

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА»**

Физический Факультет

На правах рукописи

Хан Дон Ен

**ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ  
МОЛИБДЕНА**

Специальность 01.04.16

физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,  
профессор Б.С.Ишханов

Москва — 2016

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1: Основные характеристики изотопов молибдена</b>	<b>13</b>
<b>Глава 2: Сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена</b>	<b>33</b>
<b>Глава 3: Методика измерения выходов фотоядерных реакций</b>	<b>48</b>
3.1 Методика проведения эксперимента . . . . .	48
3.2 Обработка экспериментальных данных . . . . .	52
3.2.1 Идентификация реакций фоторасщепления . . . . .	53
3.2.2 Определение выходов фотоядерных реакций . . . . .	55
<b>Глава 4: Результаты и обсуждение</b>	<b>62</b>
4.1 Экспериментальные результаты . . . . .	62
4.2 Теоретические расчеты сечений фотоядерных реакций . . . . .	84
4.2.1 Теоретический расчет сечений фотоядерных реакций по программе TALYS . . . . .	84
4.2.2 Теоретический расчет сечений фотоядерных реакций в комбиниро- ванной модели . . . . .	90
4.3 Обсуждение результатов . . . . .	95
<b>Глава 5:</b>	<b>114</b>
5.1 Образование изотопов $^{92-100}\text{Mo}$ в природных условиях . . . . .	114
5.2 Образование и применение $^{99m}\text{Tc}$ . . . . .	118
<b>Заключение</b>	<b>122</b>
<b>Литература</b>	<b>124</b>

# Введение

Одним из важнейших методов исследования атомных ядер являются фотоядерные реакции. Эти реакции протекают за счет электромагнитного взаимодействия, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от налетающего  $\gamma$ -кванта исследуемому ядру известен точно [1].

В зависимости от энергии фотонов сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами  $\sigma_\gamma$  можно разделить на четыре основные области. На рис. 1 показан типичный вид сечения взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами  $\sigma_\gamma$  в широкой области энергии фотонов от 0 до 1 ГэВ [2, 3].

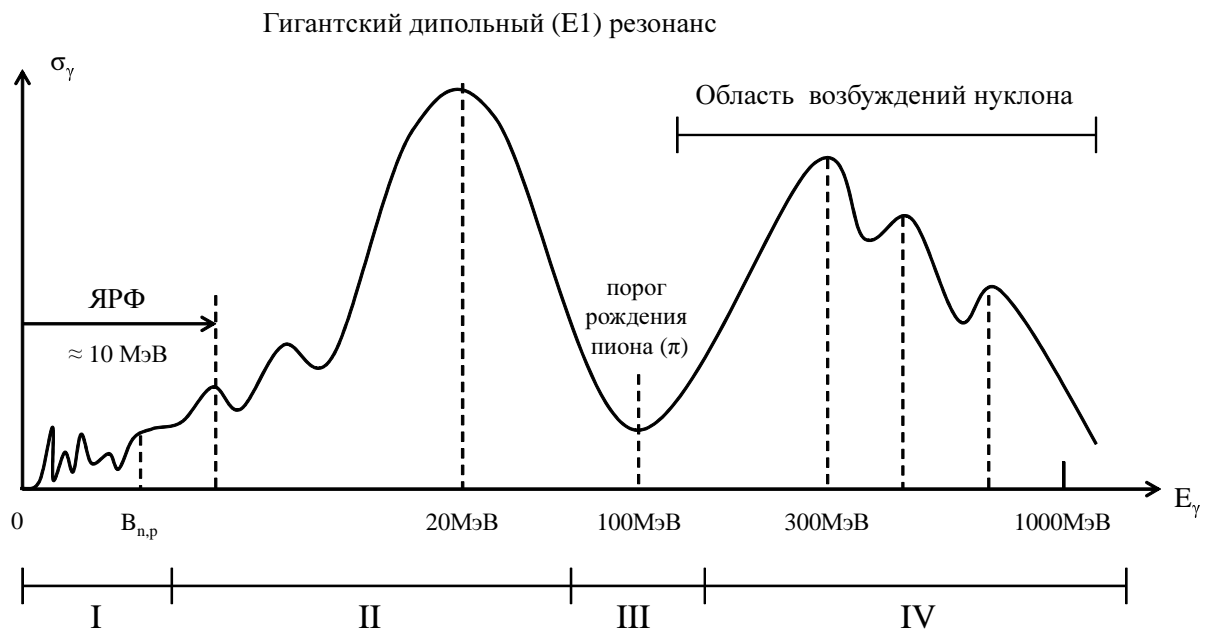


Рис. 1: Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до  $E_\gamma \approx 1$  ГэВ

В области I энергия фотонов ниже, чем порог отделения нуклонов из атомного ядра. Поглотив фотон возбужденное ядро распадается с испусканием одного или несколько фотонов на более низко расположенные по энергии возбужденные состояния или на основное состояние. Такие явления носят название ядерной резонансной флуоресценции [4].

В области II энергия фотонов выше порога отделения нуклонов или связанных систем малого числа нуклонов, например, дейтрона или  $\alpha$ -частицы. Такие реакции называются реакциями фоторасщепления. При такой энергии фотонов преимущественно происходят реакции с вылетом нуклонов. Для тяжелых ядер становится возможной реакция фотоделения — тяжелые ядра могут разделиться на осколки. В этой области происходят коллективные ядерные возбуждения, называемые гигантскими резонансами, которые имеют большую величину и ширину сечения реакции [2].

Область III находится между максимумом ГДР и мезонным порогом  $E_\gamma \approx 130$  МэВ. В этой области длина волны поглощаемого ядром фотона меньше радиуса ядра, фотоны преимущественно взаимодействуют внутри ядра с системами из малого числа нуклонов (квазидейтрон, квазиальфа частица и др.), и происходит выбивание этих систем или нескольких нуклонов [2].

В области IV, лежащей за мезонным порогом, поглощаемые ядром фотоны возбуждают отдельные нуклоны. Самым низким максимумом в этой области является возбуждение  $\Delta$ -изобары. В области IV фотоны начинают взаимодействовать с отдельными нуклонами ядра — образуются возбужденные состояния нуклона.

Типы гигантских резонансов классифицируются, по фундаментальным характеристикам поглощаемых фотонов. Вероятность взаимодействия фотонов с атомным ядром приближенно описывается следующими соотношениями [5]:

$$w(EJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J}, \quad (1)$$

$$w(MJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны фотона,  $R$  — радиус ядра,  $J$  — полный момент фотона.

Поскольку длина волны фотона существенно больше радиуса ядра в данной области, чем больше полный момент фотона, тем меньше вероятность реакции. Отношение вероятностей взаимодействий электрических и магнитных фотонов приближенно описывается соотношением [6]:

$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx 10 \left( \frac{\hbar c}{Mc^2 R} \right)^2 \approx 0.02. \quad (3)$$

Таким образом, наиболее преимущественное возбуждение — это возбуждение с поглощением электрических дипольных ( $E1$ ) фотонов, оно называется гигантским дипольным резонансом (ГДР).

Впервые в 1937 году в работе В. Боте и В. Гентнера [7] описаны результаты эксперимента по измерению радиоактивности образцов, облученных  $\gamma$ -квантами, которые образо-

вывалились в результате реакции  $\text{Li}(p, \gamma)$ . Измеренное на изотопе  $^{63}\text{Cu}$  сечение фотоядерной реакции  $(\gamma, n)$  составило  $\sigma \approx 5.1 \cdot 10^{-26} \text{см}^2$ , что оказалось больше ожидаемой величины. В работе [8] измеренная величина сечения реакции  $(\gamma, n)$  на  $^{63}\text{Cu}$  составила  $\sigma \approx 7.5 \cdot 10^{-26} \text{см}^2$ . Эти данные свидетельствовали о том, что в области энергии  $\sim 10\text{-}15 \text{МэВ}$  проявляется неизвестный ранее механизм взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами.

Явление ГДР предсказано А.Б.Мигдалом [9] в 1945 году и через 2 года было открыто Болдвином и Клайбером [10]. В настоящее время накоплен огромный экспериментальный материал [11, 12] по фоторасщеплению в области энергий ГДР практически всех известных стабильных ядер. Установлены основные параметры ГДР (положение, величина и форма сечения реакции) для различных ядер.

Гигантский дипольный резонанс имеет следующие основные характеристики.

- Положение максимума ГДР описывается соотношением [1]:

$$E_m = 78 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ} \quad (4)$$

- Энергетическая зависимость ГДР приближенно описывается лоренцевской кривой [13]:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{(E\Gamma)^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + E^2\Gamma^2}, \quad (5)$$

где  $\sigma_m$  — сечение в максимуме резонанса,  $\Gamma$  — ширина гигантского резонанса.

- Интегральное сечение ГДР описывается дипольным правилом сумм [14, 15]:

$$\sigma_{\text{инт}} = \int_{\text{ГДР}} \sigma(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{МэВ} \cdot \text{мб}. \quad (6)$$

- В деформированных эллипсоидальных ядрах наблюдается расщепление максимума ГДР на две компоненты  $E_a$  и  $E_b$ , обусловленное колебаниями нуклонов вдоль большой  $a$  и малой  $b$  осей ядерного эллипсоида [3].

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

$$\Delta E = E_a - E_b = 78 A^{-1/3} \beta \text{МэВ}. \quad (7)$$

В деформированных ядрах энергетическая зависимость ГДР описывается двумя лоренцевскими кривыми. Отклонение формы ядра от сферически симметричной в эллипсоидальных ядрах описывается параметром квадрупольной деформации  $\beta$ . Величина  $\beta$  рассчитывается двумя методами [16]: методом измерения статического квадрупольного момента  $Q_{\text{мом}}$  [17] и методом измерения приведенной вероятности  $B(E2) \uparrow (0^+ \rightarrow 2^+)$  [18].

В первом методе используя параметр статического квадрупольного момента  $Q_{mom}$ , величина  $\beta$  рассчитывается следующим уравнением [17]:

$$\beta = 0.75 \cdot Q_{mom} / (Z \langle r^2 \rangle), \quad (8)$$

где

$$\langle r^2 \rangle = (b^2 + 2a^2) / 5. \quad (9)$$

Во втором методе величина  $\beta$  рассчитывается из следующего соотношения [18]:

$$\beta = \frac{4\pi}{3} \cdot Z R_0^2 [B(E2) \uparrow (0^+ \rightarrow 2^+) / e^2]^{1/2}, \quad (10)$$

где  $R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{Фм}$ .

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

Основными каналами распада ГДР являются распады с испусканием нейтронов и протонов. В таблице 1 приведены пороги основных реакций фоторасщепления на стабильных изотопах Мо с испусканием протонов и нейтронов в области энергии возбуждения до 50 МэВ.

Таблица 1: Пороги основных реакций фоторасщепления на стабильных изотопах Мо с испусканием протонов и нейтронов в области энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  до 50 МэВ

Реакция	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

На рис. 2 представлены пороги реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$  в области массовых чисел  $A=89-104$  изотопов молибдена.

В нескольких работах фотоядерные реакции на изотопах Мо в энергетической области ГДР исследовались прямыми методами детектирования нейтронов [19–21]. Методы

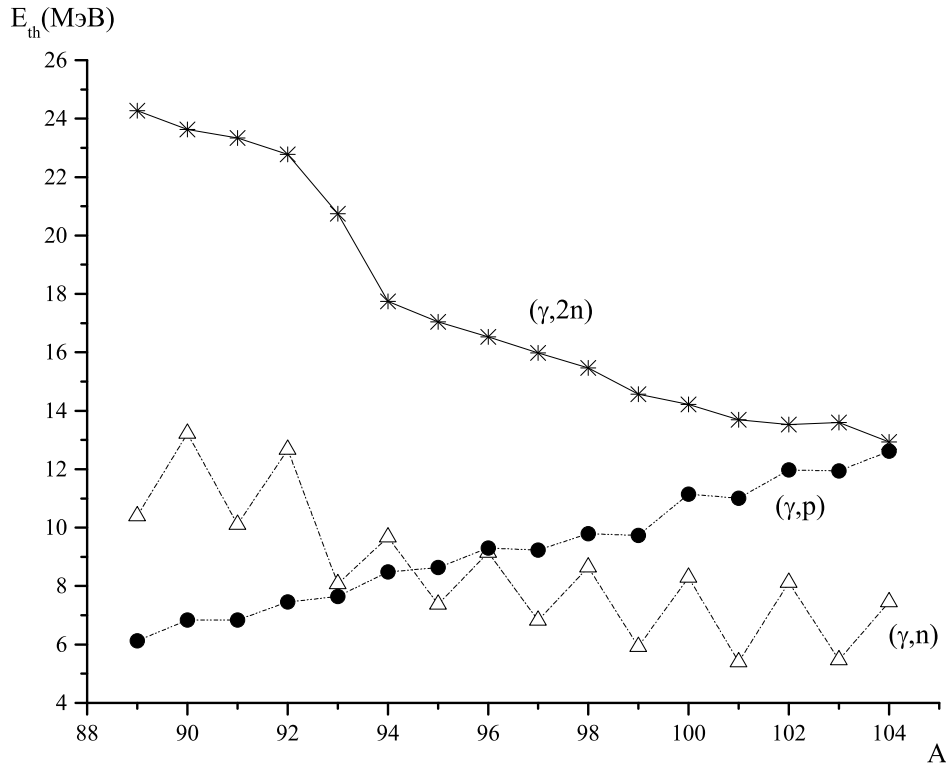


Рис. 2: Пороги реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$  изотопов  $^{89-103}\text{Mo}$

прямой регистрации нейтронов малоэффективны при относительно большой энергии фотонов ( $E_\gamma \gtrsim$  максимум ГДР) [2]. В этой энергетической области при фоторасщеплении ядер начинают доминировать реакции с вылетом нескольких нейтронов, при этом методы прямой регистрации нейтронов не позволяют надежно разделять реакции различной множественности. Например, при фоторасщеплении ядра высокоэнергичными  $\gamma$ -квантами единственный зарегистрированный детектором нейтрон не может быть однозначно приписан одной из реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, np)$  или  $(\gamma, n2p)$ . Еще более сложная ситуация возникает при вылете из ядра двух и более нейтронов. Особенно сильно этот недостаток проявляется при измерении сечений фотонуклонных реакций прямыми методами на средних и тяжелых ядрах, в которых доминируют реакции с эмиссией нейтронов. Отсутствие надежной экспериментальной информации о различных каналах фоторасщепления ядер не позволяет сделать однозначные выводы о механизме распада гигантского дипольного резонанса средних и тяжелых ядер, а также о механизме процессов в области высокоэнергичного участка сечения фоторасщепления, таких как квадрупольное и квазидейтронное ядерное фоторасщепление.

В настоящей работе для экспериментального исследования фотоядерных реакций применялся метод наведенной активности, в котором в отличие от методов прямой регистрации нейтронов однозначно определяется конечное ядро, что позволяет разделить фото-

нуклонные реакции различного типа. В методе наведенной активности мишень облучается пучком тормозных фотонов и затем перемещается к спектрометру, на котором происходит измерение спектров остаточной  $\gamma$ -активности облученного образца.

По результатам одного эксперимента можно получить информацию о всех фотонуклонных реакциях, произошедших на различных изотопах мишени. Это позволяет понять, как на конкуренцию различных каналов фоторасщепления влияет соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре. Проведение измерений вне пучка позволяет резко снизить фон. Высокая чувствительность метода наведенной активности позволяет исследовать различные каналы фоторасщепления атомных ядер с вылетом большого числа нуклонов и низкими сечениями реакций, недоступных для наблюдений методами прямой регистрации. В методе наведенной активности используются более простые измерительные установки по сравнению с прямыми методами регистрации нейтронов. Возможность проводить длительные измерения вне пучка позволяет с достаточной статистикой измерять активность ядер с большим периодом полураспада, что дает возможность получить достоверную информацию о парциальных каналах реакций.

Конечным результатом измерений методом наведенной активности является определение выхода радиоактивных ядер, образовавшихся в мишени при облучении  $\gamma$ -квантами. В настоящее время успешному применению данного метода исследований способствуют наличие высокоинтенсивных ускорителей электронов [22, 23] с энергиями до нескольких десятков мегаэлектронвольт, использование эффективных гамма-спектрометров с высоким разрешением из сверхчистого германия, а также обширные и надежные данные о свойствах ядер и распадах образующихся изотопов, систематизированные в международных базах ядерных данных [24].

В настоящей работе изучались фотоядерные реакции на естественной смеси изотопов молибдена в области энергий фотонов до 67.7 МэВ.

### **Цель работы:**

Основной целью данной работы является измерение выходов фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена и исследование характеристик фотоядерных реакций в зависимости от массового числа изотопа молибдена.

Для исследования был использован метод регистрации наведенной активности. Образец естественной смеси молибдена был облучен тормозным излучением с максимальными энергиями 67.7 МэВ, 29.1 МэВ и 19.5 МэВ в течение 1 - 4.5 часов. Выходы фотоядерных реакций были определены, анализируя пики  $\gamma$ -линий в спектрах остаточной активности облученного образца молибдена.

Проанализированы результаты теоретических расчетов сечений фотоядерных реакций на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$  с помощью программы TALYS [25, 26] и по комбинированной модели



фотоядерных реакций (КМФР) [27, 28]. Полученные результаты расчетов сравнивались с результатами выполненных экспериментов.

