	$\gamma$
$^{92}\text{Mo}$	0.11	$34^\circ$
$^{94}\text{Mo}$	0.15	$31^\circ$
$^{96}\text{Mo}$	0.17	$29^\circ$
$^{98}\text{Mo}$	0.18	$25^\circ$
$^{100}\text{Mo}$	0.23	$22^\circ$

На рис. 29 приведено сравнение описания ГДР на основе систематики RIPL-2 [40] и на основе систематики [37], в которой ГДР описывается с помощью трех резонансов одинаковой амплитуды. Результаты расчета нормированы на экспериментальные данные [35].

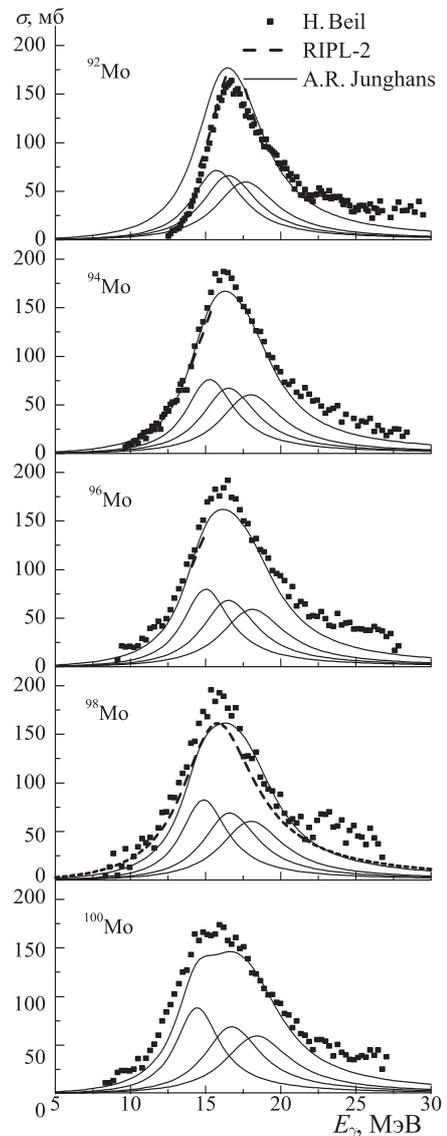


Рис. 29. Описания ГДР на основе систематики RIPL-2 [40] и на основе систематики [37] и результаты расчета нормированы на экспериментальные данные [35]

Таблица 8

Параметры ГДР изотопов Мо

Beil [35]	Ишханов [30]	Изотопы	RIPL-2 [40]			[37]		
			$E_R$	$\Gamma_R$	%	$E_R$	$\Gamma_R$	%
16.7	16.4	$^{92}\text{Mo}$	16.82	4.14	77	15.72	4.11	33.3
						16.54	4.45	33.3
						17.65	4.94	33.3
16.2		$^{94}\text{Mo}$	16.36	5.50	115	15.27	3.92	33.3
						16.53	4.45	33.3
						17.99	5.09	33.3
16.5		$^{96}\text{Mo}$	16.20	6.01	123	15.01	3.81	33.3
						16.53	4.45	33.3
						18.11	5.15	33.3
15.4	15.8	$^{98}\text{Mo}$	15.80	5.94	122	14.87	3.75	33.3
						16.61	4.48	33.3
						18.03	5.11	33.3
15.9		$^{100}\text{Mo}$	15.74	7.81	144	14.43	3.54	33.3
						16.74	4.54	33.3
						18.40	5.28	33.3

*Примечание.* В первых двух столбцах приведены экспериментальные данные работ [30, 35]. Энергии и ширины для трех лоренцианов даны в МэВ, их относительные силы — в процентах от правила сумм (60NZ/A). Согласно [37] компоненты ГДР (столбцы 5–7) имеют равные силы, которые, складываясь, дают правило сумм. Для сравнения приведены величины, рекомендуемые RIPL-2 [40].

3. Пигми-резонанс в изотопах Мо

Пигми-резонанс располагается в низкоэнергетической области гигантского резонанса шириной 1–3 МэВ вблизи порога отделения нуклонов. Интегральное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов в области пигми-резонанса не превышает нескольких процентов дипольного правила сумм.

В наиболее распространенной интерпретации пигми-резонанс представляет собой дипольные колебания избытка нейтронов относительно остова ядра.

На рис. 30, взятом из работы [43], приведены экспериментальные данные о ГДР четных изотопов молибдена ( $A = 92, 94, 96, 98, 100$ ), охватывающие его начальный участок и район максимума резонанса. Эти данные объединяют результаты двух экспериментов. В области ниже нуклонного порога это сечения рассеяния фотонов, измеренные в работе [43]. В области выше нейтронного порога это фотонейтронные сечения, полученные на пучке квазимонохроматических фотонов в работе [35]. Толстые сплошные линии — сечения поглощения фотонов (обозначено  $\gamma, \text{abs}$ ), рассчитанные на основе модельной аппроксимации их тремя лоренцианами с параметрами, приведенными в табл. 8.

Для изотопов молибдена с  $A = 94, 96, 98$  и  $100$  в области выше нуклонного порога и в районе максимума ГДР фотонейтронный канал является доминирующим. Поэтому для этих изотопов совокупность приведенных на рис. 30 экспериментальных точек, отвечающих рассеянию фотонов и реакции  $(\gamma, n)$ , может непосредственно сравниваться с модельной

лоренцевской аппроксимацией сечения фотопоглощения. Из рис. 30 видно хорошее совпадение данных эксперимента и модельного расчета для обсуждаемых изотопов молибдена с  $A = 94, 96, 98$  и  $100$ .

Для  $^{92}\text{Mo}$  ситуация несколько иная. Из-за высокого нейтронного порога (12.7 МэВ), превышающего на 3–4.5 МэВ нейтронный порог для изотопов  $^{94,96,98,100}\text{Mo}$ , существенную роль начинает играть реакция  $(\gamma, p)$ , имеющая относительно низкий порог 7.5 МэВ. В силу чего без учета этой реакции нельзя воспроизвести сечение фотопоглощения для  $^{92}\text{Mo}$  выше 10 МэВ. Это и является причиной существенного превышения для  $^{92}\text{Mo}$  модельного сечения фотопоглощения над фотонейтронным в области выше 10 МэВ. Сказанное подтверждается результатами теоретических расчетов сечений различных фотоядерных каналов для четных изотопов молибдена, выполненных с помощью кода TALYS [44] с учетом не только  $E1$ , но также и  $M1$ - и  $E2$ -возбуждений. Для  $^{94,96,98,100}\text{Mo}$  тонкая сплошная линия — расчетное сечение фотопоглощения (на высокоэнергетичном участке оно почти не отличается от данных лоренцевской аппроксимации). Для  $^{92}\text{Mo}$  тонкая сплошная линия относится только к реакции  $(\gamma, \gamma)$ ; пунктир — к реакции  $(\gamma, n)$ ; точечная кривая — к реакции  $(\gamma, p)$ .