### Основные результаты, полученные в диссертации:

- С помощью  $\gamma$ -активационной методики впервые измерены выходы фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена под действием тормозных  $\gamma$ -квантов при трех значениях верхней границы тормозного спектра 19.5 МэВ, 29.1 МэВ и 67.7 МэВ.
- В спектрах  $\gamma$ -квантов облученных образцов молибдена было обнаружено около 100 максимумов, которые были идентифицированы на основе имеющейся мировой спектроскопической информации и периодам полураспада изотопов. В результате анализа обнаруженных максимумов были получены выходы следующих реакций:  
 $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)^{98}\text{Nb}$ ,  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)^{98m}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ ,  
 $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)^{98m}\text{Nb}$ ,  $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, np)^{96}\text{Nb}$ ,  $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{96m}\text{Nb}$ ,  $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)^{96m}\text{Nb}$ ,  
 $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$ ,  $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)^{95}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, p)^{93}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{93}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, p)^{93m}\text{Mo}$ ,  
 $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{93m}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)^{92}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)^{92m}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91}\text{Mo}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$ ,  
 $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, np)^{90}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, np)^{90m}\text{Nb}$ ,  
 $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)^{89}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)^{89m}\text{Nb}$ .
- При распаде гигантского дипольного резонанса с испусканием протонов существенно изоспиновое расщепление резонанса – при уменьшении массового числа изотопов молибдена величина изоспинового расщепления уменьшается на 3.7 МэВ, а интенсивность компонент увеличивается в 8 раз. Запрет распада состояний  $T_{>}(A, Z)$  на низколежащие возбужденные состояния  $(A-1, Z)$  приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов.
- Сравнение полученных в диссертации экспериментальных данных с теоретическими расчетами на основе модели TALYS и Комбинированной Модели Фотоядерных Реакций показали, что для относительно тяжелых изотопов ( $A \geq 93$ ) доминирует реакция  $(\gamma, n)$ , в то время как для относительно легких изотопов ( $A \leq 92$ ) выход  $(\gamma, p)$  превышает выход реакции  $(\gamma, n)$ .
- Выход суммарной реакции  $(\gamma, \text{abs})$  увеличивается с ростом массового числа из-за резкого роста выхода реакции  $(\gamma, 2n)$ . При увеличении числа нейтронов изотопов молибдена уменьшается энергия отделения нейтронов, что приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, вылетающих в результате данной реакции, росту проникаемости потенциального барьера и, соответственно, росту вероятности эмиссии нейтронов.

- Резкий рост выхода реакции ( $\gamma, p$ ) в изотопе обусловлен оболочечной структурой легких изотопов молибдена. В изотопе  $^{92}\text{Mo}$  уровень  $1g_{9/2}$  заполнен и при дальнейшем увеличении числа нейтронов они заполняют одночастичные уровни отделившейся от оболочки 3-4 МэВ.

#### **Научная значимость:**

- Впервые экспериментально измерены выходы фотоядерных реакций на естественной смеси молибдена под действием тормозных  $\gamma$ -квантов с тремя максимальными энергиями 67.7 МэВ, 29.1 МэВ и 19.5 МэВ.
- Впервые определены зависимости выходов различных фотоядерных реакций на изотопах молибдена от массового числа изотопа.
- Впервые проведено сравнение экспериментально измеренных выходов реакций с теоретическими расчетами. Показано согласие в описании различных каналов реакции и указаны причины различий экспериментальных данных и теоретических расчётов.

#### **Значение полученных результатов исследования для практики:**

Работы состоят в том, что разработанная методика измерений и анализа эмпирических данных важна для подготовки и проведения аналогичных экспериментов при других энергиях и изотопах.

- Полученные данные о фотонейтронном выходе на изотопе  $^{100}\text{Mo}$  показывает возможность использования ускорителя электронов для наработки  $^{99m}\text{Tc}$ , широко используемого в медицинской диагностике [29–33].
- Показана возможность образования обойдённых изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  в фотоядерных реакциях в природных условиях нуклеосинтеза.
- Полученные данные о выходах фотоядерных реакций изотопов молибдена необходимы в связи с проблемами трансмутации отходов атомной энергетики. [34].

#### **Достоверность:**

Достоверность результатов полученных в диссертации определяется надежностью экспериментальной методики исследований. То обстоятельство, что выходы различных реакций измеряются в одном акте облучения, позволило существенно повысить относительную точность измерений различных каналов реакций и впервые наблюдать выходы реакций отличающихся на 3-4 порядка. В процессе проведения эксперимента параметры экспериментальной установки постоянно градуировались с помощью стандартных источников.

#### **Личный вклад автора работы:**

- Личный вклад диссертанта состоял в активном участии в проведении измерений на ускорителе.
- Диссертант провел расшифровку и физический анализ измеренных спектров  $\gamma$ -квантов активированных образцов.
- Диссертантом проведен анализ различных каналов реакций и оценены величины выходов реакций.
- Диссертант сравнил полученные экспериментальные данные с результатами теоретических моделей.

### **Апробация работы:**

Используемая методика и основные результаты были опубликованы в статьях в реферируемых журналах и доложены автором на международных конференциях и межвузовских научных школах:

- Фоторасщепление изотопов молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2014. — № 1. — С. 35–43. [35]
- Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Ядерная физика. — 2014. — Т. 77, № 11. — С. 1427–1435. [36]
- Ядерная спектроскопия изотопов молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2016. — № 1 С. 3-34 [37].
- Фоторасщепление изотопов молибдена / Б. Ишханов, А. Кузнецов, Д. Е. Хан // Труды XIV Межвузовской научной школы молодых специалистов Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине. 26-27ноября 2013 г. Под редакцией проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — типография МГУ Москва, 2013. — С. 53–58 [38].
- Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. Ишханов, А. Кузнецов, В. Орлин, Д. Е. Хан // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине, 25-26 ноября 2014 г. Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — Университетская книга Москва, 2014. — С. 75–81 [39].

- Спектроскопия изотопов молибдена / Б. Ишханов, А. Кузнецов, Д. Е. Хан // Труды XVI Межвузовской научной школы молодых специалистов Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии медицине, 24-25 ноября 2015 г. Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — Университетская книга Москва 2015. — С. 13–18 [40].
- Photonuclear Reaction on molybdenum isotopes доклад / Б. Ишханов, А. Кузнецов, Д.Е. Хан // XIV Международный Семинар по электромагнитным взаимодействиям ядер EMIN-2015, 2015 [41].
- Photonuclear reaction on molybdenum isotopes / Б. Ишханов, А. Кузнецов, Д.Е. Хан // Korean Physical Society 2015 fall meeting, 2015 [42].
- Giant dipole resonance on molybdenum isotopes / Б. Ишханов, А. Кузнецов, Д.Е. Хан // Korean Physical Society 2016 spring meeting, 2016 [42].

# Глава 1

## Основные характеристики изотопов молибдена

Изотопы Мо дают уникальную возможность исследовать изменение свойств атомных ядер в районе магического числа  $N=50$  и при заполнении нейтронами оболочки  $N=50-82$ . В настоящее время известно 35 изотопов Мо, из них 7 стабильных изотопов  $^{92,94-98,100}\text{Mo}$ , остальные изотопы  $\beta$ -радиоактивные. Образование изотопов  $^{92-100}\text{Mo}$  в естественных условиях обсуждается в главе 5. Характеристики основных состояний изотопов молибдена приведены в таблице 2. Изотоп  $^{100}\text{Mo}$  распадается путем двойного  $\beta$ -распада, но его период полураспада ( $\approx 7.3 \cdot 10^{18}$  лет) значительно больше времени существования Вселенной, поэтому его относят к числу стабильных изотопов.

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 таблице 2 обозначен общим индексом  $\varepsilon$ .

По мере приближения к левой границе существования атомных ядер ( $B_p < 0$ ) период полураспада изотопов уменьшается, и в легких изотопах  $^{83-85,87}\text{Mo}$  наблюдается испускание запаздывающих протонов. Изотопы  $^{101-117}\text{Mo}$  распадаются в результате  $\beta^-$ -распада. В изотопах  $^{108-117}\text{Mo}$  обнаружено испускание запаздывающих нейтронов. В изотопах  $^{115-117}\text{Mo}$  обнаружено испускание двух 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 достигаются. В изотопе  $^{83}\text{Mo}$  энергия отделения протона составляет  $B_p \approx 2\text{МэВ}$ , в изотопе  $^{117}\text{Mo}$  энергия отделения нейтрона тоже положительная и составляет  $B_n \approx 2.76\text{МэВ}$ .

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

$$W(A, Z) = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n] c^2 - M(A, Z) c^2 \quad (11)$$

Таблица 2: Характеристики основных состояний изотопов молибдена ( $Z=42$ ) [43,44]

$A$  — массовое число ( $A=Z+N$ ),  $N$  — число нейтронов в ядре,  $J^P$  — спин, четность,  
 $W(A,Z)/A$  — 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

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

В модели жидкой капли энергия связи ядра  $W(A, Z)$  описывается формулой Бете-Вайцзеккера [45]:

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \xi A^{-3/4} \quad (12)$$

- 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 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  $\sim 1\text{Фм}$ .

Параметры формулы (12) подбираются так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные:

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

$$\xi = \begin{cases} +34\text{МэВ} & \text{—четно-четных ядер} \\ 0\text{МэВ} & \text{—нечетных ядер} \\ -34\text{МэВ} & \text{—нечетно-нечетных ядер} \end{cases} \quad (13)$$

В результате сил спаривания наиболее сильно связаны четно-четные ядра, наименее связаны нечетно-нечетные ядра. Нечетные ядра занимают промежуточное положение. На практике часто используется величина удельной энергии связи  $W(A, Z)/A$ .

В таблице 3 результаты расчетов энергии связи изотопов  $^{83-117}\text{Mo}$  на основе формулы Бете-Вайцзеккера (12) и на основе модели бесконечной материи [46] сравниваются с экспериментальными данными, полученными исходя из масс атомных ядер [3].

В большинстве случаев различие экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов не превышает 0.3%. Наибольшие различия, не превышающие 1%, наблюдаются в области тяжелых изотопов Mo  $A > 112$ .

Зная массы изотопов Mo, можно рассчитать

- удельную энергию связи  $W(A, Z)/A$  изотопов Mo,

Таблица 3: Сравнение экспериментальных энергий связи  $W_{exp}$  изотопов  $^{83-117}\text{Mo}$  с результатами расчетов энергии связи по формуле Бете-Вайцзеккера [45] и по модели бесконечной ядерной материи  $W_{INM}$  [46]

A	$W_{exp}$ , МэВ	$W_{BW}$ , МэВ	$\frac{ W_{BW}-W_{exp} }{W_{exp}}$ , %	$W_{INM}$ , МэВ	$\frac{ W_{INM}-W_{exp} }{W_{exp}}$ , %
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



- 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, е-захвата:

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

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

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

Зависимости величин удельной энергии связи  $W(A, Z)/A$ , энергии  $\beta^-$ -распада  $Q(\beta^-)$ , энергии  $e^-$ -захвата  $Q_{EC}$ , энергии отделения протона  $B_p(A, Z)$ , и энергии отделения нейтрона  $B_n(A, Z)$  от массового числа  $A$  приведены на рис. 3. В зависимостях энергии отделения нейтрона,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  и е-захвата отчетливо проявляется эффект спаривания нуклонов.

В модели ядерных оболочек атомное ядро рассматривается как система невзаимодействующих частиц, движущихся в общем сферически-симметричном потенциале, создаваемом всеми нуклонами ядра [47].

Ядерный потенциал, действующий на нуклон можно представить в следующем виде:

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r) \cdot \hat{l}\hat{s} + V_3(r), \quad (14)$$

где  $V_1(r)$  описывает усредненный потенциал, создаваемый всеми остальными нуклонами,  $V_2(r)$  — спин-орбитальное взаимодействие (здесь  $\hat{l}$  — орбитальный момент, а  $\hat{s}$  — спин нуклона, равный 1/2),  $V_3(r)$  — вклад остаточного (парного) взаимодействия. Как известно, учет спин-орбитального взаимодействия позволил правильно воспроизвести магические числа (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) в ядрах [47].

Потенциал  $V_1(r)$  часто выбирается в форме потенциала Вудса-Саксона [48]:

$$V_1(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}}, \quad (15)$$

где  $R = R_0 A^{1/3}$  — расстояние на котором плотность ядерной материи уменьшается в два раза ( $R_0 = (1.2 - 1.4)\text{Фм}$ ),  $a = 0.5-0.6\text{Фм}$  — толщина поверхностного (диффузного) слоя ядра — расстояние на котором плотность ядерной материи уменьшается от 0.9 до 0.1. Глубина ядерного потенциала  $V_0$  зависит от массового числа  $A$ . В легких ядра ( $A < 40$ )  $V_0 \approx 20-30\text{МэВ}$ , в средних ядрах ( $A=40-100$ )  $V_0 \approx 30-40\text{МэВ}$ , в тяжелых ядрах ( $A > 100$ )  $V_0 \approx 40-50\text{МэВ}$ .

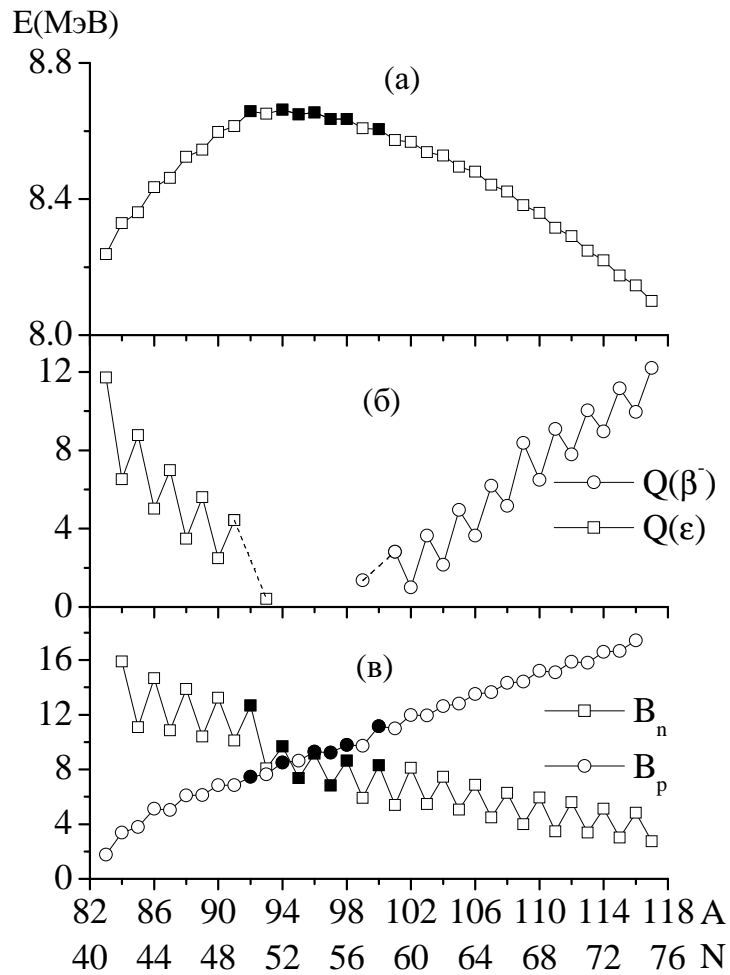


Рис. 3: а - удельная энергия связи  $W(A, Z)/A$ , б - энергии  $\beta^-$ -распада и  $e$ -захвата изотопов молибдена. в - энергии отделения протона  $B_p$  и нейтрона  $B_n$ . Заполненными кружочками и квадратами отмечены стабильные изотопы

Часто используется также потенциал гармонического осциллятора:

$$V_1(r) = \frac{1}{2}M\omega^2r^2, \quad (16)$$

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

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

$$V_2(r) = \kappa \frac{R_0^2}{r} \cdot \frac{dV_1}{dr}, \quad (17)$$

где  $\kappa$  — параметр, который подбирается из сравнения с экспериментальными данными,  $V_1(r)$  — потенциал Вудс-Саксоновского типа [48].

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

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

В центрально-симметричном потенциале (14) имеет место вырождение ядерных состояний по  $j_z$ . Состоянию с данными  $n, l, j$  соответствует  $2j + 1$  состояний с одинаковой энергией. При данном  $l$  в зависимости от ориентации спина нуклона  $s = 1/2$  полный момент количества движения нуклона  $j$  принимает 2 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 (см. рис. 4).

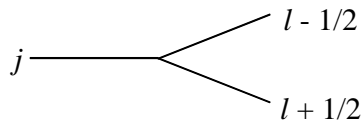


Рис. 4: Спин-орбитальное расщепление ядерных состояний

Заполнение одночастичных нуклонных состояний происходит в соответствии с принципом Паули. Число нуклонов  $n_j$  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  $N=75$ . Схематическое расположение состояний в сферически симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия изотопов Мо показано на рис. 5.

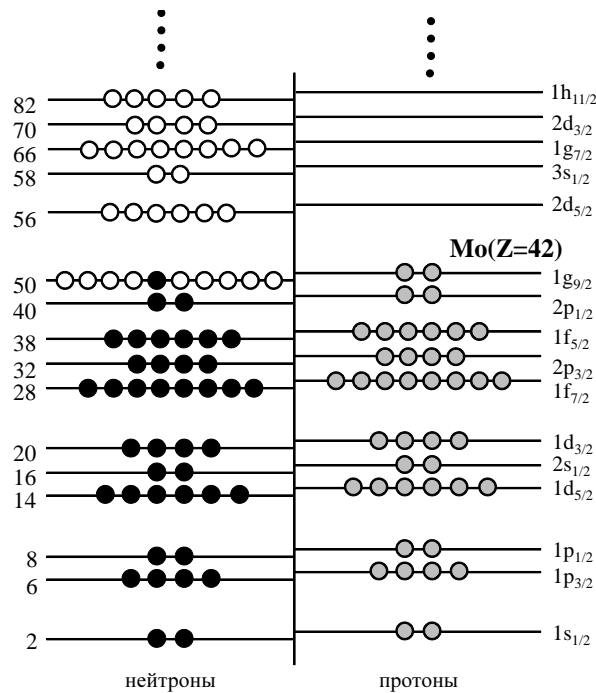


Рис. 5: Схематическая последовательность одночастичных состояний в сферически симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия. Слева показано число нуклонов заполняющих одночастичных состояний, включая данное состояние. Справа показана идентификация одночастичных состояний модели оболочек. Темные и серые кружочки соответствуют нейтронам и протонам в изотопе  $^{83}\text{Mo}$ . Светлые кружочки соответствуют заполнению нейтронных состояний в изотопах  $^{84-117}\text{Mo}$

Согласно одночастичной модели оболочек в изотопах Мо 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  $1g_{9/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,

$2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$ . Т.к. энергетический разброс одночастичных состояний, заполняемых нейтронами  $N=41-75$  составляет 2.0-3.0МэВ, и сравним по величине с энергией спаривания нуклонов, последовательность заполнения нейтронами одночастичных состояний может отличаться от приведенной на рис. 5. Кроме того наличие сил спаривания приводит к частичному заполнению одновременно нескольких одночастичных состояний.

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 с сферически симметричным остовом ядра приводит к деформации сферически симметричного остова. Параметры деформации четно-четных изотопов приведены в таблице 4. За счет увеличения массового числа  $A$  атомное ядро имеет деформированную форму. Здесь величина квадрупольной деформации получена методом измерения приведенной вероятности  $B(E2) \uparrow (0^+ \rightarrow 2^+)$  [18].

Отличие формы ядра от аксиально симметрии характеризуется параметром  $\gamma$ .

$$R(\theta, \phi) = r_0 [1 + a_0 Y_{20}(\theta, \phi) + a_2 (Y_{20}(\theta, \phi) + Y_{22}(\theta, \phi))], \quad (18)$$

где  $a_0 = \beta \cos \gamma$ ,  $a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$ .  $Y_{20}$  и  $Y_{22}$  — сферические формулы.

Таблица 4: Параметры деформации четно-четных изотопов  $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$  по данным работ [18, 49]

$\beta$  — параметр квадрупольной деформации,  
 $\gamma$  — параметр, характеризующий отклонение  
 формы ядра от аксиально симметричной формы

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

На 6 приведена зависимость зарядовых радиусов изотопов  $\text{Rb}(Z=37)$ ,  $\text{Sr}(Z=38)$ ,  $\text{Y}(Z=39)$ ,  $\text{Zr}(Z=40)$ ,  $\text{Mo}(Z=42)$  от числа нейтронов в ядре. При  $N > 50$  зарядовые радиусы  $\langle r^2 \rangle = r_0^2 (1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2)$  монотонно увеличиваются, что связано с увеличением деформации ядра при удалении от магического числа  $N=50$ . В изотопах  $Z=37-40$  наблюдаются резкий скачок при  $N=60$ , что объясняется переходом от сплюснутой формы ядра к вытянутой с большими параметром деформации  $\beta \approx 0.4$ . В изотопах Мо переход от сплюснутой формы к

вытянутой формы ядра происходит плавно через промежуточные формы на обладающие аксиальной симметрией ( $\gamma \approx 20 - 30^\circ$ ). Поэтому среднеквадратичные радиусы изотопов Мо не испытывают скачки.

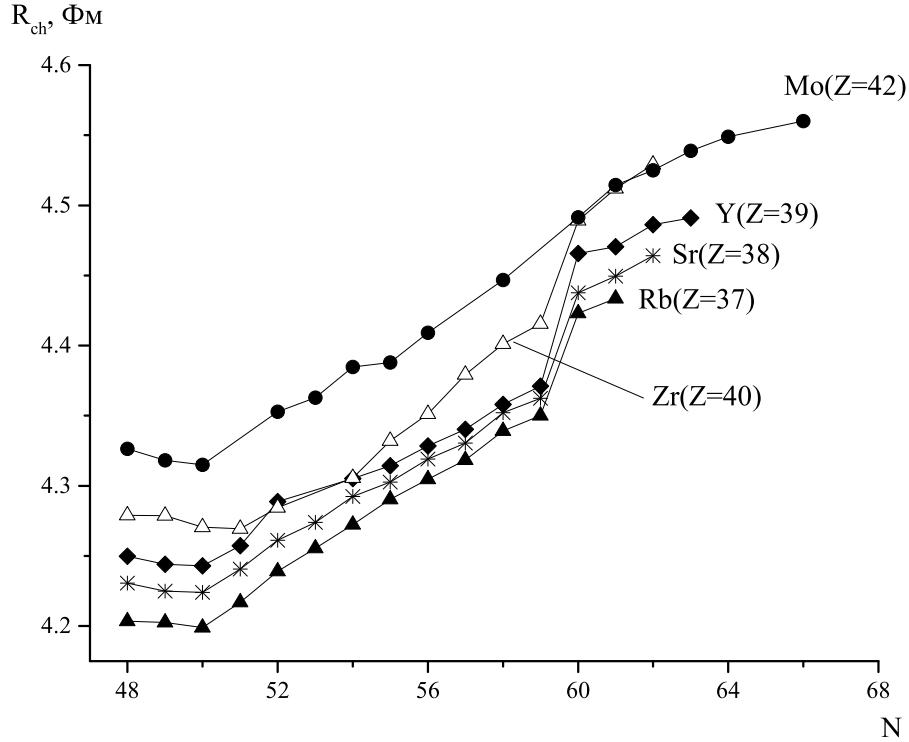


Рис. 6: Зависимость зарядовых радиусов изотопов Rb(Z=37), Sr(Z=38), Y(Z=39), Zr(Z=40), Mo(Z=42) от числа нейтронов в ядре

Одночастичные состояния в аксиально симметричном потенциале описываются на основе модели Нильссона [50]. Потенциал Нильссона аксиально симметричного ядра имеет вид:

$$V_{\text{Нильс}} = M [\omega_{xy}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + Cl\vec{s} + Dl^2 \quad (19)$$

Первый член в (19) представляет собой потенциал анизотропного гармонического осциллятора. В отличие от (19) осцилляторные параметры в направлении оси симметрии ядра  $z$  и двух других осей различны. Второй член описывает, как и выше, спин-орбитальное взаимодействие. Третий член опускает уровни с большими орбитальными моментами  $l$  несколько ниже по энергии. Это означает, например, что уровень  $1g$  лежит ниже, чем  $2d$ , хотя в чисто осцилляторном сферическом потенциале они (без учета спин-орбитального взаимодействия) вырождены. Такая картина характерна для потенциалов Вудса-Саксона или прямоугольной ямы.

На рис. 7 представлены энергии однонуклонных состояний в потенциале Нильссона в зависимости от параметра деформации  $\beta$ . 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 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.

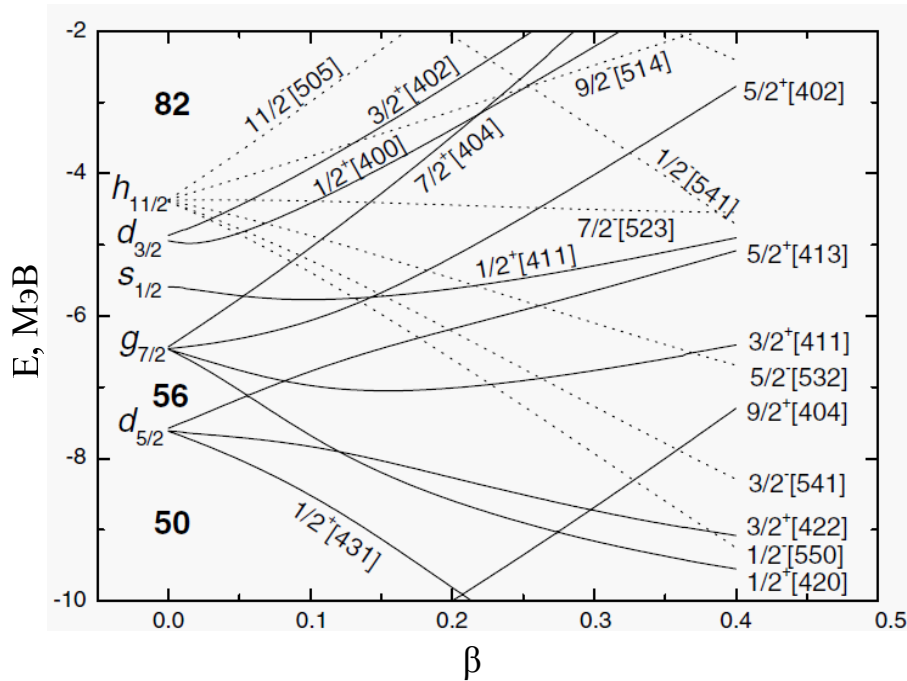


Рис. 7: Одночастичные состояния деформированных ядер в потенциале Нильссона. Рисунок взят из работы [50]

Видно, что для вытянутых ядер более энергетически выгодными являются нуклонные состояния с меньшими  $\Omega$ , т.е. такие, что ось вращения нуклона близка в перпендикуляру к оси симметрии (для сплюснутых — наоборот).

Однонуклонное состояние в схеме Нильссона характеризуется следующим набором квантовых чисел:  $\Omega^\pi [N n_z \Lambda]$ , где  $N$  — полное число осцилляторных квантов, четность  $\pi$  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 характеризуют данное состояние 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  $3/2^-[541]$ , оставшийся нейтрон может находиться 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  $J^\pi = 5/2^-$  или  $3/2^+$ . Действительно, основное состояние  $^{103}\text{Mo}$  имеет  $J^\pi = 3/2^+$ . Состояние с  $J^\pi = 5/2^-$  является первым возбужденным состоянием с энергией 103кэВ. На рис. 8 показаны вращательные полосы в изотопе  $^{93}\text{Mo}$ , построенные на одночастичных состояниях  $3/2^+[411]$  (а) и  $5/2^-[532]$  (б). Теоретические расчеты [51] хорошо описывают вращательные спектры.

Спектры возбужденных состояний изотопов  $^{90-100}\text{Mo}$  в области энергии до 4МэВ приведены на рис. 9 [52]. Модель оболочек достаточно хорошо объясняет квантовые характеристики основных состояний ядер.

Кроме одночастичных возбуждений в атомных ядрах наблюдаются коллективные вращательные и колебательные состояния. В общем случае спектр возбужденных состояний атомных ядер имеет сложную природу, являясь суперпозицией одночастичных, колебательных и вращательных возбуждений и взаимодействий между этими возбуждениями в ядре. Состояния  $J^P = 2^+$  наблюдаются в четно-четных ядрах вблизи энергии основного состояния. Рассмотрим образование возбужденных состояний на примере возбужденных состояний  $J^P = 2^+$ .

### Одночастичные возбужденные состояния

Низколежащие возбужденные состояния  $J^P = 2^+$  могут быть обусловлены одночастичными возбужденными состояниями, возникающими при переходе одного нуклона в выше расположенное вакантное состояние. На рис. 10 приведено одночастичное возбужденное состояние, образующееся в четно-четном ядре при переходе одного нуклона из состояния  $2d_{5/2}$  в состояние  $1g_{7/2}$ . При одночастичном переходе нуклона из состояния  $2d_{5/2}$  в состояние  $1g_{7/2}$  образуется спектр возбужденных состояний с полным моментом  $\vec{J} = \vec{\frac{5}{2}} + \vec{\frac{7}{2}} = \vec{1}$ ,  $\vec{2}$ ,  $\vec{3}$ ,  $\vec{4}$ ,  $\vec{5}$ ,  $\vec{6}$ . Одним из этих состояний является состояние  $J^P = 2^+$ .

### 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 четно-четных ядер  $J^P = 0^+$ . В случае двух тожде-



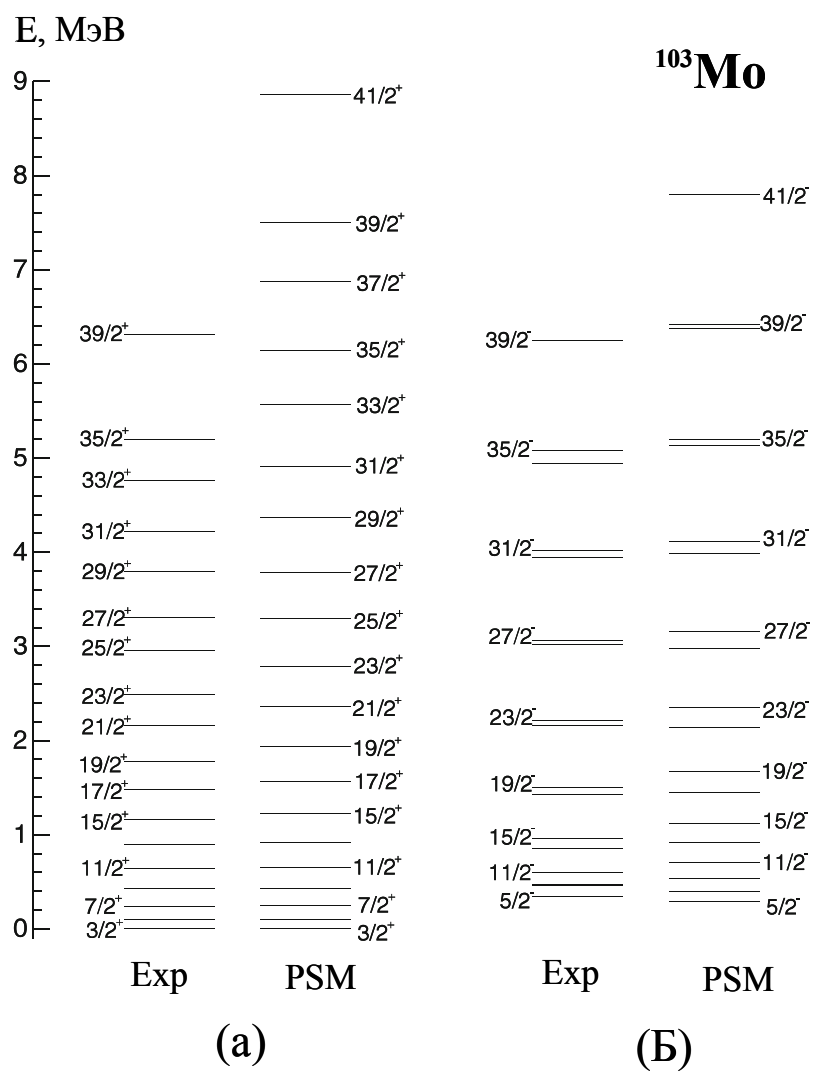


Рис. 8: Вращательные полосы в изотопе  $^{93}\text{Mo}$ , построенные на одночастичных состояниях  $3/2^+[411]$  (а) и  $5/2^- [532]$  (б) [51]

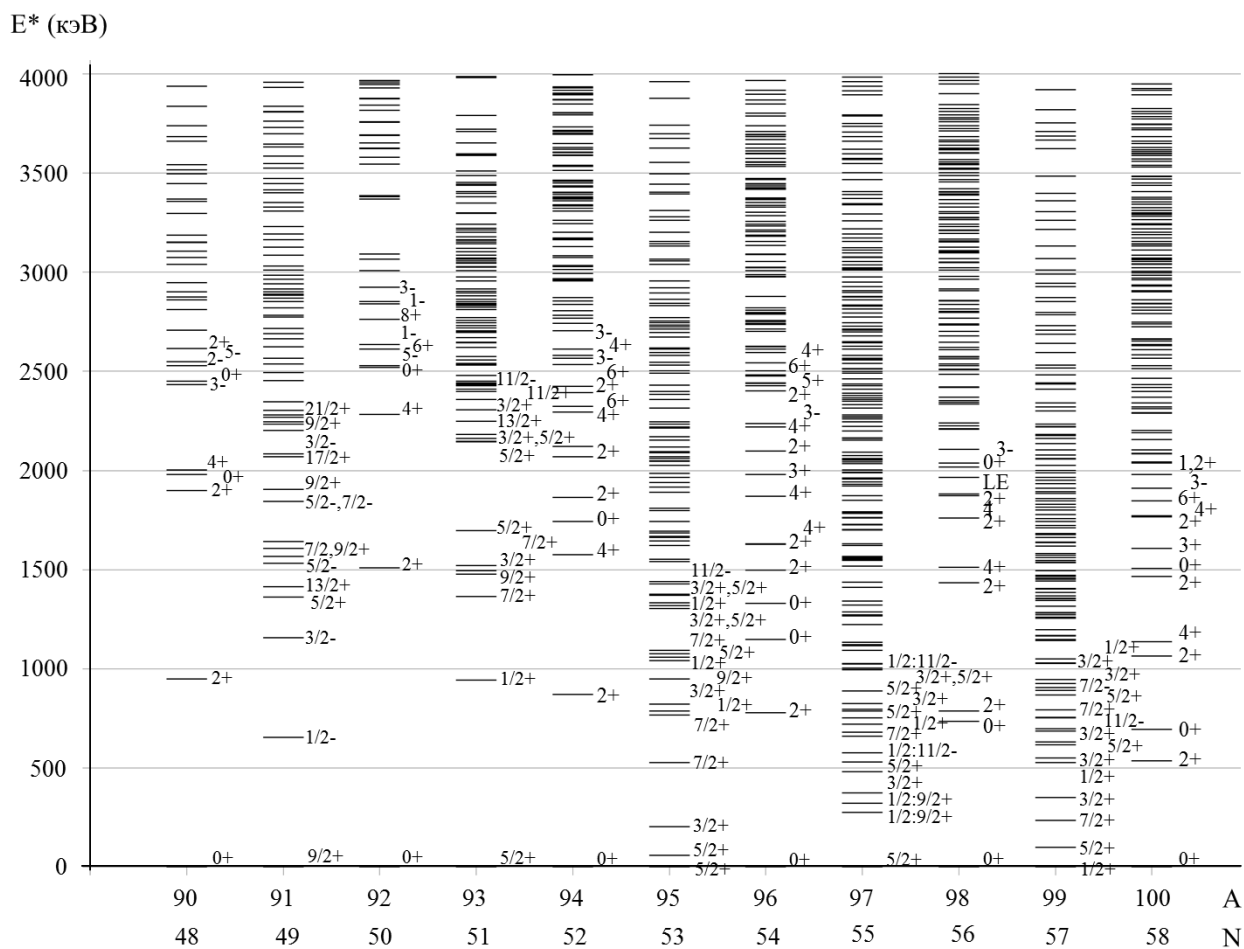


Рис. 9: Низколежащие возбужденные состояния изотопов  $^{90-100}\text{Mo}$

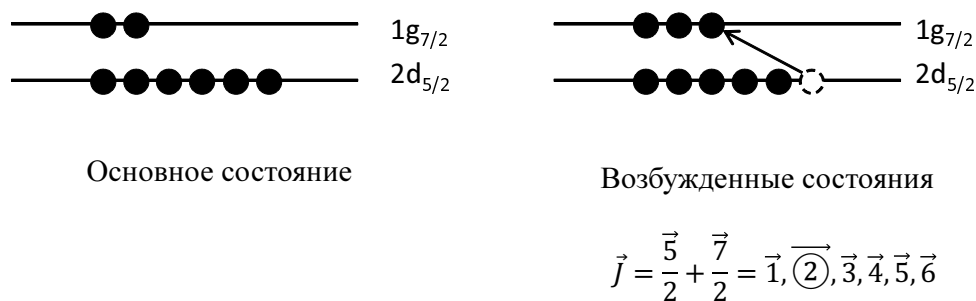


Рис. 10: Одночастичное состояние  $J^P=2^+$

ственных 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 является основным состоянием атомного ядра. Остальные состояния образуют мультиплет основного состояния и расположены при более высоких энергиях. Состояние  $J^P=2^+$  является одним из состояний мультиплета основного состояния четно-четных ядер.