Видно, что данные лоренцевской аппроксимации и теоретических расчетов в целом хорошо согласуются между собой и с результатами эксперимента для всех изотопов молибдена. Важно то, что для  $^{92}\text{Mo}$  учет реакции  $(\gamma, p)$  позволяет восстановить для этого изотопа недостающую часть сечения

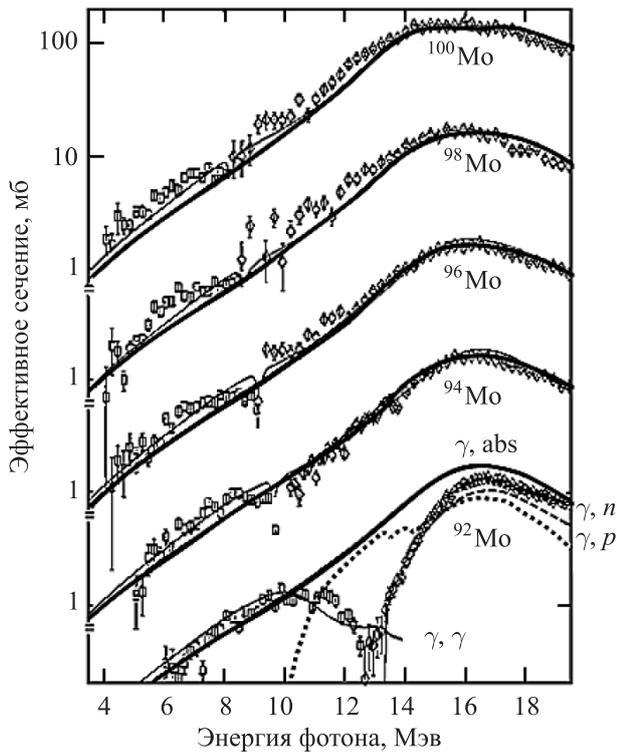


Рис. 30. Эффективные сечения фотоядерных реакций на изотопах Мо. Экспериментальные точки — фотоядерные сечения для четных изотопов молибдена. Данные при энергиях ниже нуклонного порога получены в эксперименте по рассеянию фотонов [43]. Данные при энергиях выше нейтронного порога — это сечения реакции  $(\gamma, n)$ , полученные в работе [35]. Толстые сплошные линии — результат аппроксимации сечения фотопоглощения (обозначено  $\gamma, \text{abs}$ ) тремя лоренцианами с параметрами, приведенными в табл. 8. Остальные линии — результаты расчетов, выполненных с помощью кода TALYS [44]. Тонкие сплошные линии для  $^{94,96,98,100}\text{Mo}$  — это сечения фотопоглощения (на высокоэнергичном участке они почти не отличаются от данных лоренцевской аппроксимации). Для  $^{92}\text{Mo}$  тонкая сплошная линия относится только к реакции  $(\gamma, \gamma)$ ; пунктир — к реакции  $(\gamma, n)$ ; точечная кривая — к реакции  $(\gamma, p)$ . Рисунок взят из работы [43]

фотопоглощения и привести его в соответствие с результатами модельной лоренцевской аппроксимации. Очевидно, что для еще более легких изотопов молибдена доля фотопротонного канала в сечении фотопоглощения будет только увеличиваться.

Вместе с тем для тяжелых изотопов молибдена ( $A = 96, 98, 100$ ) на самом начальном участке и в районе нуклонного порога наблюдается систематическое превышение экспериментального сечения как над кривой ГДР, полученной в модели лоренцевской аппроксимации, так и над теоретически рассчитанными сечениями даже с учетом вклада  $M1$ - и  $E2$ -возбуждений. Это превышение экспериментальных сечений фотовозбуждения над модельными и теоретическими является указанием на присутствие пигми-резонанса. Характерно, что обсуждаемое «превышение» в экспериментальном

сечении фотовозбуждения достигает наибольших величин у самых тяжелых изотопов молибдена, имеющих максимальный нейтронный избыток. Именно у таких изотопов дипольные колебания нейтронного избытка относительно ядерного кора должны быть наиболее интенсивными.

Оцененные сечения пигми-резонанса в этой области энергии составляет 3–5% дипольного правила сумм.

Подробные расчеты поглощения в области энергии вблизи порога  $(\gamma, n)$  реакции в микроскопической модели в квазичастичном приближении хаотических фаз были выполнены в работах [45].

#### 4. Комбинированная модель

Следуя постулату Бора [46], в комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) предполагают, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы в результате поглощения фотона и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того, в КМФР предполагается, что в массовой области, простирающейся от значений  $A \sim 40$  до значений  $A$ , отвечающих трансурановым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

В КМФР при рассмотрении первой из этих стадий используются полумикроскопическая модель колебаний (ПМК) и квазидейтронная модель фотопоглощения (КДМ). А при рассмотрении второй — экситонная (ЭМ) и испарительная (ИМ) модели распада составной системы.

Следует заметить, что КМФР не претендует на корректное описание фотонуклонных реакций вблизи порогов отделения нуклонов, где располагаются пигми-резонансы.

С помощью ПМК [47–49] рассчитываются энергии и интегральные сечения (с поправкой на обменные токи) изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР), изовекторного гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) и обертона ГДР, а также изоспиновое расщепление ГДР, дающего основной вклад в сечение фотопоглощения в низкоэнергетической области ( $E_\gamma \lesssim 30$  МэВ). В рамках этой модели для таких вычислений достаточно задать всего два параметра: энергию возбуждения ГДР и параметр деформации ядра в основном состоянии. Эти параметры извлекаются из экспериментальных данных. В работе [50] для энергии ГДР получена простая полуэмпирическая формула, позволяющая оценить эту величину с погрешностью  $\lesssim 0.2$  МэВ, и достаточно надежная полуэмпирическая формула для оценки ширины ГДР. Ширины остальных ГР оцениваются с помощью экситонной модели.

**Квазидейтронная модель** [51–54] используется для описания сечения фотопоглощения в энергетической области  $40 \lesssim E_\gamma \lesssim 140$  МэВ, где коллективный

отклик ядра играет незначительную роль и энергия и импульс поглощаемого  $\gamma$ -кванта передаются коррелированной протон-нейтронной паре.

**Процессы эмиссии** нуклонов и фотонов на предравновесном этапе реакции рассматриваются в рамках экситонной модели, а затем, после достижения системой статистического равновесия, в рамках испарительной модели Вайскопфа–Эвина. В таких расчетах обычно не учитывается то обстоятельство, что для фотоядерных реакций в энергетической области  $E < 30$  МэВ входным состоянием является мощный дипольный резонанс, представляющий когерентную суперпозицию различных  $1p1h$ -возбуждений. Это приводит к серьезным ошибкам при оценке относительного выхода фотонейтронов и фотопротонов и при описании их энергетических спектров.

В модифицированном варианте КМФР [55] учитываются два аспекта данной проблемы: 1) влияние изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР) на выход фотопротонов и 2) влияние его структуры на описание полупрямого фотоэффекта.

**Изоспиновые эффекты.** Изоспин  $T$  учитывается только при распаде ГДР. При этом для каждого промежуточного ядра  $\{Z, N\}$  можно ограничиться всего двумя значениями  $T$ :  $|N - Z|/2$  и  $|N - Z|/2 + 1$ , поскольку ГДР расположен при сравнительно низких энергиях возбуждения. Необходимость рассмотрения изоспиновых эффектов обусловлена в первую очередь тем, что вследствие правил отбора по изоспину  $T_>$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу.

Выражение для скорости (предравновесного или равновесного) распада состояния  $|E, T\rangle_i$  начального ядра в состояние  $|E', T'\rangle_f$  конечного ядра вследствие эмиссии протона или нейтрона с энергией  $\varepsilon$  можно получить обычным образом из принципа детального равновесия, если представить сечение обратной реакции в виде произведения трех множителей:  $\sigma^{\text{back}}(\varepsilon) = \frac{\omega_i(E, T)}{\omega_f(E')} p(T' \rightarrow T)$ . Здесь первый множитель определяет вероятность обратного процесса (захвата нуклона конечным ядром) в случае, когда ни в начальном ни в конечном ядрах состояния не различаются по изоспину. Второй множитель учитывает то обстоятельство, что в начальном ядре нас интересует заселение только состояний с фиксированным изоспином:  $T(\omega_i(E) = \sum_T \omega_i(E, T) —$  полная плотность состояний начального ядра при энергии  $E$ ). Последний, третий множитель характеризует долю состояний  $|E, T\rangle_i$ , заселяемых в результате переходов  $T' \rightarrow T$ . Этот множитель легко вычислить, если учесть, что вероятность такого события пропорциональна произведению плотности состояний  $|E', T'\rangle_f$  на квадрат коэффициента Клебша–Гордана, связывающего изоспин вылетевшего нуклона ( $1/2$ ) с изоспином конечного ядра ( $T'$ ) в изоспин начального ядра ( $T$ ).