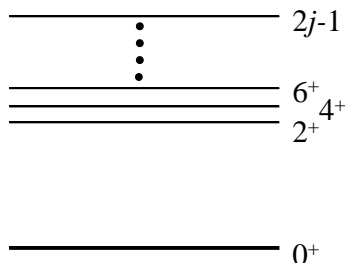


Рис. 11: Мультиплеты основного состояния спаренных нуклонов на оболочке

В таблице 5 величина энергии спаривания нейтронов четно-четных изотопов  $^{86-116}\text{Mo}$ , рассчитанная на основе формулы Бете-Вайцзеккера сравнивается с результатами расчетов на основе экспериментальных данных по массам протонов [43]. Энергия спаривания  $\Delta_n^{(3)}$  рассчитывается исходя из значения экспериментальных данных энергии связи соседних ядер  $W(N-1, Z)$ ,  $W(N, Z)$  и  $W(N+1, Z)$ .

$$\Delta_n^{(3)}(N, Z) = W(N, Z) - \frac{1}{2} [W(N-1, Z) + W(N+1, Z)] - \frac{1}{2} [B_n(N, Z) - B_n(N+1, Z)]. \quad (20)$$

Из таблицы 5 видно, что формула Бете-Вайцзеккера в целом удовлетворительно описывает величину энергии спаривания. Наибольшие отклонения от экспериментальных данных наблюдаются, как и следовало ожидать, в районе магического числа нейтронов  $N=50$   $^{90,92}\text{Mo}$ .

### Квадрупольные колебания

Квадрупольные колебания четно-четных ядер приводят к проявлению дискретных спектров возбужденных состояний [53]. Энергия квадрупольного колебания  $E = \hbar\omega_2$ . Схематический спектр квадрупольных колебаний показан на рис. 12. Для идеального спектра квадрупольных колебаний характерно эквидистантное значение энергий, 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 четностей  $P = +1$  возбужденных состояний.

### Вращательные спектры в деформированных атомных ядрах

В атомных ядрах, имеющих число нейтронов и протонов, отличающееся от магических чисел, внешние нуклоны приводят к статической деформации сферически симметрично-

Таблица 5: Энергия спаривания нейтронов в четно-четных изотопах Мо, рассчитанные на основе формулы Бетте-Вайцзеккера  $\Delta_n^{\text{BW}}$  и экспериментальных данных [43, 45].

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

$$\begin{array}{l}
E = 3\hbar\omega_2 \text{ ————— } 0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+ \\
E = 2\hbar\omega_2 \text{ ————— } 0^+, 2^+, 4^+ \\
E = 1\hbar\omega_2 \text{ ————— } 2^+ \\
E = 0 \text{ ————— } 0^+
\end{array}$$

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

го магического остова. Статическая деформация делает возможным образование вращательных состояний ядер, возникающих в результате вращения деформированного ядра как целого перпендикулярно оси симметрии ядра [53]. 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  $J(J+1)$ .

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar}{\mathfrak{J}} J(J+1), \quad (21)$$

где  $\mathfrak{J}$  - момент инерции ядра.

Вращательные спектры наблюдаются для многих деформированных ядер. По мере удаления от магических чисел момент инерции  $\mathfrak{J}$  ядра увеличивается, а энергия  $E_{\text{вращ}}$  уменьшается. При увеличении момента количества движения  $J$  величина момента инерции  $\mathfrak{J}$  вращающегося ядра может увеличиваться, что приводит к отклонению от соотношения (21).

### Низколежащие возбужденные состояния изотопов Мо

На некоторых примерах рассмотрим качественное описание спектров низколежащих состояний изотопов Мо. На рис. 13 показано положение первых состояний  $J^P = 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$  и второго состояния  $J^P = 0_2^+$  в четно-четных изотопах  $^{84-110}\text{Mo}$ . В положении уровней, соответствующих возбужденным состояниям  $J^P = 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$  отчетливо проявляется ряд особенностей. Во первых, число нейтронов в изотопе  $^{92}\text{Mo}$   $N=50$  является магическим числом, что отчетливо проявляется в увеличении энергии уровней  $J^P = 2_1^+, 4_1^+$  по сравнению соседними ядрами. Энергии возбуждения первого уровня  $2^+$  уменьшаются при удалении от магического числа  $N=50$ . Во-вторых, видно, что первый возбужденный уровень  $0_2^+$  в ряде случаев лежит очень низко, а при  $N=56$  становится самым низким по энергии возбуждением, что весьма необычно для четно-четных ядер.

Изотопы  $^{88,90,94,96,98}\text{Mo}$  имеют примерно эквидистантное расстояние между низшими возбужденными состояниями, что свидетельствует о квадрупольных колебаниях 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 свидетельствует о статической деформации этих ядер. Эти качественные выводы согласуются с данными о параметрах деформации изотопов  $^{92-100}\text{Mo}$ , полученных в работах [17, 18].

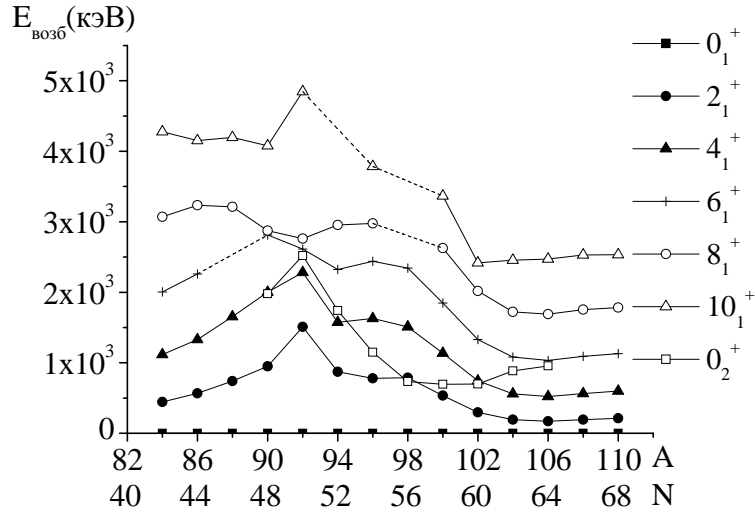


Рис. 13: Первые уровни спинов  $J^P=0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$  и второй уровень  $J^P = 0_2^+$  положительной четности четно-четных изотопов Mo [52]

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

В изотопе  $^{94}\text{Mo}$  первое возбужденное состояние  $J^P = 2^+$  расположено при более низкой энергии  $E^*=871\text{кэВ}$ . В области энергии 1600 - 2000кэВ расположены состояния  $E^*=1741\text{кэВ}$   $J^P=0^+$  и  $E^*=1573\text{кэВ}$   $J^P = 4^+$ , соответствующие двум квадрупольным колебаниям  $\hbar\omega_2 \approx 800\text{кэВ}$ . 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  $^{91}\text{Mo}$ , повидимому, 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  $2p_{1/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}^1$ ,  $2p_{3/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}$ ,  $1d_{5/2}^{-1} \rightarrow 1g_{9/2}$ . Таким образом низкоэнергетическая часть спектра  $^{91}\text{Mo}$  обусловлена одночастичными переходами в оболочке 28-50. В области энергии 1500кэВ изотопе  $^{91}\text{Mo}$

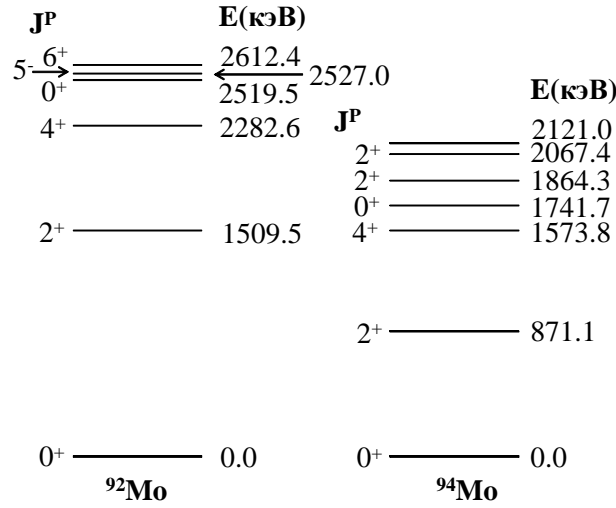


Рис. 14: Спектры низших возбужденных состояний изотопов  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{94}\text{Mo}$

наблюдается два состояния положительной четности  $E^*=1362\text{кэВ}$   $J^P = 5/2^+$  и  $E^*=1414\text{кэВ}$   $J^P = 13/2^+$ . Возбуждение этих состояний обусловлено связью одночастичного состояния  $1g_{9/2}$  с колебательным фоном  $J^P = 2^+$ , соответствующим квадрупольным колебаниям ядерной поверхности  $\vec{2} + \vec{9} = \frac{5}{2}, \dots, \frac{13}{2}$ .

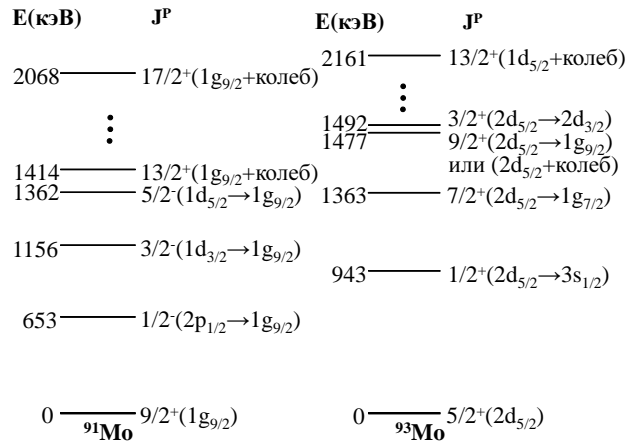


Рис. 15: Спектры низших возбужденных состояний изотопов  $^{91}\text{Mo}$  и  $^{93}\text{Mo}$

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  $E^*=943\text{кэВ}$   $J^P = 1/2^+$ ,  $E^*=1363\text{кэВ}$   $J^P = 7/2^+$ ,  $E^*=1492\text{кэВ}$   $J^P = 3/2^+$  соответствуют переходу валентного нейтрона из состояния  $2d_{5/2}$  в состояния  $3s_{1/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $2d_{3/2}$ . Низкоэнергетическая часть спектра  $^{93}\text{Mo}$  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  $J^P=2^+$ ,  $\vec{2} + \vec{\frac{5}{2}} = \vec{\frac{7}{2}}, \vec{\frac{9}{2}}$ . Возбужденные состояния в области энергии  $E^* > 1600$ кэВ в изотопе  $^{91}\text{Mo}$  и  $E^* > 1500$ кэВ в изотопе  $^{93}\text{Mo}$  имеют более сложную природу, обусловленную связью одночастичного возбуждения с коллективными колебаниями с несколькими квадрупольными фононами и изменяющейся деформацией изотопа  $^{93}\text{Mo}$ .

Таким образом из анализа низколежащих возбужденных состояний изотопов Mo следует, что низколежащие возбужденные состояния изотопов Mo с числом нейтронов вблизи магического числа  $N=50$  хорошо описываются в рамках одночастичной оболочечной модели ядра. Спаривание нейтронов приводит к описанию спектров низколежащих состояний как одночастичные переходы неспаренного нейтрона (изотопы  $^{91,93}\text{Mo}$ ).

С увеличением числа нейтронов по мере заключения оболочки  $N=50-82$  происходит увеличение деформации ядра и большую роль начинают играть возбужденные состояния, обусловленные связью одночастичных и коллективных возбуждений. Возбужденные состояния изотопов  $A>100$  хорошо описываются на основе модели Нильссона. Если в легких изотопах Mo особенную роль играют колебательные степени свободы и связь одночастичных и колебательных степеней свободы, но в тяжелых изотопах Mo возникает статическая деформация, что приводит к образованию вращательных полос, обусловленных связью одночастичных состояний в деформированных потенциалах и вращательных степеней свободы.

В области изотопов Mo с массовым числом  $A=90-100$  форма атомного ядра близка к форме трехосного эллипсоида. Эти особенности основных состояний изотопов Mo проявляются при больших энергиях, в частности, при возбуждении гигантского дипольного резонанса ( $E_\gamma=10-30$ МэВ).



## Глава 2

# Сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена

Сечения фотоядерных реакций на изотопах Мо измерялись в трех различных типах экспериментов:

- на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [2].
- на пучках квазимонохроматических фотонов [13].
- на пучках  $\gamma$ -квантов обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов [21] [54].

Схема экспериментов на пучке тормозных фотонов, выполненных в Московском Государственном Университете показана на рис. 16 [2]. Ускоренный пучок электронов падал на тормозную мишень из вольфрама, в которой генерировалось тормозное излучение. Мишень из исследуемого вещества облучалась пучком тормозного излучения. Продукты реакции детектировались высокоэффективным детектором. Полученная информация накапливалась в многоканальной счетной системе.

Изменяя энергию пучка электронов  $E_{max}$  можно получить тормозной спектр, имеющий различную верхнюю границу по энергии. В такого типа экспериментах измеряется выход фотоядерной реакции  $Y(E_{max})$ , представляющий собой свертку искомого сечения реакции  $\sigma(E)$  и спектра тормозных фотонов  $W(E_{max}, E)$  [2].

$$Y(E_{max}) = N \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E)W(E_{max}, E)dE, \quad (22)$$

, где  $N$  – нормировочная константа,  $\sigma(E)$  - сечение реакции фотонов с энергией  $E$ .  $W(E_{max}, E)$  – спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{max}$ , При изменении верхней границы тормозного спектра получается зависимость выхода реакции  $Y(E_{max})$  и затем решается

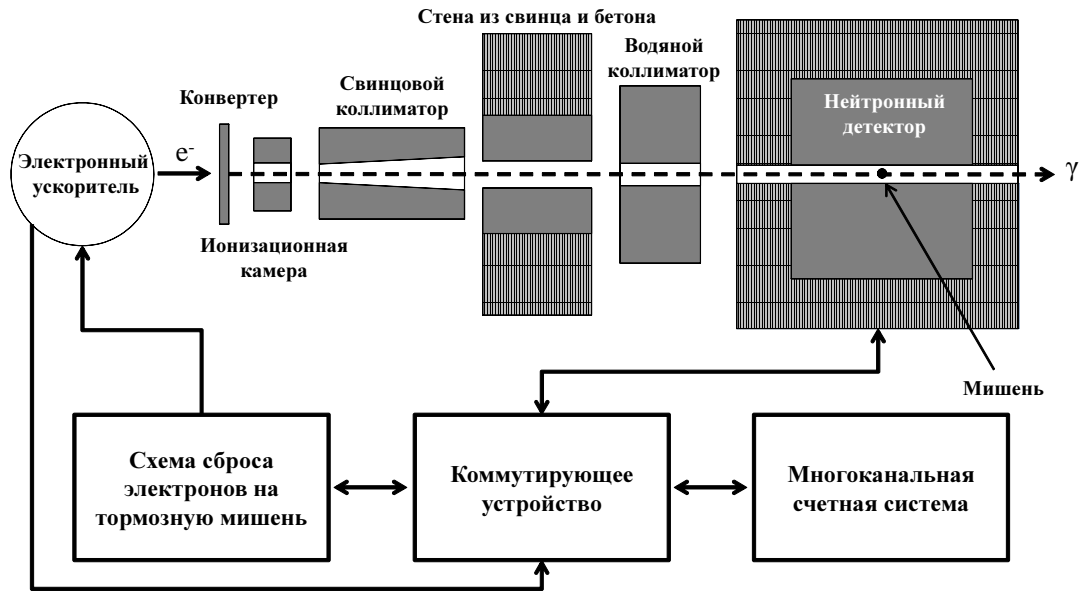


Рис. 16: Схема эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения по определению сечений фотонейтронных реакций многоканальным методом [20]

система интегральных уравнений 22. В результате получается искомое сечение реакции  $\sigma(E)$ .

$$\sigma(E) = \frac{1}{N \cdot W(E_{max}, E)} \frac{dY(E_{max})}{dE} \quad (23)$$

Разработано несколько различных методов восстановления сечения реакции из экспериментальных измеренных выходов реакции. В работе [20] использовался метод регуляризации сечения, предложенный А.Н.Тихоновым [55, 56].

Чтобы обойти трудности восстановления сечения реакции в экспериментах на пучке тормозных фотонов был предложен метод квазимонохроматических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов [57, 58].

Сечение фотоядерных реакций на изотопах Мо на пучке квазимонохроматических фотонов было измерено в Саклэ(Франция) [13]. Схема эксперимента Саклэ показана на рис. 17.

Ускоренный пучок электронов при взаимодействии с мишенью  $T_1$  образует пучок позитронов, энергия которого фиксируется 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 на мишень из исследуемого вещества S. Спектр аннигиляционных фотонов представляет собой сумму спектров аннигиляции быстрых позитронов и тормозных спектров позитронов (рис. 18 - а). Проводя измерение с пучком электронов той же энергии (рис. 18 - б) получают разностный квазимонохроматический спектр фотонов (рис. 18 - в).

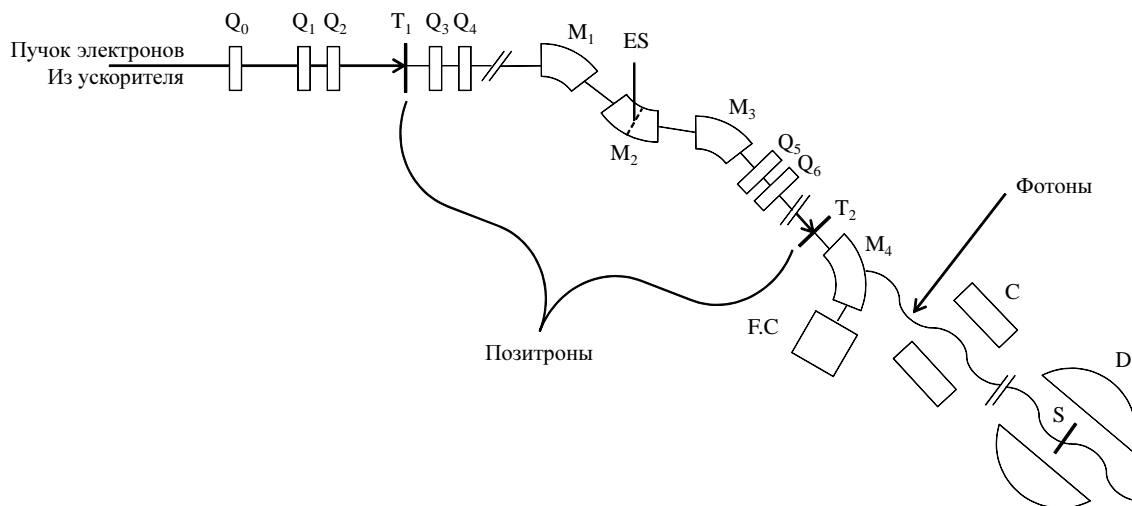


Рис. 17: Схема эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, реализованная в Саклэ:  $Q_0 - Q_6$  – квадрупольные линзы;  $T_1$  – позитронный конвертер;  $M_1 - M_4$  – отклоняющие магниты; ES – анализирующий магнит; Ф. С. – цилиндр Фарадея;  $T_2$  – аннигиляционная мишень;  $T_2$ ; C – коллиматор; S – исследуемый образец; D – нейтронный детектор

В эксперименте [13] нейтроны регистрировались высокоэффективным сцинтилляционным детектором, имеющем эффективность регистрации  $\approx 60\%$ , что позволяло проводить прямое разделение каналов распада с испусканием нейтронов различной множественности.

Как в тормозных экспериментах, так и в квазимонохроматических экспериментах на пучке ускоренных позитронов распределение фотонов, падающих на исследующую мишень имеет широкий энергетический спектр с большим количеством фотонов в низкоэнергетической части спектра, что существенно ухудшает качество экспериментальных результатов.

В ряде лабораторий были созданы источники  $\gamma$ -излучения на основе комптоновского рассеяния интенсивных пучков лазерного излучения на встречных пучках ускоренных электронов [54, 59]. На рис. 19 показаны типичный спектр  $\gamma$ -квантов, образующихся при лазерном комптоновском рассеянии. Также источники  $\gamma$ -излучения имеют определенные преимущества по сравнению с тормозными и квазимонохроматическими источниками:

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

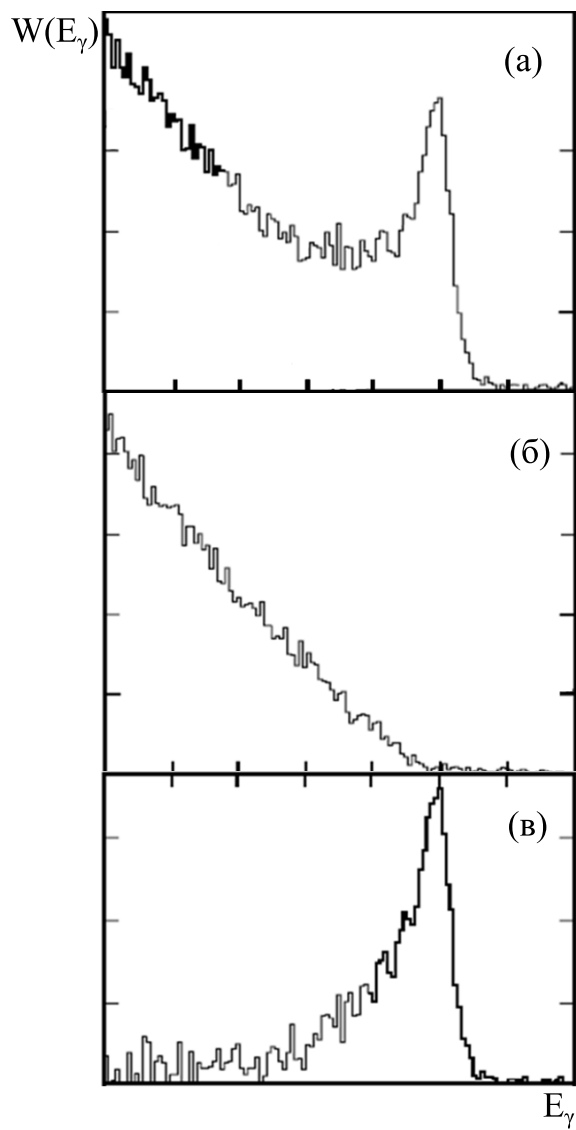


Рис. 18: Спектр аннигиляционных фотонов. (а) Сумма спектров аннигиляции быстрых позитронов и тормозных спектров позитронов. (б) Тормозной спектр с пучком электронов той же энергии (в) разностный квазимонохроматический спектр

Измерение сечения фотоядерных реакций на комптоновском источнике  $\gamma$ -квантов на изотопах Мо были выполнены в национальном центре Японии (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology(AIST), Tsukuba, TERAS, Japan) [21, 54].

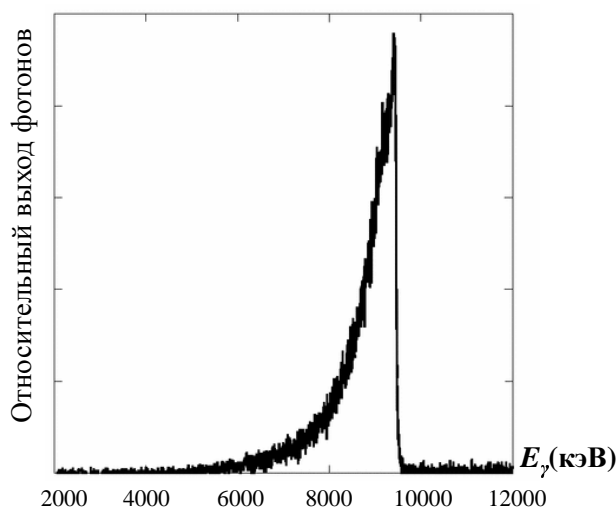


Рис. 19: Типичный спектр пучка  $\gamma$ -квантов при лазерном комптоновском рассеянии. [54]

Схема этого эксперимента приведена на рис. 20. Ускоренный пучок электронов накапливался в накопительном кольце TERAS (Tsukuba Electron Ring for Acceleration and Storage). Лазерное излучение неодимового лазера с длиной волны 532нм 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 677МэВ, что позволяет изменять энергии рассеянного лазерного излучения от 7.55МэВ до 13.0МэВ. В работе [21] получены сечения ( $\gamma$ , n) в области энергий  $\gamma$ -квантов до 13МэВ на изотопах  $^{94-98,100}\text{Mo}$ .

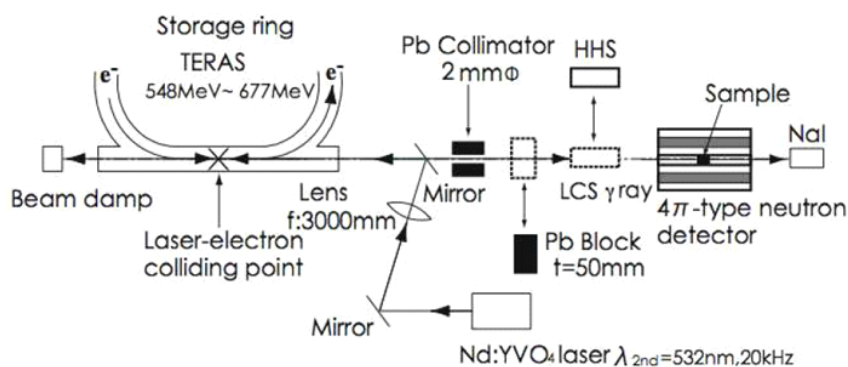


Рис. 20: Схема эксперимента обратного комптоновского рассеяния, который проведен в National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Japan [54]

Сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена в области энергий гигантского дипольного резонанса были измерены в нескольких работах [19–21, 60, 61]. В работе [20] на тормозном пучке электронов методом прямой регистрации нейтронов были определены сечения реакции  $(\gamma, n) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2n)$  для изотопов молибдена  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Mo}$ . Отметим, что для сравнения на рис. 22 приведены рассчитанные сечения реакции  $(\gamma, sn)$ . Сечения были измерены до энергии 30 МэВ. В сечениях наблюдалась промежуточная структура.

В работе [19] на пучке квазимонохроматических аннигиляционных фотонов методом прямой регистрации нейтронов были определены сечения фотонейтронных реакций для пяти стабильных изотопов молибдена —  $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$ . Максимальная энергия фотонов составляла 26.8–29.5 МэВ. Были измерены сечения реакций  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Данные работ [20] и [19] для изотопов  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Mo}$  в целом согласуются между собой.

В работе [60] на тормозном пучке методом наведенной активности было измерено сечение реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91}\text{Mo}$ . Сечение было получено до энергии 23.6 МэВ.

В работе [21] было измерено сечение фотонейтронной реакции  $(\gamma, n)$  на пяти стабильных изотопах молибдена —  $^{94,95,96,97,98,100}\text{Mo}$  на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов. Сечения были определены вплоть до энергии 12 МэВ.

Сечения фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, sn)$ , полученные в работах [19–21, 60], сравниваются на рис. 21 и 22, соответственно.

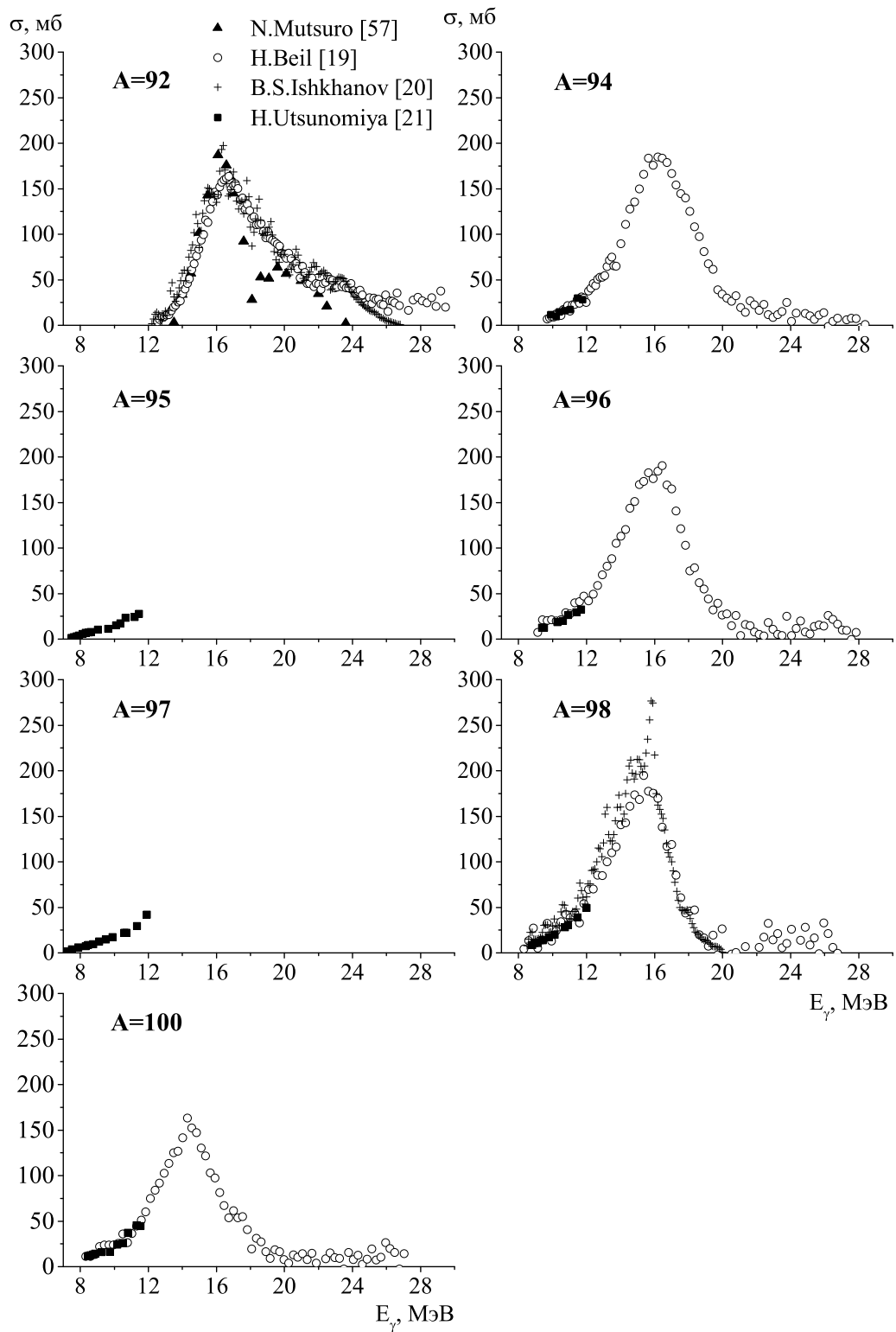


Рис. 21: Сечения реакций  $(\gamma, n)$ , полученные в работах [19–21, 60]

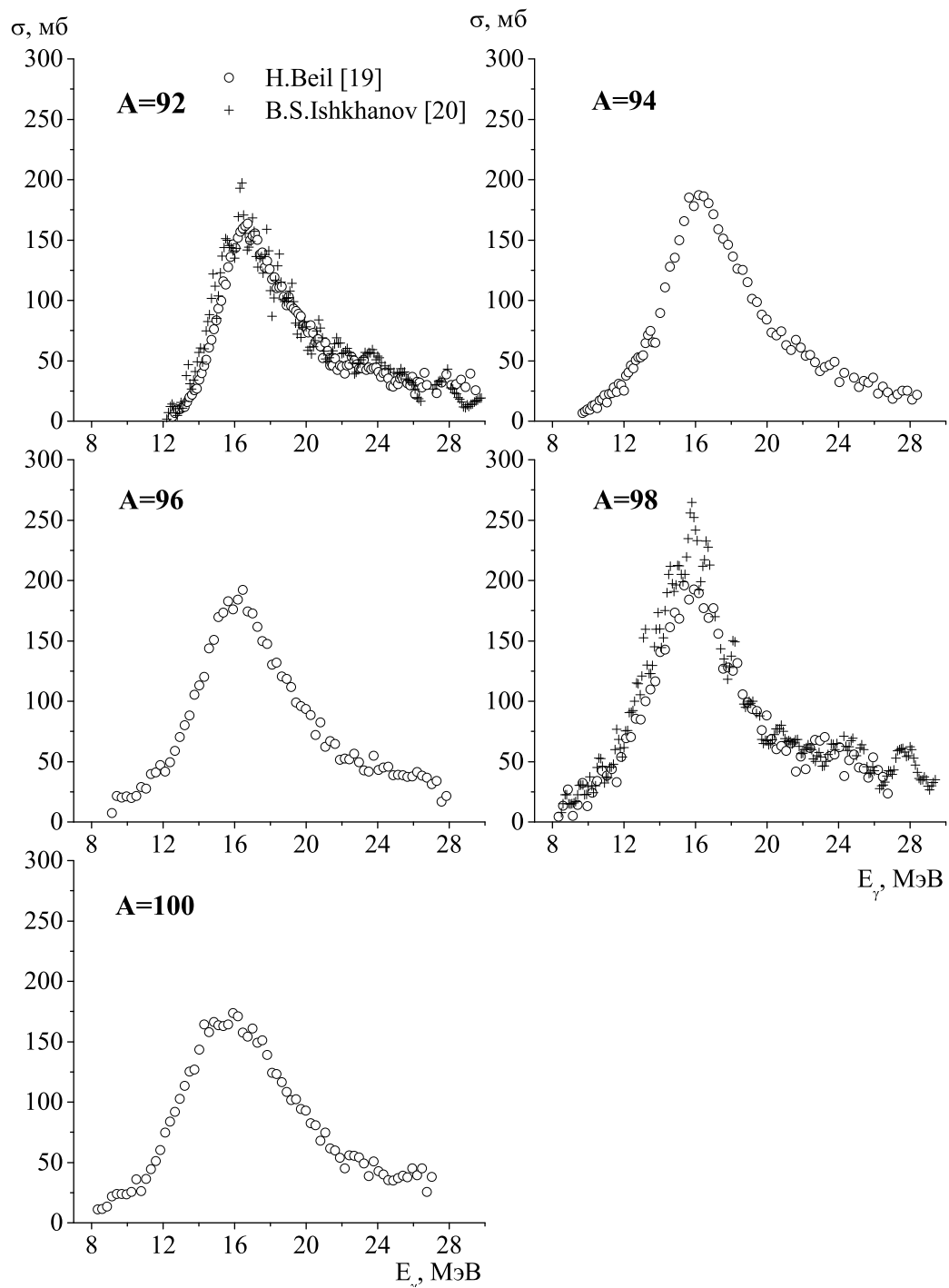


Рис. 22: Сечения реакций  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma + 2n) + (\gamma + 2np)$ , полученные в работах [19, 20]



Параметры сечений фотоядерных реакций на изотопах молибдена, полученные в работах [19–21, 60, 61] приведены в таблице 6.