Полупрямые фотонуклонные реакции отвечают вылету нуклона из входного  $1p1h$ -состояния. В стандартной экситонной модели предполагается, что все  $1p1h$ -конфигурации при данной энергии возбуждения заселяются с равной вероятностью, и игнорируется влияние орбитального ( $l$ ) и полного ( $j$ ) моментов возбужденного нуклона на его способность покинуть ядро-мишень, что приводит к неправильному описанию полупрямого фотоэффекта.

В КМФР в рамках ПМК вычисляется оболочечная структура входных  $T_<$ - и  $T_>$ -дипольных состояний, что позволяет более корректно описать полупрямые процессы испускания протонов и нейтронов.

**Применение модели к описанию сечений фотонуклонных реакций на изотопах  $^{94-100}\text{Mo}$**

На рис. 31 приведены вычисленные интегральные сечения реакций  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n+p) + \dots$ ,  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, p+n) + \dots$  и реакции резонансного рассеяния фотонов  $(\gamma, \gamma')$  для различных изотопов молибдена.

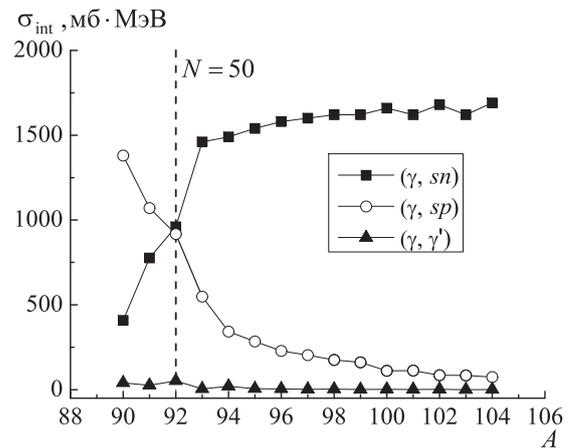


Рис. 31. Зависимость от массового числа изотопа молибдена интегральных сечений реакций, идущих с вылетом нейтронов + произвольное число протонов (черные квадратики), протонов + произвольное число нейтронов (треугольники) и только фотонов (полые кружки). Интегрирование проводилось до энергии  $E_{\gamma\text{max}} = 55$  МэВ

Как видно из этого рисунка, резонансное рассеяние фотонов играет незначительную роль, особенно для тяжелых изотопов молибдена. Это, однако, не означает, что при описании фотонуклонных реакций, можно пренебречь фотонным каналом распада. Он оказывает существенное влияние на конкуренцию нейтронного и протонного каналов реакции, поскольку после каждого вылета фотона уменьшается энергия возбуждения ядерной системы, что снижает шансы на эмиссию того типа нуклонов, которые имеют больший порог отделения. Как показано в работе [55], этот эффект особенно сильно проявляется в протоно- и нейтроно-избыточных ядрах, на границах полосы  $\beta$ -стабильности.

Из рис. 31 также следует, что в легких изотопах молибдена, имеющих дефицит нейтронов, доминируют процессы с испусканием протонов, а в тяжелых — процессы с испусканием нейтронов. Граница между двумя этими областями проходит через ядро  $^{92}\text{Mo}$ , где оба процесса идут примерно с одинаковой интенсивностью.

Фотонуклонные сечения чувствительны к равновесной форме ядра в основном состоянии, которая, если ее отклонения от сферической симметрии достаточно значительны, определяет гросс-структуру сечения фотопоглощения. В работах [56, 57] при анализе данных фотонного рассеяния на четно-четных изотопах  $^{92-100}\text{Mo}$  в энергетической области  $4 \leq E_\gamma \leq 12.4$  МэВ было изучено энергетическое поведение силовой функции  $E1$ -поглощения и излучения в низкоэнергетической области и сделан вывод, что низкоэнергетический хвост ГДР может быть удовлетворительно описан, если предположить трехосную квадрупольную деформацию ядра. При рассмотрении основных особенностей фотонуклонных реакций такое допущение является явно избыточным, даже если не учитывать подгоночный характер выполненной в работах [56, 57] аппроксимации  $E1$ -силовой функции. Имеющиеся экспериментальные данные о парциальных фотонуклонных сечениях для средних и тяжелых ядрах в пределах погрешностей измерений вполне согласуются с предположением, что ядро в основном состоянии обладает аксиальной симметрией.

Главная проблема заключается в том, как определить параметр квадрупольной деформации ядра  $\beta$ . К сожалению, ни метод измерения статического квадрупольного момента [16], ни метод измерения приведенной вероятности  $B(E2; 0^+) \rightarrow 2^+$ -перехода [17] не дают надежной оценки параметра  $\beta$ , так как на вращательное движение деформированного ядра накладывается квадрупольное колебательное движение его поверхности. Если амплитуда таких колебаний велика, то это приводит в первом случае к занижению оценки  $\beta$ , а во втором случае к ее завышению. Помимо этого, колебания поверхности дают существенный вклад в среднюю ширину (т. е. ширину разброса по энергии) дипольных резонансов, «замазывая» наблюдаемую структуру ГДР.

В данном расчете для ядер  $^{90-98}\text{Mo}$  были выбраны значения  $\beta$ , найденные по методу [16] (все  $< 0.1$ ), для ядра  $^{100}\text{Mo}$  — значение  $\beta = 0.1$  (метод [16] дает значения 0.4–1.4, а метод [3] — значение 0.23), для остальных ядер использовались оценки [17] (см. табл. 7), уменьшенные на 1.3. В целом это соответствует характеру энергетических спектров низколежащих состояний изотопов молибдена, приведенных на рис. 14–16. Как отмечалось ранее, эти спектры свидетельствуют о том, что низшие возбужденные состояния изотопов  $^{90-98}\text{Mo}$  отвечают поверхностным квадрупольным колебаниям вокруг сферически-симметричной формы, тогда как

в спектрах ядер с  $A > 102$  наблюдаются типичные ротационные полосы, обусловленные вращательным движением статически деформированного ядра.

На рис. 32 приведены вычисленные сечения реакций  $(\gamma, n)^* = (\gamma, n) + (\gamma, n+p)$  и  $(\gamma, 2n)^* = (\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$  для изотопов  $^{90-104}\text{Mo}$ . Как видно из рисунка, с ростом массового числа  $A$  происходит постепенное расщепление ГДР на два пика, причем высокоэнергичный пик, обусловленный дипольными колебаниями поперек оси симметрии, коррелирует в основном с реакцией  $(\gamma, 2n)^*$ .

На рис. 33 показаны полные фотонейтронные и фотопротонные сечения, вычисленные для изотопов  $^{90-104}\text{Mo}$ . В согласии с данными об интегральных сечениях (см. рис. 31) в ядрах  $^{90}\text{Mo}$  и  $^{91}\text{Mo}$  доминирует фотопротонный канал реакции, в ядре  $^{92}\text{Mo}$  выходы фотопроtons и фотонейтронов примерно сравниваются, а затем, начиная с ядра  $^{93}\text{Mo}$ , ведущим каналом распада возбужденной ядерной системы является нейтронный, что обусловлено увеличением порога отделения протона по мере уменьшения нейтронного дефицита и действием кулоновского барьера. Примечательно также то обстоятельство, что если в легких изотопах  $^{90-92}\text{Mo}$  вклад в сечение реакции  $(\gamma, sp)$  дают и  $T_<$ - и  $T_>$ -компоненты ГДР, то в более тяжелых изотопах основной вклад в фотопротонный канал реакции дает распад  $T_>$ -компоненты ГДР. Из рисунка также видно, что в полном соответствии с теорией изоспинового расщепления ГДР по мере роста нейтронного избытка фотопротонное сечение в тяжелых изотопах постепенно сдвигается в сторону больших энергий и уменьшается по величине.

## 5. Метод наведенной активности при изучении фотоядерных реакций

Методы измерения сечений на основе прямой регистрации нуклонов при энергии  $\gamma$ -квантов выше максимума ГДР сталкиваются с определенными проблемами. В области энергий  $> 25$  МэВ при фоторасщеплении ядер доминируют фотонуклонные реакции с вылетом из возбужденного ядра двух, трех и более нуклонов, и методы прямой регистрации нуклонов не позволяют надежно разделять реакции различного типа. Так, например, довольно типична ситуация, когда при фоторасщеплении ядра высокоэнергичным фотоном один зарегистрированный нейтрон не может быть однозначно приписан какой-либо из реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, np)$  или  $(\gamma, n2p)$ . Аналогичная ситуация возникает при регистрации одного протона в реакциях  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2np)$ . Еще более сложная ситуация возникает при эмиссии из ядра более одного нейтрона.

Этот недостаток особенно проявляется при изучении фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах, сопровождающихся преимущественно эмиссией нейтронов. Отсутствие надежной информации о различных каналах фоторасщепления ядер не

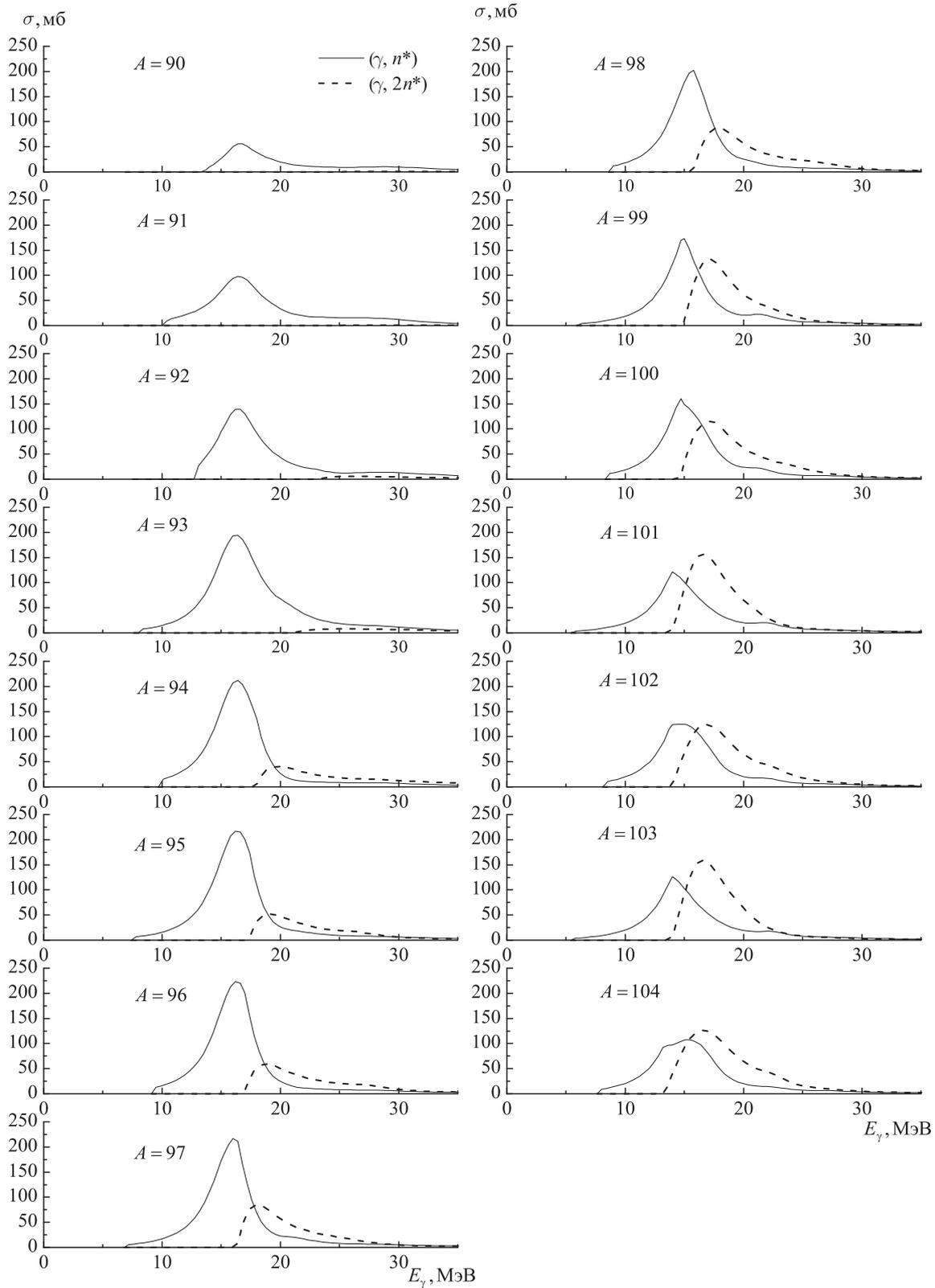


Рис. 32. Вычисленные сечения реакций  $(\gamma, n)^* = (\gamma, n) + (\gamma, n+p)$  и  $(\gamma, 2n)^* = (\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$

позволяет сделать заключения о механизме распада ГДР средних и тяжелых ядер и о различных механизмах в районе высокоэнергичного участка сечения ядерного фоторасщепления, таких как квадрупольное и квазидейтронное фоторасщепление.

Метод наведенной  $\gamma$ -активности, в отличие от методов прямой регистрации продуктов реакции,

позволяет в одном эксперименте однозначно выделять фотонуклонные реакции различного типа [58, 59]. В этом методе мишень облучается тормозным  $\gamma$ -пучком ускорителя и затем перемещается к  $\gamma$ -спектрометру, который вне пучка измеряет  $\gamma$ -спектры продуктов  $\beta$ -распада. Конечным результатом метода наведенной активности являются