Таблица 6: Параметры сечений фотоядерных реакций на изотопах молибдена, полученные в работах [19–21, 60, 61]

$E_m$  — положение максимума резонанса,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме резонанса,

$\Gamma$  — ширина сечения реакции,  $\sigma_{int}$  — интегральное сечение реакции,

$E_{to}$  — Верхняя граница энергии интегрального сечения исследуемой реакции,

BRST — тормозное излучение,  $e^+e^-$  — квазимонохроматические фотоны,

LCS — лазерное комптоновское рассеяние,

$e^-, \gamma$  — виртуальный фотон, возникающий при торможении электрона на мишени  $^{92}\text{Mo}$

Реакция	Ссылка	$E_m$ (МэВ)	$\sigma_m$ (мб)	$\Gamma$ (МэВ)	$E_{to}$ (МэВ)	$\sigma_{int}$ (мб·МэВ)	Методика
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	[60]	16.1	187	2.7	23.6	732.2	BRST
	[19]	16.7	163.8	4.8	29.5	1056.4	$e^+e^-$
	[20]	16.4	197.4	4.1	26.8	1018.2	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				11.8		LCS
	[19]	16.2	184.9	4.7	28.4	1044.7	$e^+e^-$
$^{95}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				11.4		LCS
$^{96}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				11.7		LCS
	[19]	16.5	190.6	4.3	27.8	1049.4	$e^+e^-$
$^{97}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				11.9		LCS
$^{98}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				12		LCS
	[19]	15.4	194.7	4.0	26.8	946.2	$e^+e^-$
	[20]	15.8	276.7	3.5	20.0	1012.4	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	[21]				11.5		LCS
	[19]	14.29	163.4	3.9	27.0	814.0	$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[19]	25.7, 26.8	8.2	4.8	29.5	31.0	$e^+e^-$
	[20]	27.9	43.9	1.47	29.9	139.8	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[19]	20.0	49.9	6.1	28.4	323.9	$e^+e^-$
$^{96}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[19]	19.2	67.9	6.7	27.8	441.1	$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[19]	19.17	86.0	7.9	26.8	577.7	$e^+e^-$
	[20]	18.3	113.6	4.2	29.4	834.8	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[19]	18.1	104.8	5.9	27.0	693.4	$e^+e^-$

Реакция	Ссылка	$E_m$ (МэВ)	$\sigma_m$ (мб)	$\Gamma$ (МэВ)	$E_{to}$ (МэВ)	$\sigma_{int}$ (мб·МэВ)	Методика
$^{96}\text{Mo}(\gamma,3n)$	[19]				29.2		$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma,3n)$	[19]				28.9		$e^+e^-$
$^{100}\text{Mo}(\gamma,3n)$	[19]				28.4		$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma,sn)$	[19]	16.7	163.8	4.8	29.5	1087.3	$e^+e^-$
	[20]	16.4	197.4	4.6	29.8	1155.7	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma,sn)$	[19]	16.2	187.2	5.5	28.4	1368.6	$e^+e^-$
$^{96}\text{Mo}(\gamma,sn)$	[19]	16.5	192.1	6.2	27.8	1487.9	$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma,sn)$	[19]	15.37	195.8	5.8	26.8	1527.3	$e^+e^-$
	[20]	15.8	264.5	5.2	29.4	1874.1	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma,sn)$	[19]	15.9	173.8	7.6	27.0	1535.0	$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma,p)$	[61]	17	108.6	6.4	25.4	700.3	$e^-, \gamma$

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 21, 22 и в таблице 6 показывают, как измеряются параметры гигантского резонанса на изотопах Мо в зависимости от массового числа А. В работах [19, 20] сечения гигантского резонанса фотонейтронных реакций аппроксимировались лоренцевской кривой [13]:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{(E\Gamma)^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + E^2\Gamma^2} \quad (24)$$

, где  $\sigma_m$  — сечение в максимуме резонанса,  $\Gamma$  — ширина гигантского резонанса,  $E_m$  — положение максимума сечения резонанса. Извлеченные параметры  $\sigma_m$ ,  $\Gamma$ ,  $E_m$  приведены в таблице 6. Интегральные сечения реакции  $\sigma_{int}$  рассчитывались по формуле:

$$\sigma_{int} = \int_{E_{th}}^{E_{to}} \sigma(E) dE, \quad (25)$$

где  $E_{th}$  и  $E_{to}$  — соответственно порог реакции и верхняя граница энергии интегрального сечения реакции.

На рис. 23 приведены зависимости положения максимума сечения реакции ( $\gamma, sn$ ) от массового числа А. Наблюдается отчетливое смещение максимума резонанса в область меньших энергий с увеличением массового числа А. Здесь же для сравнения показаны оценки положения максимума ГДР на основе соотношения  $E_m = 78A^{-1/3} - (4)$ .

Отчетливо наблюдается систематическое смещение примерно на 1МэВ экспериментальных данных относительно оценки на основе соотношения (4).

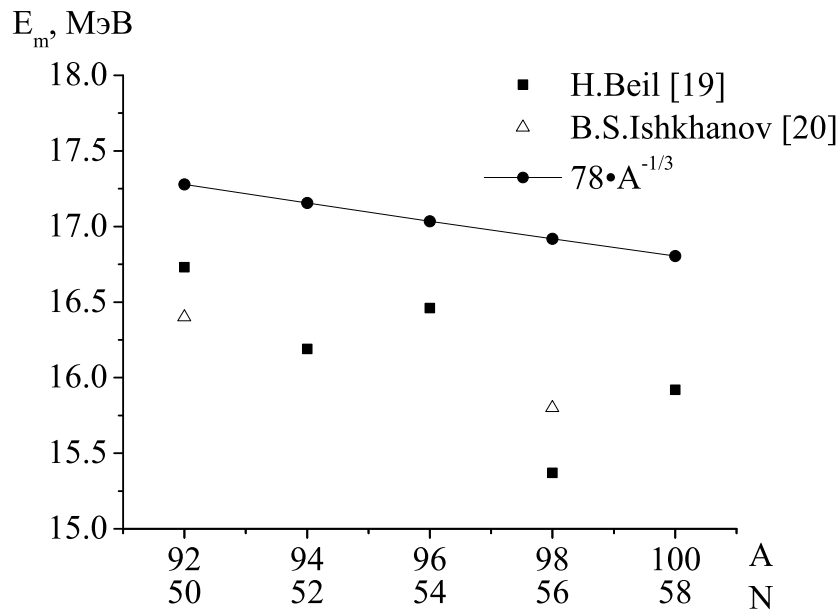


Рис. 23: Положение максимума сечения реакции  $(\gamma, sn)$  от массового числа  $A$  в работах [19, 20] и результаты расчета уравнением (4)

На рис. 24 показана зависимость ширины  $\Gamma$  сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  от массового числа  $A$  изотопов  $Mo$ . В то время как ширина реакции  $(\gamma, n)$  систематически уменьшается с ростом массового числа  $A$ , ширина реакции  $(\gamma, 2n)$  увеличивается. Этот результат легко объясняется уменьшением пороги реакции  $(\gamma, 2n)$  с увеличением массового числа  $A$ . Максимум сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  смещается в сторону меньших энергий и оказывается в области максимумы сечения реакции  $(\gamma, sn)$ .

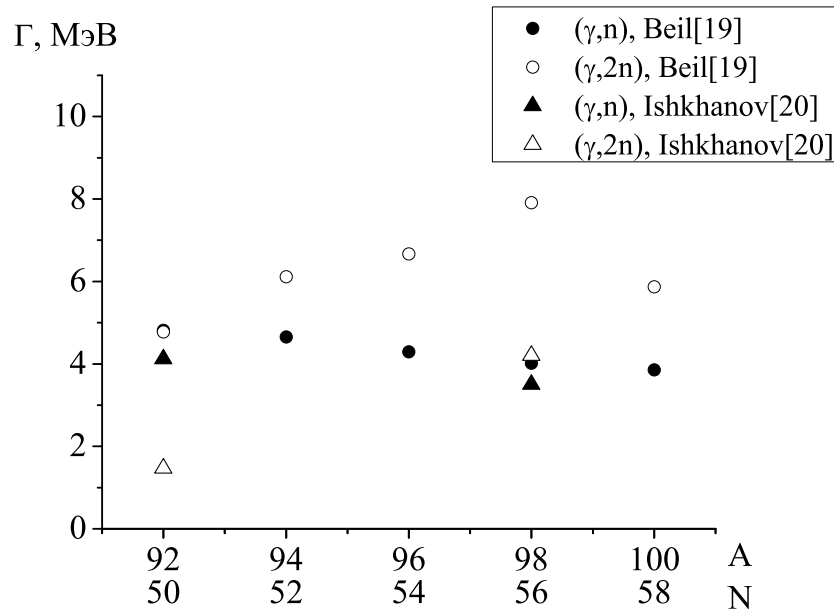


Рис. 24: Зависимость ширины сечений  $\Gamma$  реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  от массового числа  $A$  в работах [19, 20]

Величина ширины сечения  $\Gamma$  реакции  $(\gamma, sn)$  в работе [20] (4.6 МэВ для  $^{92}\text{Mo}$ , 5.2 МэВ для  $^{98}\text{Mo}$ ) меньше, чем в работе [19] (4.8 МэВ для  $^{92}\text{Mo}$ , 5.8 МэВ для  $^{98}\text{Mo}$ ). Однако величина сечения в максимуме  $\sigma_m$  реакции  $(\gamma, sn)$  в работе [20] (163.8 мб для  $^{92}\text{Mo}$ , 195.8 мб для  $^{98}\text{Mo}$ ) больше, чем в работе [19] (197.4 мб для  $^{92}\text{Mo}$ , 264.5 мб для  $^{98}\text{Mo}$ ).

На рис. 25 приведены зависимости интегрального сечения реакции  $(\gamma, sn)$  от массового числа  $A$ . Здесь же для сравнения приведены результаты расчета на основе дипольного правила сумм  $\sigma_{\text{инт}} = \int_{\text{ГДР}} \sigma(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{МэВ} \cdot \text{мб} - (6)$ . Различие в результатах работ [19, 20] связано с верхней границей интегрирования сечения. Уменьшение интегральных сечений фотонейтронных реакций, полученных в работах [19, 20]) в легких изотопах  $\text{Mo}$  объясняется тем, что при уменьшении массового числа  $A$  увеличивается сечение реакции с вылетом протонов.

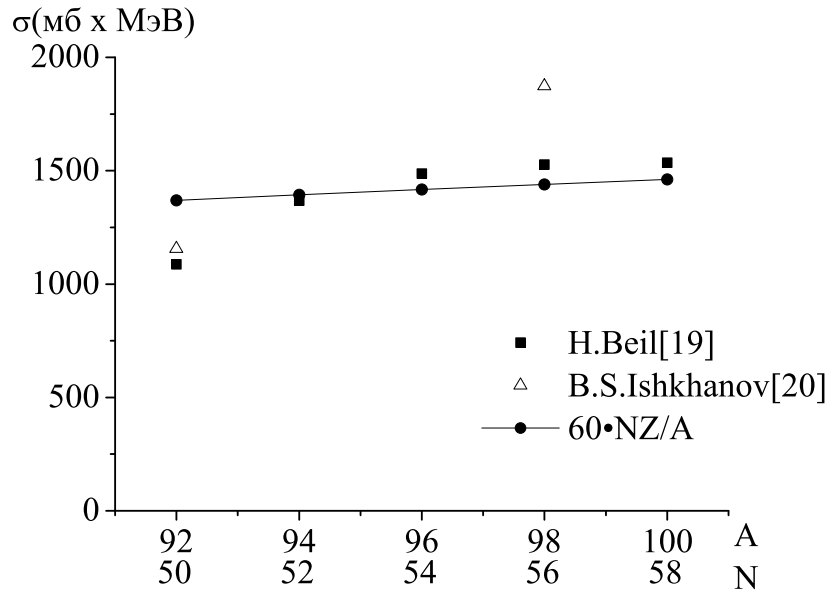


Рис. 25: Интегральное сечение реакции  $(\gamma, sn)$  от массового числа в работах [19, 20] и результаты расчета на основе дипольного правила сумм.

Сечение фотопротонной реакции  $(\gamma, p)$  было измерено на изотопе  $^{92}\text{Mo}$  в работе [61]. Обогащенный (98.27%) образец облучался ускоренными электронами. Реакция  $(\gamma, p)$  происходила при торможении электронов непосредственно в образце (рис. 26.)

В сечении реакции  $(\gamma, p)$  на изотопе  $^{92}\text{Mo}$  наблюдается несколько резонансов, максимумы которых расположены при энергиях  $\sim 15\text{МэВ}$ ,  $17\text{МэВ}$ ,  $20.5\text{МэВ}$ , и  $25.0\text{МэВ}$ . При низкорасположенны максимумах совпадают по энергии с максимумом сечения реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, sn)$ .

Сечения реакций  $(\gamma, 3n)$ , на изотопах  $^{96,98,100}\text{Mo}$ . Они имеют максимумы в области энергии 28-29МэВ, которая расположена за максимумом сечения реакция  $(\gamma, sn)$  на этих изотопах.

Таким образом подводя итоги анализа измеренных сечений на стабильных изотопах Мо следует отметить:

- На всех измеренных изотопах ярко проявляется гигантский дипольный резонанс, который в целом описываются соотношениями (4),(5),(6).
- Основными каналами распада ГДР являются каналы распада с испусканием нейтронов.

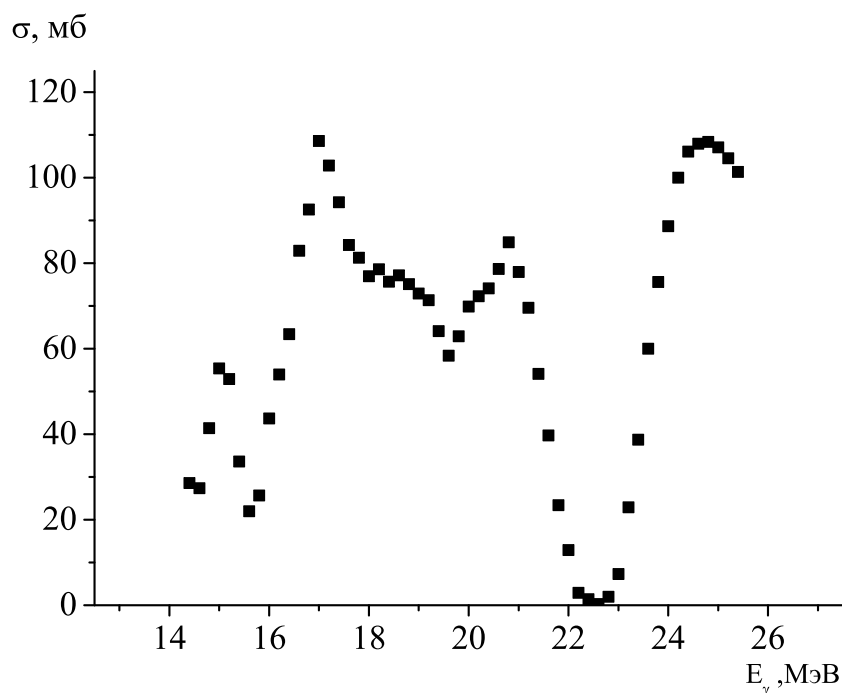


Рис. 26: Сечения реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ , полученное в работе [61]

- Полученные характеристики фотонейтронных сечений в различных работах в целом совпадают. Однако результаты экспериментально полученных авторами выходят за пределы статистических погрешностей приведенных авторами.
- Причины систематических различий фотоядерных реакций были проанализированы в работах [2]. Было показано, что в методах прямой регистрации нейтронов в реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  имеются систематические ошибки, обусловленные методом детектирования нейтронов. Разделение фотонейтронных каналов различной множественности на основе энергетических спектров нейтронов приводит к систематическим погрешностям в области энергии выше порога реакции  $(\gamma, 2n)$ , что отражается на величинах интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , неточностям в определении ширин резонансов реакции  $(\gamma, n)$ , и  $(\gamma, 2n)$ .
- При уменьшении массового числа  $A$  в изотопах  $\text{Mo}$  наблюдается рост сечения реакции с испусканием протонов. В изотопе  $^{92}\text{Mo}$  величина интегрального сечения реакции  $(\gamma, p)$  составляет  $\sim 700 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ , что сопоставить с интегральным сечением фотонейтронной реакции  $(\gamma, n) \sim 1000 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ .

Таким образом для дальнейшего уточнения механизма фотоядерных реакций на изотопах  $\text{Mo}$  необходимы новые типы экспериментов, более надежные измерения различных каналов распада ГДР. Также возможности открываются в активационных эксперимен-

тах, в которых непосредственно измеряются различные продукты распада фотоядерных реакций.

## Глава 3

# Методика измерения выходов фотоядерных реакций

### 3.1 Методика проведения эксперимента.

Эксперименты по измерению выходов фотоядерных реакций изотопов молибдена были выполнены методом наведенной активности [62]. Преимущество метода наведенной активности состоит в том, что с помощью этого метода можно одновременно измерять различные каналы фотонуклонных реакций. Схема настоящего эксперимента представлена на рис. 27.