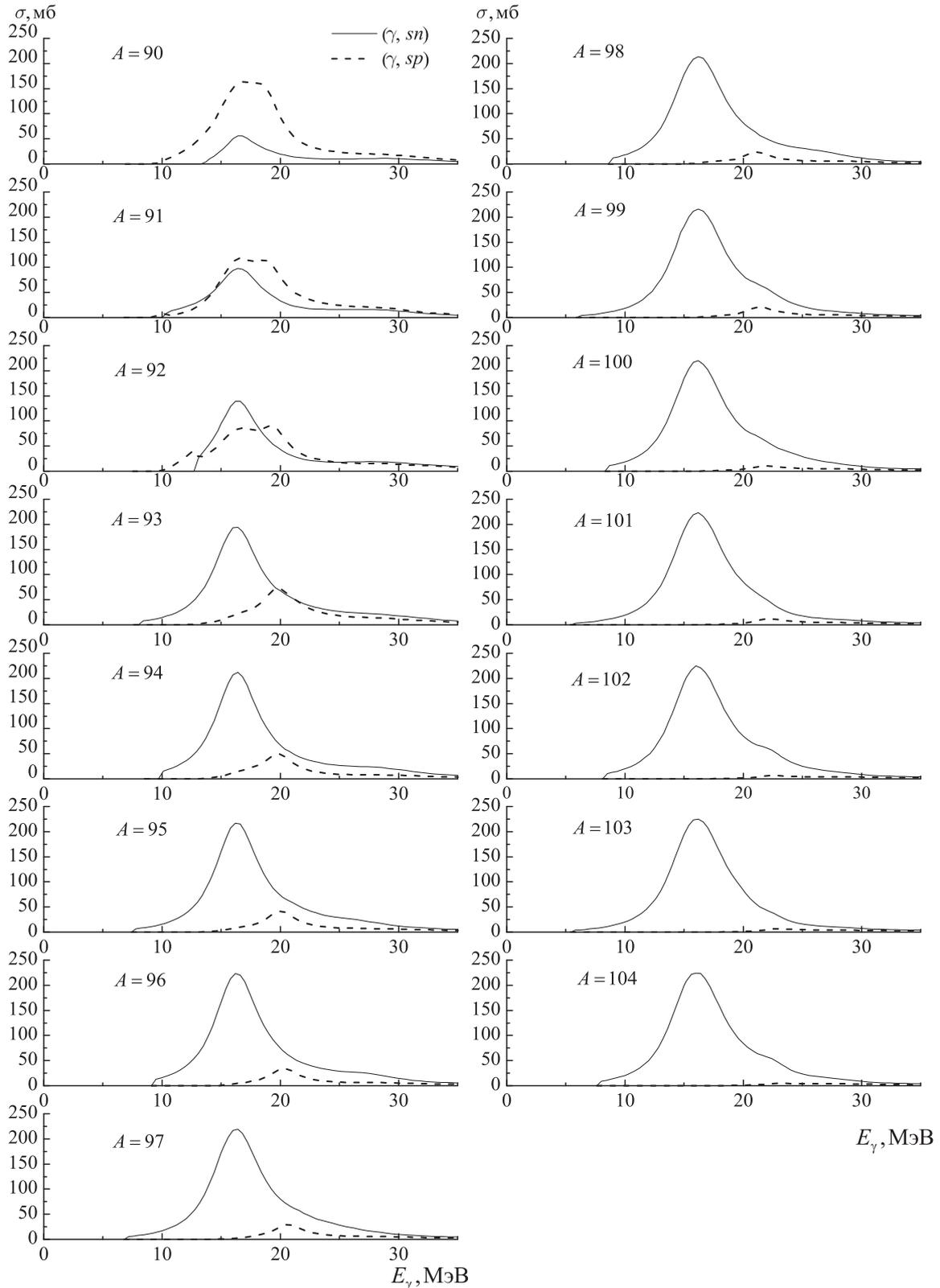


Рис. 33. Вычисленные сечения реакций  $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n+p) + \dots$  и  $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, 2p+n)$

выходы радиоактивных ядер, образовавшихся в облученной  $\gamma$ -квантами мишени вследствие соответствующих фотоядерных реакций. Связь между выходом  $Y(E_m)$  и сечением  $\sigma(E)$  фотоядерной реакции определяется соотношением (19).

В работах [60, 61] гамма-активационной методи-

кой на пучке тормозного излучения с тремя верхними границами 19.5, 29.1 и 67.7 МэВ получены выходы фотонуклонных реакций для стабильных изотопов молибдена с вылетом из возбужденных ядер до трех нуклонов. В работах [60, 61] в качестве мишени использовалась естественная смесь

изотопов молибдена. Это позволило по результатам эксперимента получить сведения о фотонуклонных реакциях на всех изотопах мишени и понять, как соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре влияет на конкуренцию различных каналов его фоторасщепления. Результаты эксперимента при энергии электронов ускорителя 67.7 МэВ приведены в табл. 9. Указаны наблюдавшиеся реакции, образующиеся конечные ядра, их спины и четности, типы распадов и периоды полураспада, пороги реакций, выходы обнаруженных реакций, а также результаты теоретического расчета измеренных выходов по модели КМФР, с которыми сравниваются результаты экспериментов. Индекс *m* в массовом числе изотопа означает образование этого изотопа в изомерном возбужденном состоянии,  $\varepsilon - \beta^+$ -распад или электронный захват, ИТ (isomeric transition) — распад изомерного состояния через испускание  $\gamma$ -кванта или электрона внутренней конверсии. Экспериментальные и теоретические выходы нормированы на

выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ , который принимался равным 100.

В результате эксперимента определены выходы более 20 фотоядерных каналов реакций на пяти стабильных изотопах молибдена с массовыми числами 92, 96, 97, 98 и 100. Расчеты в рамках КМФР в пределах фактора 2 воспроизводят результаты эксперимента, что позволяет использовать ее для интерпретации особенностей фоторасщепления изотопов молибдена. Для тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ были выделены все основные фотонейтронные каналы ядра  $^{92}\text{Mo}$ :  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p2n) + (\gamma, 3n)$ . При этом, хотя для отдельных фотонейтронных каналов этого изотопа наблюдается заметное (в 2–4 раза) расхождение эксперимента и теории, суммарный экспериментальный фотонейтронный выход для  $^{92}\text{Mo}$  близок к теоретически рассчитанному.

Полученные экспериментальные выходы реакций  $(\gamma, p)$  на изотопах  $^{96,97,98}\text{Mo}$  и  $(\gamma, pn)$  на изото-

Таблица 9

**Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена при облучении спектром тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ**

Реакция	Конечное ядро (спин-четность)	$T_{1/2}$ , тип распада конечного ядра	Порог, МэВ	Экспериментальный выход (ошибка эксперимента)		Теоретический выход	
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	67 ч ( $\beta^-$ )	8.29	100(6)		100	
$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{98m}\text{Nb}(5^+)$	51 мин ( $\beta^-$ )	18.10	0.31(0.03)			
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72 мин ( $\beta^-$ )	9.79	6.6(0.1)		7.8	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	2.4 ч ( $\beta^-$ )	9.23 17.87	11(1)		10.1	7.7 2.4
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35 сут ( $\beta^-$ )	9.3 16.72	5.1(0.4)	10.6(0.5)	15.0	10.0 ( $\gamma, p$ )
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6 сут (ИТ + $\beta^-$ )	9.53 16.95	5.5(0.3)			5.0 ( $\gamma, pn$ )
$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$ $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$ $^{92}\text{Nb}(7^+)$	$3.5 \cdot 10^7$ лет ( $\epsilon$ ) 10.2 сут ( $\epsilon$ )	17.32 17.45	2.60(0.02)		3.0	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.5 мин ( $\epsilon$ )	12.68	34(5)		65	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.6 ч ( $\epsilon$ )	22.78	5.1(0.4)		2.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{90}\text{Nb}(8^+)$	14.6 ч ( $\epsilon$ )	19.51	14(5)		3.5	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon} ^{89}\text{Nb}$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon} ^{89m}\text{Nb}$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$ $^{89m}\text{Nb}(1/2^-)$	2.0 ч ( $\epsilon$ ) 66 мин ( $\epsilon$ )	29.59 29.62	1.9(0.2) 1.8(0.3)		0.9	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	$^{88}\text{Mo}(0^+)$	8 мин ( $\epsilon$ )	46.39	0.04(0.01)		0.006	

пе  $^{94}\text{Mo}$  также согласуются с теоретическими расчетами в рамках КМФР. Увеличение выходов фотопротонных реакций с уменьшением массового числа коррелирует с соответствующим систематическим уменьшением фотопротонного порога от 11.5 МэВ ( $^{100}\text{Mo}$ ) до 7.6 МэВ ( $^{93}\text{Mo}$ ), что приводит к увеличению проницаемости потенциального барьера для протонов при переходе от тяжелых изотопов молибдена к более легким.

Предсказанный теоретическими расчетами рост вклада выхода реакции  $(\gamma, p)$  в полный выход фотоядерных реакций при  $A = 92$  и соответствующее уменьшение выхода реакции  $(\gamma, n)$  также подтверждается данными экспериментов [60, 61]. Суммарный выход реакции с нейтронами в конечном состоянии для  $^{92}\text{Mo}$  составляет  $\approx 40\text{--}50\%$  от полного выхода, предсказанного теорией. Разница между полным выходом и наблюдаемым может быть приписана, прежде всего, реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91}\text{Nb}$ , которая не могла наблюдаться в активационном эксперименте из-за большого периода полураспада конечного ядра  $^{91}\text{Nb} \xrightarrow{\epsilon} ^{91}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} = 680$  лет). О существенно возросшей роли реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$  свидетельствует сравнительно низкая величина наблюдаемого выхода конкурирующей реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ .

**6. Образование изотопов  $^{92}\text{--}^{100}\text{Mo}$  в естественных условиях**

Как известно, атомные ядра тяжелее железа ( $Z > 26$ ) образуются в естественных условиях в звездах в результате захвата нейтронов в  $s$ - и  $r$ -процессах, которые происходят в результате присоединения нейтронов к зародышевым ядрам, в первую очередь ядрам «железного максимума».

Эти два механизма образования атомных ядер различаются отношением скорости захвата нейтронов в реакции  $(n, \gamma)$  и скорости  $\beta^-$ -распада, т. е. временами протекания этих процессов  $\tau(n, \gamma)$  и  $\tau(\beta^-)$ .

**$s$ -процесс**

В случае  $\tau(\beta^-) \ll \tau(n, \gamma)$  образование тяжелых элементов происходит в результате реакции  $(n, \gamma)$  на стабильных и  $\beta^-$ -радиоактивных ядрах с большими периодами полураспада. Изотопы с малыми периодами полураспада распадаются быстрее, чем успевают захватить нейтрон. В результате  $s$ -процесса происходит последовательный захват нейтронов с увеличением массового числа  $A$  на 1, пока на траектории  $s$ -процесса не оказывается ядро с малым периодом  $\beta^-$ -распада. При этом в результате  $\beta^-$ -распада происходит увеличение заряда ядра на единицу. Источниками нейтронов  $s$ -процесса являются реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Для протекания реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  требуется совместное горение водорода и гелия в звезде. Реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  эффективно происходит при температуре  $> 10^8$  К. Условия протекания  $s$ -процесса наблюдаются во внешних оболочках красных гигантов. Время протекания  $s$ -процесса  $> 10^3$  лет.

Так как при  $s$ -процессе  $\beta^-$ -распад, как правило, опережает захват следующего нейтрона, траектория  $r$ -процесса располагается в области ядер долины стабильности.

**$r$ -процесс**

Образование изотопов в  $r$ -процессе происходит в случае, когда  $\tau(\beta^-) \gg \tau(n, \gamma)$ . В этом случае

<b>Tc92</b> 4.25m	<b>Tc93</b> 2.75h	<b>Tc94</b> 293m	<b>Tc95</b> 20.0h	<b>Tc96</b> 4.28d	<b>Tc97</b> 4.21·10 <sup>6</sup> a	<b>Tc98</b> 4.2·10 <sup>6</sup> a	<b>Tc99</b> 2.1·10 <sup>5</sup> a	<b>Tc100</b> 15.46s	<b>Tc101</b> 14.02m	<b>Tc102</b> 5.28s
<b>Mo91</b> 15.49m	<b>Mo92</b> 14.84%	<b>Mo93</b> 4·10 <sup>3</sup> a	<b>Mo94</b> 9.25%	<b>Mo95</b> 15.92%	<b>Mo96</b> 16.68%	<b>Mo97</b> 9.55%	<b>Mo98</b> 24.13%	<b>Mo99</b> 66.0h	<b>Mo100</b> 9.63% 7.3·10 <sup>18</sup> a	<b>Mo101</b> 14.61m
<b>Nb90</b> 14.60h	<b>Nb91</b> 680a	<b>Nb92</b> 3.5·10 <sup>7</sup> a	<b>Nb93</b> 100%	<b>Nb94</b> 2·10 <sup>4</sup> a	<b>Nb95</b> 34.97d	<b>Nb96</b> 23.35h	<b>Nb97</b> 72.1m	<b>Nb98</b> 2.9s	<b>Nb99</b> 15s	<b>Nb100</b> 1.5s
<b>Zr89</b> 78.41h	<b>Zr90</b> 51.45%	<b>Zr91</b> 11.22%	<b>Zr92</b> 17.15	<b>Zr93</b> 1.53·10 <sup>6</sup> a	<b>Zr94</b> 17.38	<b>Zr95</b> 64.0d	<b>Zr96</b> 2.8% 2.0·10 <sup>19</sup> a	<b>Zr97</b> 16.7h	<b>Zr98</b> 30.7s	<b>Zr98</b> 2.1s

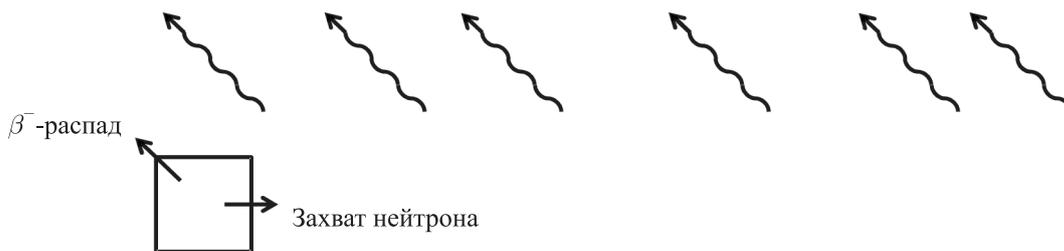


Рис. 34. Траектории  $s$ - и  $r$ -процессов образования изотопов Мо

в образовании изотопов будет участвовать большое количество изотопов с короткими периодами полураспада. Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции  $(n, \gamma)$  не станет меньше скорости  $\beta$ -распада изотопа.  $r$ -процесс происходит при взрыве сверхновых при характерных плотностях нейтронов  $10^{17} \text{ n/cm}^3$ . Характерное время протекания  $r$ -процесса 0.1–100 с.

Траектория  $r$ -процесса, вдоль которой происходит образование ядер, смещена от долины стабильности на 10–15 единиц в сторону нейтроноизбыточных изотопов. Изотопы, образующиеся в результате  $r$ -процесса, сильно перегружены нейтронами. Поэтому после прекращения вспышки нейтронов образовавшиеся ядра в результате последовательных  $\beta^-$ -распадов смещаются в сторону долины стабильности. В результате каждого  $\beta^-$ -распада заряд ядра  $Z$  увеличивается на единицу при неизменном массовом числе  $A$ :

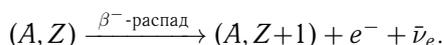


Схема образования изотопов Мо в  $s$ - и  $r$ -процессах показана на рис. 34.

Сечения радиационного захвата нейтронов  $\sigma(n, \gamma)$  на изотопах  $^{94-97}\text{Mo}$ , измеренные в работе [28], показаны на рис. 35.

В табл. 10 приведены содержание изотопов Мо в естественной смеси и распространенности изотопов Мо в Солнечной системе (распространенности нормированы к  $10^6$  для распространенности  $^{28}\text{Si}$ ), механизмы образования изотопов в звездном нуклеосинтезе.

Таблица 10

**Содержание изотопа в естественной смеси изотопов Мо**

Изотоп	Содержание изотопов в естественной смеси изотопа Мо, %	Распространенность	Механизм образования
$^{92}\text{Mo}$	15.84	0.634	$p$
$^{94}\text{Mo}$	9.04	0.381	$p$
$^{95}\text{Mo}$	15.72	0.629	$s, r$
$^{96}\text{Mo}$	16.53	0.661	$s$
$^{97}\text{Mo}$	9.46	0.378	$s, r$
$^{98}\text{Mo}$	23.78	0.951	$s, r$
$^{100}\text{Mo}$	9.63	0.385	$r$

*Примечание.* Распространенность изотопа приводится по отношению к изотопу  $^{28}\text{Si}$ . Указан механизм образования изотопа.

В результате  $s$ - и  $r$ -процессов поглощения нейтронов образуются изотопы  $^{95,97,98}\text{Mo}$ . Изотоп  $^{100}\text{Mo}$  может образовываться только в результате  $r$ -процесса, так как изотоп  $^{99}\text{Mo}$  имеет период полураспада 66 ч и распадается раньше, чем успевает захватить следующей нейтрон.