На этапе облучения мишень из изотопов молибдена облучалась тормозным излучением, образующимся при торможении ускоренных электронов в тормозной мишени (конверторе). Затем облученная мишень переносилась на измерительную установку, на которой измерялись спектры  $\gamma$ -продуктов фотоядерных реакций.

На этапе измерения спектров  $\gamma$ -квантов детектором регистрировалась остаточная активность облученного образца молибдена. Спектры  $\gamma$ -излучения автоматически сохранялись в компьютере с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [63]. Конечным результатом обработки спектров остаточной активности являлись выходы фотоядерных реакций.

Для ускорения электронов использовался импульсный разрезной ускоритель RTM-70 [22]. RTM-70 — уникальный компактный ускоритель электронов, использующий постоянные магниты на основе редкоземельного магнитного материала Sm-Co. Основными элементами импульсного разрезного микротрона являются линейный ускоритель с энергией 4.79 МэВ и два поворотных магнита, обеспечивающие 14-кратную рециркуляцию электронного пучка [22]. Его основные параметры, блок-схема и фото представлены в таблице 7, на рис. 28 и на рис. 29 соответственно.



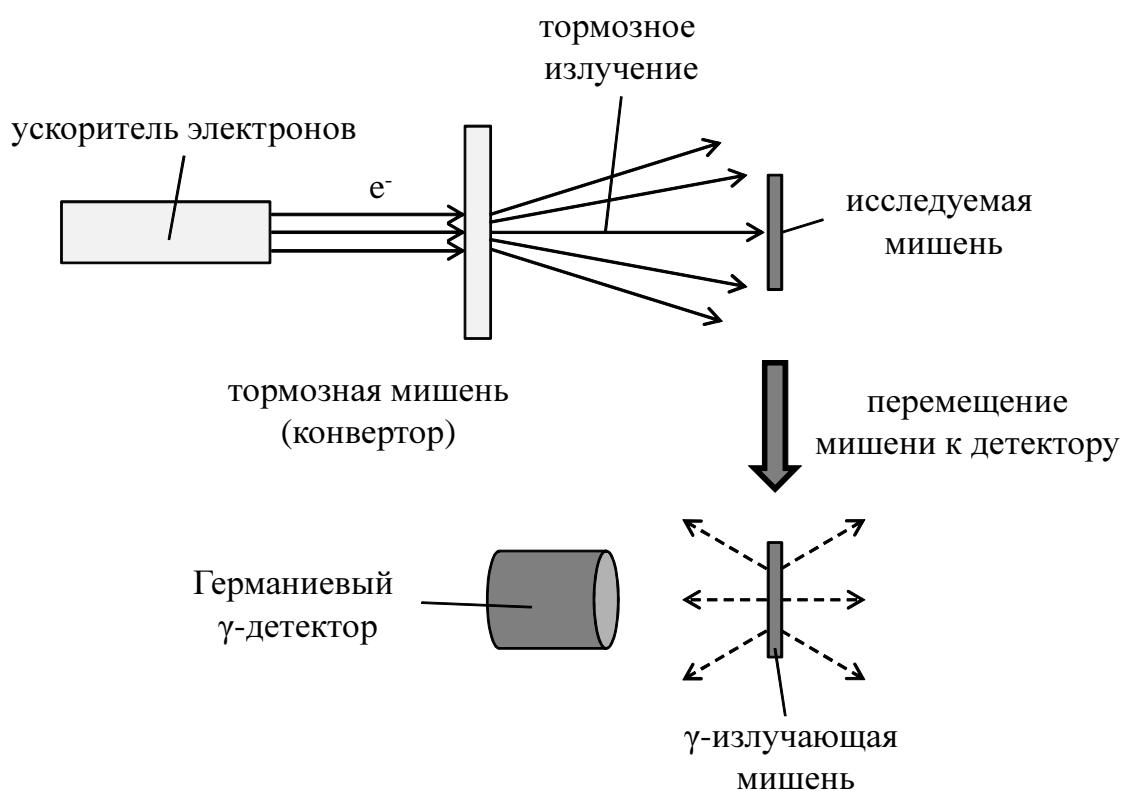


Рис. 27: Схема проведения эксперимента по измерению выходов фотоядерных реакций

Таблица 7: Основные параметры импульсного разрезного микротрона RTM-70

Энергия на выходе ускорителя	14.9 – 67.7 МэВ
Прирост энергии за оборот	4.79 МэВ
Импульсный ток выведенного пучка	до 40 мА
Длительность импульса	2 – 20 мксек
Рабочая частота	2856 МГц
Максимальная мощность клистрона	6 МВт
Индукция поля в поворотных магнитах	0.956 Тл
Размеры разрезного микротрона	0.8 × 2.0 × 1.6 м <sup>3</sup>

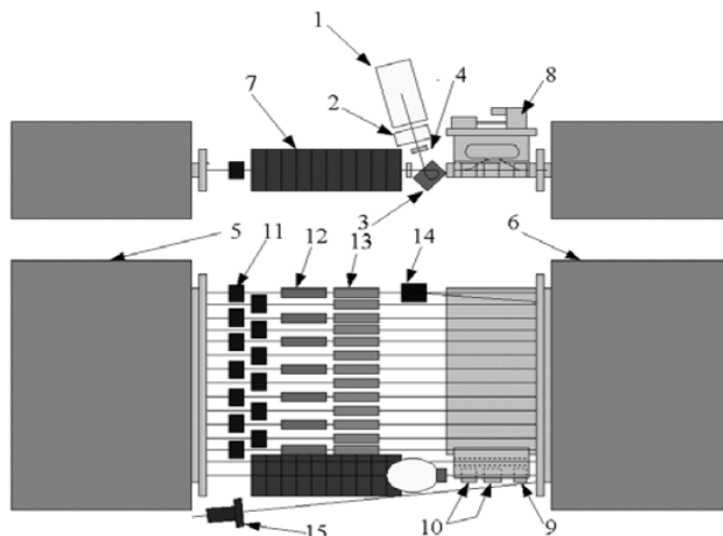


Рис. 28: Блок-схема импульсного разрезного микротрона RTM-70. 1 — электронная пушка, 2 — группирователь, 3 —  $\alpha$ -магнит, 4 — фокусирующие линзы, 5, 6 —  $180^\circ$  поворотные магниты, 7 — ускоряющая структура, 8 — устройство сдвига фазы пучка на 1-ой орбите, 9 — квадрупольная линза, 10 — система коррекции положения пучка на общей орбите, 11 — датчики тока пучка, 12 — вертикальные и горизонтальные корректоры, 13 — квадрупольные триплеты, 14 — магниты системы вывода пучка, 15 — цилиндр Фарадея



Рис. 29: Фото импульсного разрезного микротрона RTM-70

RTM-70(рис. 28) состоит из электронной пушки (1), группирователя (2),  $\alpha$ -магнита (3), фокусирующих линз (4), двух  $180^\circ$  поворотных магнитов (5, 6) с расположенной между ними ускоряющей структурой (7), устройства сдвига фазы пучка на 1-ой орбите (8), квадрупольной линзы (9), системы коррекции положения пучка на общей орбите (10). Инжектируемый пучок, многократно ускоряясь в структуре (7), набирает нужную энергию. Синхронное попадание частиц с различных орбит на вход линейного ускорителя достигается выбором определенного соотношения величины ускоряющего поля с индукцией поля в поворотных магнитных и расстояния между ними. Для диагностики тока пучка на каждой орбите установлены датчики тока пучка (11). Коррекция положения пучка на орбитах обеспечивается вертикальными и горизонтальными корректорами (12). Для формирования оптимальной оптики ускорителя на четных орбитах, начиная со второй, установлены квадрупольные триплеты (13). Вывод пучка, с какой либо орбиты осуществляется с помощью магнитов системы вывода пучка (14).

Тормозной мишенью служила пластинка из вольфрама толщиной 2.1мм. Вольфрам имеет высокую температуру плавления, он может выдерживать бомбардировку интенсивного пучка электронов высокой энергии. Перед проведением эксперимента оптимальные параметры конвертера определялись с помощью компьютерного моделирования GEANT4 [64].

Исследуемая мишень представляла собой металлическую пластинку естественной смеси изотопов молибдена размером  $2.5 \times 2.5 \text{ см}^2$  и толщиной 0.3 мм. Естественная смесь изотопов молибдена состоит из 7 стабильных изотопов:  $^{100}\text{Mo}$  – 9.82%;  $^{98}\text{Mo}$  – 24.39%;  $^{97}\text{Mo}$  – 9.60%;  $^{96}\text{Mo}$  – 16.67%;  $^{95}\text{Mo}$  – 15.84%;  $^{94}\text{Mo}$  – 9.15%;  $^{92}\text{Mo}$  – 14.53%.

На рис.30 показаны фото тормозной мишени из вольфрама (а) и исследуемой мишени из молибдена (б).

Измерительная установка состоит из коаксиального детектора из сверхчистого германия (HPGe), зарядочувствительного предусилителя, основного усилителя, аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), высоковольтного блока питания детектора, и IBM-совместимого компьютера с соответствующим программным обеспечением. Из них основным элементом является детектор из сверхчистого германия (Canberra GC3019) с эффективностью 30%. Энергетическое разрешение детектора составляет 0.9 кэВ для энергии 122 кэВ, 1.9 кэВ для энергии 1.33 МэВ. Детекторы были установлены в специальном помещении, в свинцовой и медной защите для уменьшения фонового влияния от ускорителя и фиксирования редких событий образования радиоактивных изотопов фотоядерных реакциях с вылетом нескольких нуклонов.

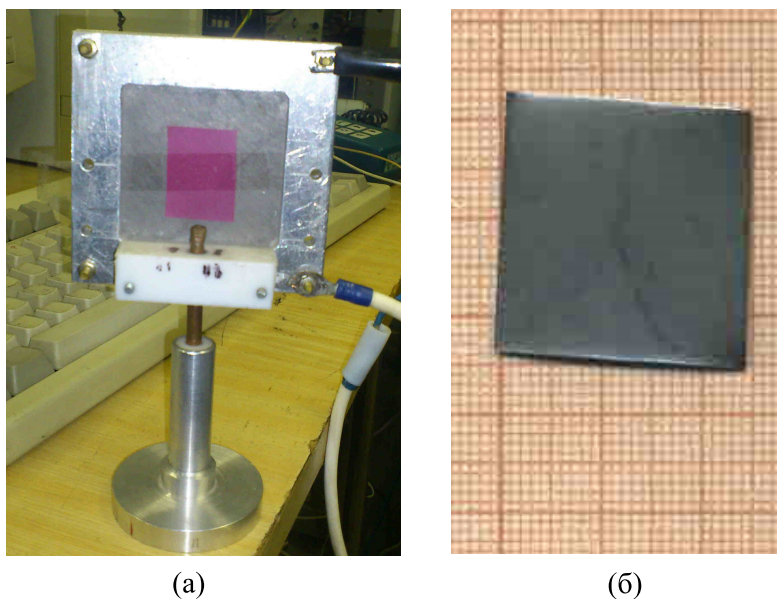


Рис. 30: Используемые в эксперименте тормозная мишень из вольфрама (а) и исследуемая мишень из молибдена (б)

## 3.2 Обработка экспериментальных данных

Образец из естественной смеси молибдена был активирован под пучком тормозных фотонов. Через несколько минут после окончания облучения активированный образец перемещался к детектору и измерялась наведенная  $\gamma$ -активность.

Целью нашей работы являлось определение выходов различных фотоядерных реакций. Для этого сначала проводилась идентификация источников обнаруженных максимумов в спектрах, затем были определены выходы различных идентифицированных реакций.

На примере реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$  покажем, как извлекается информация о фотоядерных реакциях с помощью  $\gamma$ -активационной методики (см. рис. 31). Когда исследуемое ядро  $^{92}\text{Mo}$  поглощает фотон, оно переходит в возбужденное состояние, формируется гигантский дипольный резонанс. Возбужденное ядро распадается с вылетом двух нейтронов за характерное время  $\approx 10^{-19}\text{с}$ . После вылета нейтронов ядро  $^{90}\text{Mo}$  оказывается в основном или в возбужденных состояниях. Возбужденные состояния распадаются с испусканием фотонов различной мультипольности: обычно электрические дипольные ( $E1$ ), электрические квадрупольные ( $E2$ ) или магнитные дипольные ( $M1$ ). Распад возбужденных состояний происходит за время  $\approx 10^{-9} - 10^{-17}\text{с}$ , при этом испускающиеся фотоны не регистрируются детектором, потому что образец пока не перемещен к детектору. В зависимости от массового числа конечные ядра испытывают либо  $\beta^+$ -распад или  $e$ -захват, либо  $\beta^-$ -распад. Например, в реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$  конечное ядро  $^{90}\text{Mo}$  испытывает  $\beta^+$ -распад или  $e$ -захват.

Эти распады происходят в различные состояния конечного ядра  $^{90}\text{Nb}$  и характеризуются определенным периодом полураспада. Период полураспада изотопа  $^{90}\text{Mo}$  - 5.7 часов. Детектором регистрируются фотоны, испускающиеся при распаде возбужденных состояний конечных ядер  $^{90}\text{Nb}$ . Таким образом, в германиевом детекторе наблюдается спектр регистрируемых фотонов различных энергий, по которым идентифицируются продукт реакции  $^{90}\text{Mo}$ .

Поскольку конечные ядра имеют определенные уровни, испускаются фотоны соответствующей энергии. Интенсивности пиков в спектрах уменьшаются в соответствии с периодами полураспада ядер, которые образовались при фотоядерных реакциях с вылетом одного или несколько нуклонов. Определяя энергию и период полураспада пиков, можно идентифицировать конечное ядро. В результате реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$  регистрируются фотоны, испускающиеся в результате распада возбужденных состояний  $^{90}\text{Nb}$ . Пики, энергия которых соответствует энергии фотонов при распаде возбужденных состояний  $^{90}\text{Nb}$ , уменьшаются с периодом полураспада  $^{90}\text{Mo} = 5.7$  часов.

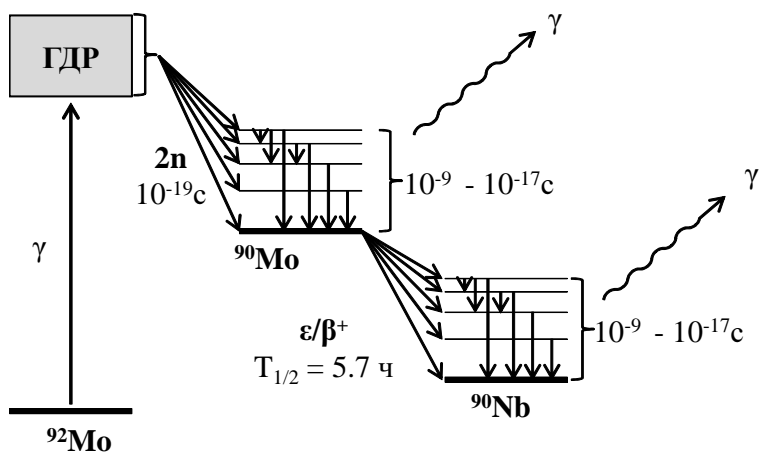


Рис. 31: Диаграмма идентификации реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{90}\text{Mo}$

### 3.2.1 Идентификация реакций фоторасщепления

На основе базы данных [52] были найдены источники пиков и подтверждены определением периода полураспада пиков в измеренных спектрах.

Поиск пиков и расчет изменения их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [63]. Эта программа позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков, и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов.

В качестве примера процедуры идентификации конечных изотопов приведена фото-ядерная реакция  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ . Выбрав время обработки (см. рис. 32), можно наблюдать набранные спектры фотонов в течение выбранного интервала времени.

Для идентификации радиоактивного изотопа (источника), испускающего при распаде  $\gamma$ -квантов, которые соответствуют пику в спектрах, использовалась база данных [52]. При распаде изотопа  $^{90}\text{Mo}$  испускаются  $\gamma$ -кванты нескольких энергий, из них 8 пиков в спектрах (122кэВ, 163кэВ, 203кэВ, 257кэВ, 323кэВ, 445кэВ, 942кэВ и 1271кэВ) имеют большую интенсивность. На рис. 33 приведены спектры  $\gamma$ -квантов в интервале времени измерения 2.5 часа через 2, 10 и 18 часов после облучения. На рис. 33 показаны распады пиков с энергией 122кэВ, 162кэВ, 203кэВ, 257кэВ и 323кэВ, соответствующие распаду изотопа  $^{90}\text{Mo}$ . Таким образом, можно сказать, что изотоп  $^{90}\text{Mo}$ , не содержащийся в естественной смеси изотопов молибдена, появился в результате фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ .

N	id	Start of acquisition	End of acquisition	Total time, s	Live time, s	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	8318	2007-04-10 16:33:15	2007-04-10 16:34:45	90	81.85	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	8319	2007-04-10 16:34:56	2007-04-10 16:36:26	90	82.4	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3	8320	2007-04-10 16:36:37	2007-04-10 16:38:07	90	82.97	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
4	8321	2007-04-10 16:38:18	2007-04-10 16:39:48	90	83.4	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
5	8322	2007-04-10 16:39:59	2007-04-10 16:41:29	90	83.87	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
6	8325	2007-04-10 16:41:41	2007-04-10 16:43:11	90	84.28	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	8326	2007-04-10 16:43:22	2007-04-10 16:44:52	90	84.61	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
8	8328	2007-04-10 16:45:03	2007-04-10 16:46:33	90	84.98	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
9	8329	2007-04-10 16:46:43	2007-04-10 16:48:13	90	85.34	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	8330	2007-04-10 16:48:24	2007-04-10 16:49:54	90	85.59	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
11	8331	2007-04-10 16:50:04	2007-04-10 16:51:34	90	85.86	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
12	8334	2007-04-10 16:51:45	2007-04-10 16:53:15	90	86.11	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
13	8337	2007-04-10 16:53:25	2007-04-10 16:54:55	90	86.35	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
14	8339	2007-04-10 16:55:05	2007-04-10 16:56:35	90	86.5699999	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
15	8340	2007-04-10 16:56:46	2007-04-10 16:58:16	90	86.75	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
16	8343	2007-04-10 16:58:27	2007-04-10 16:59:57	90	86.9599999	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
17	8345	2007-04-10 17:00:06	2007-04-10 17:01:36	90	87.11	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
18	8346	2007-04-10 17:01:48	2007-04-10 17:03:18	90	87.3	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
19	8347	2007-04-10 17:03:30	2007-04-10 17:05:00	90	87.44	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

Рис. 32: Выбор интервала исследования

Для подтверждения источников пиков определялся их период полураспада. Компьютерная программа [63] автоматически определяет период полураспада пиков. Для большей надежности в нашей работе период полураспада выборочно определялся также вручную. Пример расчета периода полураспада для нескольких пиков показан на рис. 34. Из рисунка видно хорошее согласие расчета с известным периодом полураспада  $^{90}\text{Mo}$ . Точки — зависимость измеренных активностей отдельных от времени. Сплошная линия — аппроксимация изменения интенсивности пиков.