Изотопы  $^{92,94}\text{Mo}$  относятся к числу так называемых  $p$ -нуклидов, так как они находятся в стороне

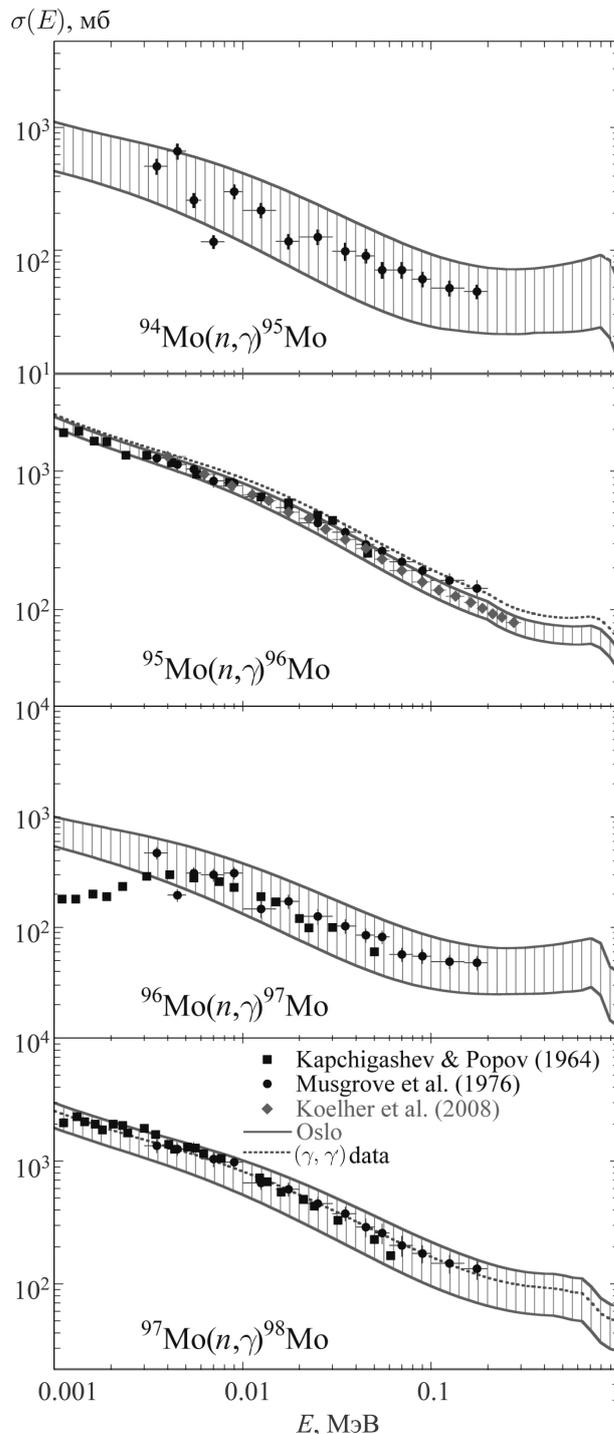


Рис. 35. Сечения радиационного захвата нейтронов на изотопах  $^{95-98}\text{Mo}$  на основе данных из работ [28, 62–64] и расчетам по программе TALYS [44]. Рисунок взят из работы [28]

от траекторий  $s$ - и  $r$ -процессов. Образование  $p$ -нуклидов происходит в результате фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и в реакции захвата протонов  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$ .

Схема образования изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  в реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  показана на рис. 36. Сечения радиационного захвата нейтронов  $\sigma(n, \gamma)$  на изотопах  $^{94-97}\text{Mo}$  измерены в работе [28] и показаны на рис. 35.

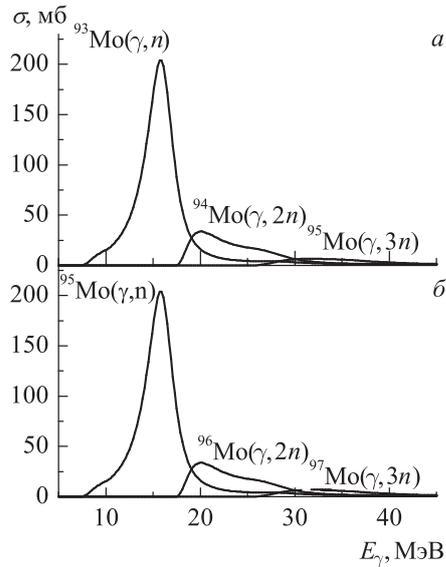


Рис. 36. Сечение образования изотопа  $^{92}\text{Mo}$  (а) и  $^{94}\text{Mo}$  (б) в фотоядерных реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$

В нижней части рис. 36 также приведены сечения  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  реакций на изотопах  $^{93-97}\text{Mo}$  с образованием  $^{92,94}\text{Mo}$ , рассчитанные на основе комбинированной модели.

Изотоп  $^{94}\text{Mo}$  обычно относится к числу  $p$ -нуклидов, так как он не может образоваться в  $s$ - и  $r$ -процессах. От траектории  $r$ -процесса он блокирован стабильным изотопом  $^{94}\text{Zr}$  и долгоживущим изотопом  $^{93}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} = 1.5 \cdot 10^5$  лет). Однако часть изотопов  $^{94}\text{Mo}$  может образоваться также и в результате  $s$ -процесса. На рис. 37 показана схема распада изотопа  $^{94}\text{Nb}$ . В звездах из-за высокой температуры среды изотоп  $^{94}\text{Nb}$  может находиться не только в основном ( $J^P = 6^+$ ), но и в первом возбужденном состоянии ( $J^P = 3^+$ ,  $E^* = 40.9$  кэВ). Период полураспада возбужденного состояния  $E^* = 40.9$  кэВ составляет 6.26 мин, и оно преимущественно распадается в результате  $\beta^-$ -распада на первое возбужденное состояние  $^{94}\text{Mo}$  ( $J^P = 2^+$ ,  $E^* = 871.1$  кэВ).

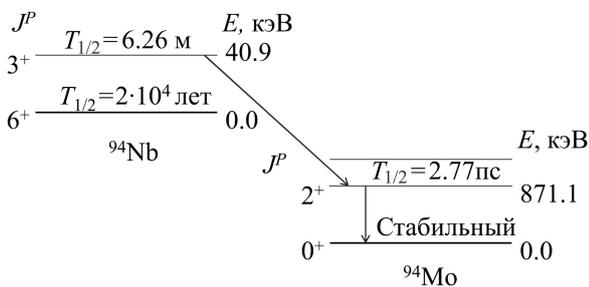


Рис. 37. Распад изотопа  $^{94}\text{Nb}$

Часть изотопов  $^{94}\text{Mo}$  также может образовываться в результате реакции  $^{95}\text{Mo}(\gamma, p)^{94}\text{Nb} \xrightarrow{\beta^-} ^{94}\text{Mo} + e^- + \bar{\nu}_e$ . Однако доля фотопротонного канала в образовании  $^{94}\text{Mo}$  согласно теоретическим расчетам составляет не более 10% фотонейтронных каналов  $^{95}\text{Mo}(\gamma, n)$  и  $^{96}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ .

Изотоп  $^{96}\text{Mo}$  образуется только в результате  $s$ -процесса, так как от траектории  $r$ -процесса он блокирован стабильным изотопом  $^{96}\text{Zr}$ .

### Заключение

Анализ спектра низколежащих возбужденных состояний изотопов  $\text{Mo}$  указывает на сложную природу спектров, в значительной степени обусловленную связью одночастичных и коллективных степеней свободы. В легких изотопах  $\text{Mo}$  основную роль играют колебательные степени свободы ядра. В тяжелых изотопах  $\text{Mo}$  возникающая статическая деформация приводит к доминирующей роли вращательной степени свободы. Эти особенности низкоэнергетической части спектра проявляются и в области ГДР в увеличении ширины гигантского резонанса с ростом массового числа  $A$  в стабильных изотопах  $^{94-100}\text{Mo}$  и расщепления ГДР на два максимума.

Основными каналами распада ГДР являются каналы распада с испусканием протонов и нейтронов. В тяжелых изотопах доминируют каналы распада ГДР с испусканием нейтронов. По мере уменьшения числа нейтронов уменьшается порог реакции  $(\gamma, p)$  и доля распадов с испусканием протонов увеличивается. В протонных распадах отчетливо проявляются изоспиновые эффекты, также приводящие к увеличению протонного канала распада легких изотопов  $\text{Mo}$ . Фотоядерные реакции играют существенную роль в образовании изотопа  $^{92}\text{Mo}$ , который не может образовываться в естественных условиях в звездах в результате  $r$ - или  $s$ -процессов.

### Список литературы

1. Parker A.M., Thoennessen M. et al. // At. Data Nucl. Data Tabl. 2012. **98**. P. 812.
2. Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al. // Chinese Physics C. 2012. **36**, N 12. P. 1603.
3. Audi G., Kondev F.G., Wang M. et al. // Chinese Physics C. 2012. **36**, N 12. P. 1157.
4. Weizsacker C.F. v. // Zeitschrift fur Physik. 1935. **96**. P. 431.
5. Khan E., Giai N.V., Sandulescu N. // Nucl. Phys. C. 2007. **80**. P. 94.
6. Nayak R.C., Satpathy L. // At. Data Nucl. Data Tabl. 2012. **98**. P. 616.
7. Генперт-Майер М., Йенсен И.Г.Д. Элементарная теория ядерных оболочек. М., 1958.
8. Charlwood F.C., Baczyńska K., Billowes J. et al. // Phys. Lett. B. 2009. **674**. P. 23.
9. Angeli I., Marinova K.P. // At. Data Nucl. Data Tabl. 2013. **99**. P. 69.
10. Rodriguez-Guzman R., Sarriguren P. Robledo L.M., Perez-Martin S. // Phys. Lett. B. 2010. **691**. P. 202.
11. Nilsson S.G. // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 1955. **29**. P. 1.
12. Ding H.B., Zhu S.J., Hamilton J.H. et al. // Phys. Rev. C. 2006. **74**. P. 054301.
13. Krishan G., Kumar R., Devi R. et al. // Pramana. 2014. **83**. P. 341.
14. Wrzosek-Lipska K., Prochniak L., Zielinska M. et al. // Phys. Rev. C. 2012. **86**. 064305

15. *Naqib I.M., Christy A., Hall I. et al. // J. Phys. G. 1977. 3. P. 507.*
16. *Raman S., Nestor Jr. C.W., Tikkanen P. // At. Data Nucl. Data Tabl. 2001. 78, N 1. P. 1.*
17. *Stone N.J. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2005. 90. P. 75.*
18. *Paradis P., Lamoureux G., Lecomte R., Monaro S. // Phys. Rev. C. 1976. 14, N 03. P. 835.*
19. *Paradis P., Lecomte R., Landsberger S., Monaro S. // Phys. Rev. C. 1979. 20. P. 1201.*
20. *Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Physics of Atomic Nuclei. 2005. 68. P. 1352.*
21. *Zielinska M., Czosnyka T., Choinski J. et al. // Nucl. Phys. A. 2002. 712. P. 3.*
22. *Zhang D.L., Yuan S.Q., Ding B.G. // Chinese Physics Letters. 2015. 32, N 06. P. 62101.*
23. *Thomas T., Nomura K., Werner V. et al. // Phys. Rev. C. 2013. 88. P. 044305.*
24. *Zhang Y.H., Hasegawa M., Guo W.T. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 79. P. 044316.*
25. *Inchaouh J., Jammari M.K., Jdair O. et al. // Phys. Rev. C. 2013. 88. P. 064301.*
26. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. 2008.*
27. *Berman B.L., Fultz S.C. // Rev. Mod. Phys. 1975. 47. P. 713.*
28. *Utsunomiya H., Goriely S., Kondo T. et al. // Phys. Rev. C. 2013. 88. P. 015805.*
29. *Kitatani H., Goko G., Harada H. et al. // Journal of Korean Physical Society. 2011. 59. P. 1836.*
30. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // Ядерная физика. 1970. 11, N 3. P. 702.*
31. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., 1979.*
32. *Тихонов А.Н., Шевченко В.Г., Галкин В.Я. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. 11, № 2. С. 208.*
33. *Miller J., Schuhl C., Tzara C. // Nucl. Phys. 1962. 32. P. 236.*
34. *Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. // Phys. Rev. 1962. 128, N 5. P. 2345.*
35. *Beil H., Bergere R., Carlos P. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. 227, N 3. P. 427.*
36. *Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. A. 1971. 172. P. 437.*
37. *Junghans A.R., Rusev G., Schwengner R. et al. // Phys. Lett. B. 2008. 670. P. 200.*
38. *Eisenberg J.M., Greiner W. Nuclear Theory. Vol. 1. Nuclear Models. Collective and Single-Particle Phenomena. North-Holland Publishing Company. Amsterdam; L., 1970.*
39. *Moller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J. // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. 59. P. 185.*
40. *Belgys T., Bersillon O., Capote R. et al. // IAEA-TECDOC-1506. 2006.*
41. *Dover C.B., Lemmer R.H., Hahne F.J.W. // Ann. Phys. (N. Y.) 1972. 70. P. 458.*
42. *Bush B., Alhassid Y. // Nucl. Phys. A. 1991. 531. P. 27.*
43. *Erhard M., Junghans A.R., Nair C. et al. // Phys. Rev. C. 2010. 81. P. 034319.*
44. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology — ND2007. Nice, France, 2008.*
45. *Авдеенков А.В., Камерджиев С.П. // Ядерная физика. 2009. 72. С. 1385.*
46. *Bohr N. // Nature. 1936. 137. P. 344.*
47. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. 38, № 2. С. 360.*
48. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2011. 74. С. 21.*
49. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2013. 76. С. 32.*
50. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2003. 66. С. 688.*
51. *Levinger J.S. // Phys. Rev. 1951. 84. P. 43.*
52. *Levinger J.S. // Phys. Lett. B. 1979. 66. P. 43.*
53. *Levinger J.S. // Nucl. 2003. 66. P. 659.*
54. *Chadwick M.B., Oblozinsky P., Reffo G., Hodgson P.E. // Phys. Rev. C. 1991. 44. P. 814.*
55. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2015. 78. № 7–8. С. 601.*
56. *Rusev G., Schwengner R., Beyer R. et al. // Phys. Rev. C. 2008. 77. P. 064321*
57. *Rusev G., Schwengner R., Beyer R. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 79. P. 061302*
58. *Бельшев С.С., Стопани К.А., Троцкий С.Ю. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 4. С. 42. (Belyshev S.S., Stopani K.A., Trotschiev S.Yu. et al. // Moscow University Phys. Bull. 2011. 66, N 4. P. 363.)*
59. *Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. // Nucl. Instrum. Methods A. 2014. 745. P. 133.*
60. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 1. С. 35. (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. // Moscow University Phys. Bull. 2014. 69, N 1. P. 37.)*
61. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // Ядерная физика. 2014. 77. С. 1427.*
62. *Koehler P.E., Harvey J.A., Guber K.H., Wiarda D. // PoS Conf. Proc. 2008. Available at <http://pos.sissa.it/archive/conferences/053/041>.*
63. *Карчигашев С.П., Попов Ю.П. // Joint Inst. for Nucl. Res., Dubna. Reports No. 1845. France, 1964. P. 104.*
64. *Musgrove A.R., De L., Allen B.J., Boldeman J.W. et al. // Nucl. Phys. A. 1976 270. P. 108.*

### Nuclear spectroscopy of molybdenum isotopes

**B. S. Ishkhanov<sup>1,2</sup>, I. M. Kapitonov<sup>2</sup>, A. A. Kuznetsov<sup>1,a</sup>, D. E. Lansky<sup>2</sup>, V. N. Orlin<sup>1</sup>, Han Dong Yoon<sup>2,b</sup>**

<sup>1</sup> *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

<sup>2</sup> *Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup> kuznets@depni.sinp.msu.ru, <sup>b</sup> gluecklich81@gmail.com.*

The dependence of the properties of low-lying states of Mo isotopes on the mass number  $A = 83-117$  is studied based on the collective and shell models of atomic nuclei. The variation of the nuclear shape with an increasing number of neutrons influences strongly the properties of excited states of Mo isotopes.

Decay channels of isovector giant dipole resonance with emission of protons and neutrons are studied in the framework of the combined model. The basic mechanisms of the production of stable Mo isotopes in astrophysical nuclear reactions are described.

*Keywords:* molybdenum isotopes, excited states of atomic nuclei, giant dipole resonance, nucleosynthesis.

PACS: 25.20.-x.

*Received 8 October 2015.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 1. Pp. 1–35.

#### Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939 50 95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Капитонов Игорь Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: igor-kapitonov@yandex.ru.
3. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
4. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-19-59, e-mail: lanskoy@sinp.msu.ru.
5. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: orlin@depni.sinp.msu.ru.
6. Хан Дон Ен — аспирант; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: gluecklich81@gmail.com.