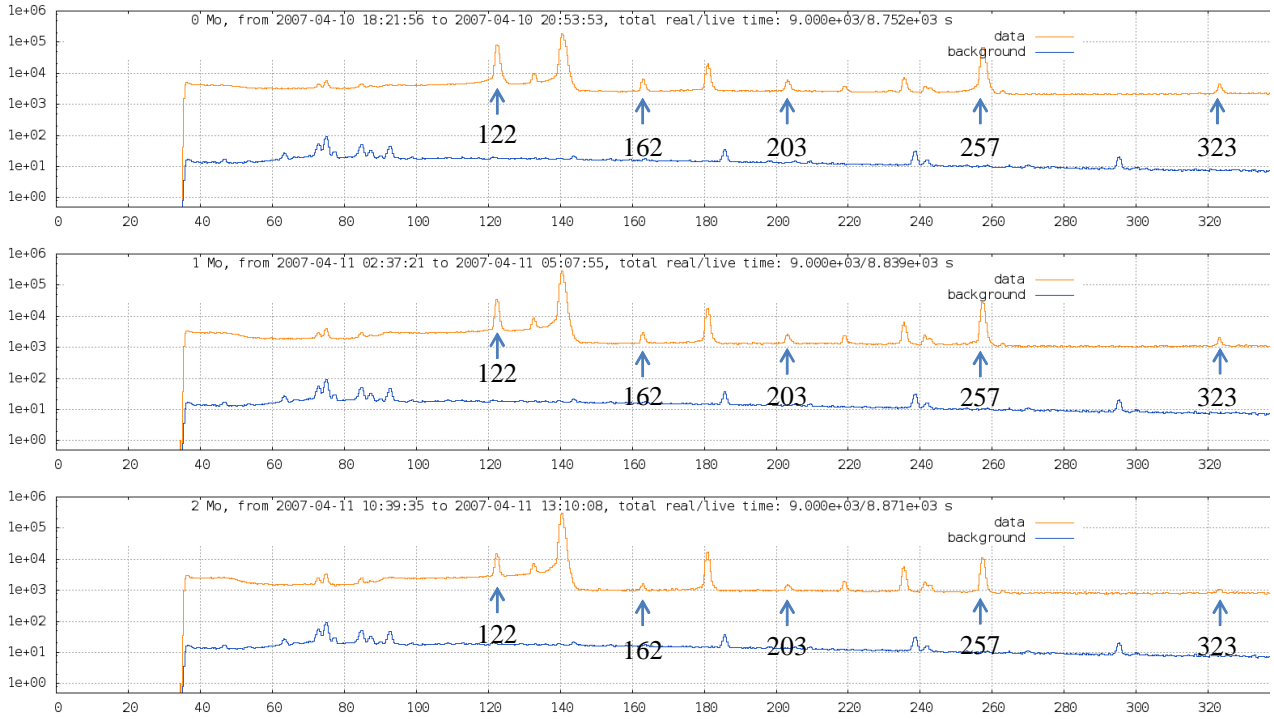


Рис. 33: Спектры  $\gamma$ -квантов распада изотопа  $^{90}\text{Mo}$  через приблизительно 2, 10 и 18 часов после облучения. Интервал времени измерения — 2.5 часа

### 3.2.2 Определение выходов фотоядерных реакций

Целью нашей работы является определение выхода фотоядерных реакций. Смысл выхода - число реакции данного типа, происходящих в образце в единицу времени. Дочерние ядра могут образоваться как в результате одноканальной реакции, так и при сложной цепочкой реакции распада нескольких изотопов.

Блок-схема одноканальной реакции представлена на рис. 35. В результате реакции на ядре 0 образуется ядро 1, количество которого составляет  $y_1$  (выход) ядер. Радиоактивное ядро 1 распадается с постоянной распада  $\lambda_1$  на ядро 2. Поскольку ядро 1 образуется только по одной реакции, такая реакция носит название одноканальной реакции.

Изменение количество радиоактивных ядер во время и после облучения описывается следующим уравнениями :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1, \quad (26)$$

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt + y_1 dt, \quad (27)$$

где  $N_1$  - число радиоактивных ядер 1,  $\lambda_1$  - постоянная распада ядер 1,  $y_1$  - выход реакции.

Типичный график изменения числа радиоактивных ядер 1 представлен на рис. 36. В промежутке времени  $0 - t_1$  происходит облучение и соответственно накопление и распад

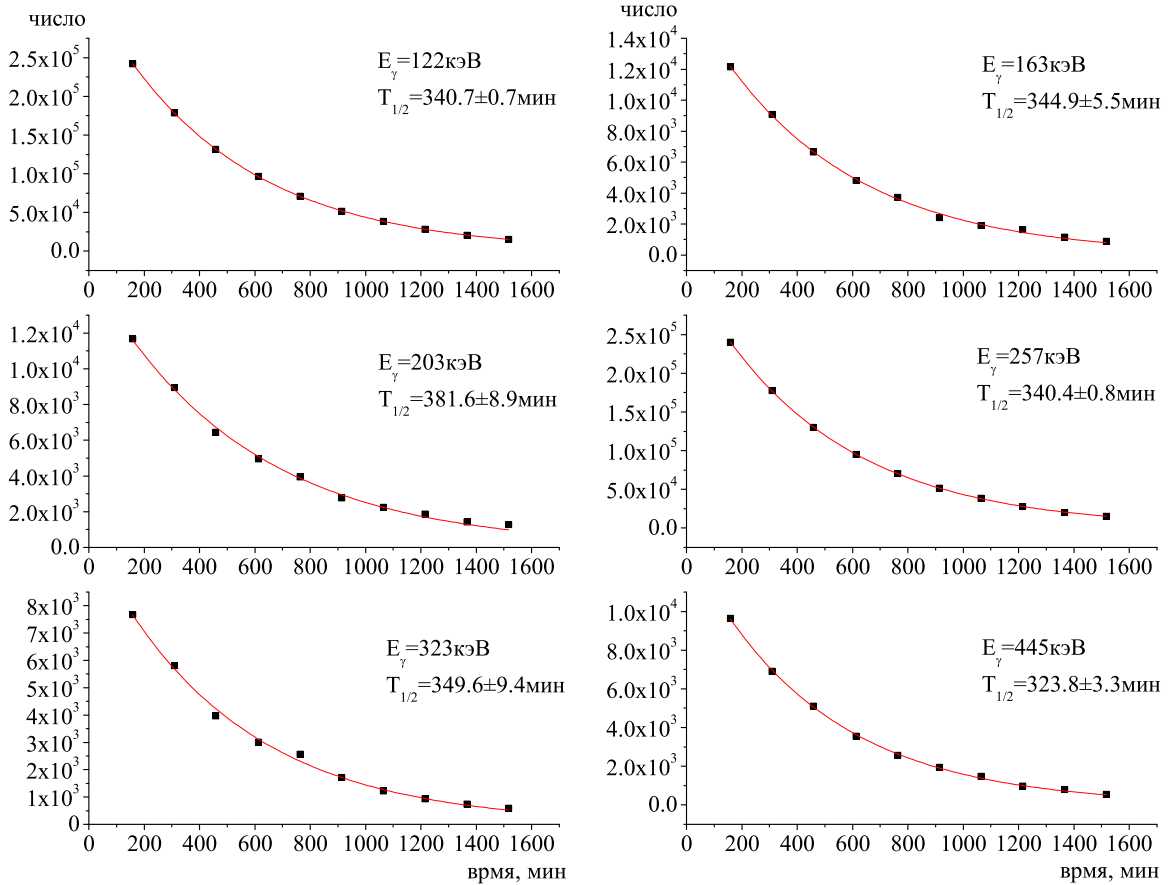


Рис. 34: Периоды полураспада изотопа  $^{90}\text{Mo}$ , определенные аппроксимацией уменьшения площади пиков 122, 163, 203, 257, 323, 445 кэВ. На горизонтальной оси отмечается время после облучения в мин. На вертикальной оси отношение изменения интенсивности пика за времени измерения выбранного интервала (в данном случае 150 мин)

изотопов. При  $t > t_1$  происходит только распад ядер 1. В промежутке времени  $t_1 - t_2$  облученная мишень перемещается к детектору, в промежутке времени  $t_2 - t_3$  измеряются спектры наведенной в образце активности.

При  $t > t_1$  уменьшение числа ядер 1 описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1. \quad (28)$$

Решение дифференциального уравнения (28) представляет собой закон радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1(t-t_1)}, \quad (29)$$

где  $N_1(t)$  - число нераспадавшихся ядер 1 в момент времени  $t$ ,  $N_{10}$  - число радиоактивных ядер на момент окончания облучения (в момент времени  $t_1$ ).

Не все количество распадов регистрируется детектором, также  $\gamma$ -кванты при распаде ядер испускаются лишь с некоторой вероятностью. Поэтому нужно ввести нормировочный



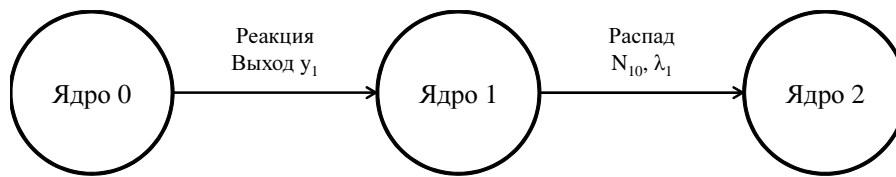


Рис. 35: Схема одноканальной реакции

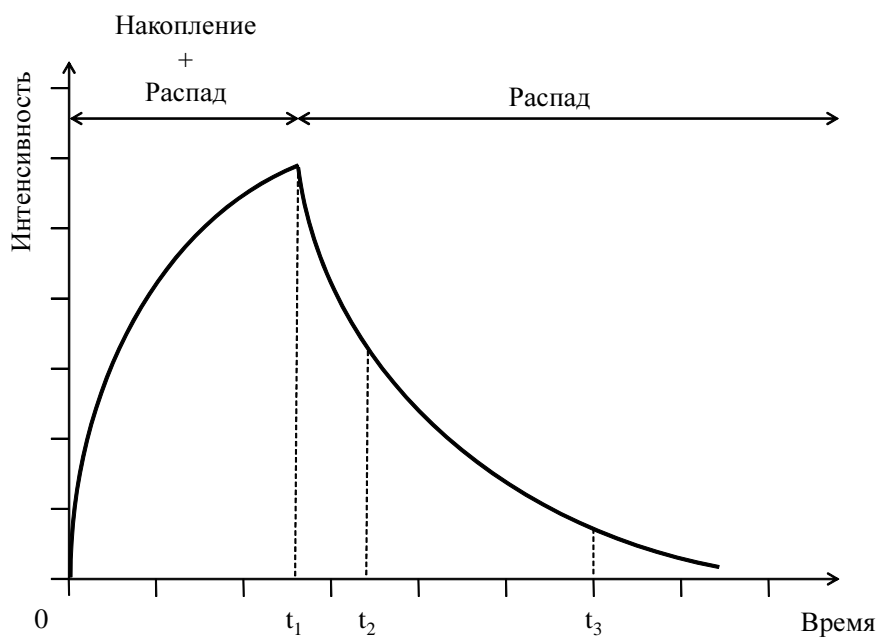


Рис. 36: Изменение количества радиоактивных ядер 1 в процессе облучения и после него. Момент времени  $t = 0$  - начало облучения,  $t_1$  - окончание облучения,  $t_2$  - начало измерения спектров,  $t_3$  - окончание измерения

коэффициент  $k_1$ . Тогда число событий, зарегистрированных детектором в промежутке времени  $t_3 - t_2$ , будет:

$$\begin{aligned}
 S &= k_1 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_1 N_1(t) dt \\
 &= k_1 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1(t-t_1)} dt \\
 &= k_1 N_{10} (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}), \tag{30}
 \end{aligned}$$

где  $k_1 = E_\gamma \cdot I_\gamma$ ,  $E_\gamma$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта с определенной энергией детектором,  $I_\gamma$  - квантовый выход для данной гамма линии (вероятность испускания  $\gamma$ -кванта с определенной энергией).

Величина  $S$  представляет собой площадь пика данной энергии. Если площадь пика  $S$  для промежутка времени  $t_3 - t_2$  известна, то число радиоактивных ядер на момент окончания облучения может быть рассчитано по формуле:

$$N_{10} = \frac{S}{k_1 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}. \tag{31}$$

При  $t < t_1$  происходят не только накопление ядер 1, но и их распад. В этом случае изменение количества радиоактивных ядер 1 можно записать в виде:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1. \tag{32}$$

Отметим, что выход  $y_1$  не зависит от времени, если ток ускорителя во время облучения не изменяется. Решение этого уравнения для промежутка времени  $t < t_1$  запишем в виде:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t} \left( \int_0^t y_1 e^{\lambda_1 t} dt + C \right). \tag{33}$$

Так как до начала облучения в образце не было радиоактивных ядер 1, постоянная  $C = 0$ . Для момента времени  $t = t_1$  количество ядер 1 рассчитывается по формуле:

$$N_{10} = e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt = e^{-\lambda_1 t_1} \cdot y_1 \cdot \frac{1}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1). \tag{34}$$

Таким образом, выход реакции может быть получен по формуле:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{e^{-\lambda_1 t_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1)} = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}. \tag{35}$$

Блок-схема двухканальной реакции приведена на рис. 37. После фотоядерных реакций на ядрах А и Б образуются ядра 1 и 2, соответственно. Радиоактивные ядра 1 распадаются на ядра 2 с постоянной распада  $\lambda_1$ , а ядра 2 распадаются на ядра 3 с постоянной распада

$\lambda_2$ . Ядра 2 образуются не только при реакции на ядрах Б, но и при распаде радиоактивных ядер 1.

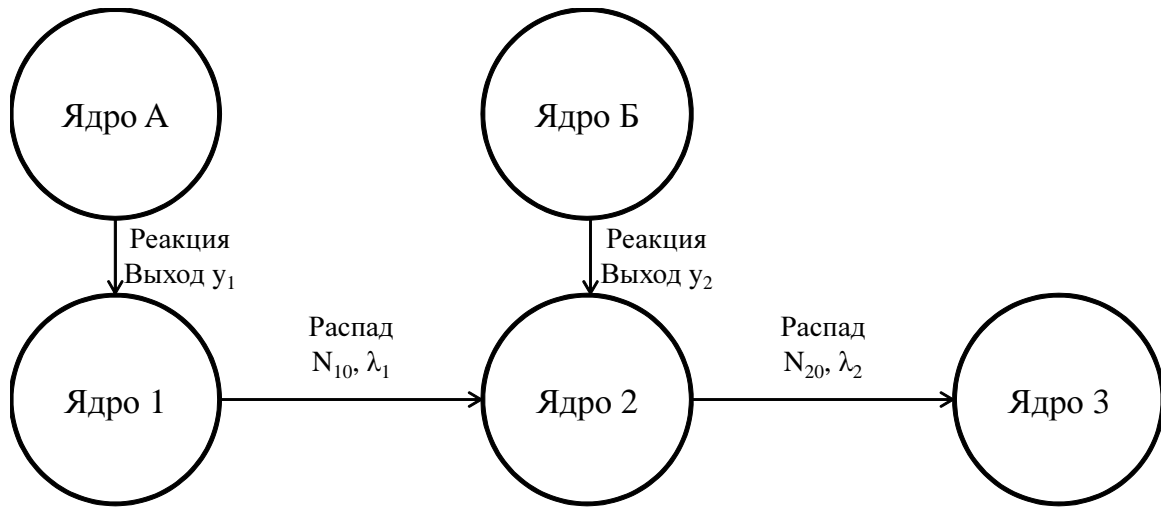


Рис. 37: Схема двухканальной реакции

Типичный график изменения числа радиоактивных ядер 2 представлен на рис. 38. В промежутке времени  $0 - t_1$  количество ядер 2 увеличивается благодаря выходу реакции на ядрах Б и распаду ядер 2. В промежутке времени  $t_1 - t_2$  изучаемая мишень перемещается к детектору, в промежутке времени  $t_2 - t_3$  измеряются спектры. При  $t > t_1$ , в отличие от одноканальной реакции, происходят не только распад, но и накопление ядер 2, так как ядра 1 распадаются на ядра 2.

Изменение числа радиоактивных ядер 1, 2 в промежутке времени  $0 - t_1$  описывается соотношением:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 & (36) \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2, & (37) \end{cases}$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  - постоянные распада ядер 1 и 2,  $y_1, y_2$  - выход образования ядер 1 и 2 в результате реакции,  $N_{10}, N_{20}$  - число ядер 1 и 2 на момент окончания облучения.

При  $t > t_1$  отсутствует выход реакции на ядре Б, поэтому изменение количества ядер 2 примет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1. \quad (38)$$

Для решения уравнение(38) перепишем в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1.$$

Из уравнения (29)  $N_1 = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1(t-t_1)}$ ,

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_1(t-t_1)},$$

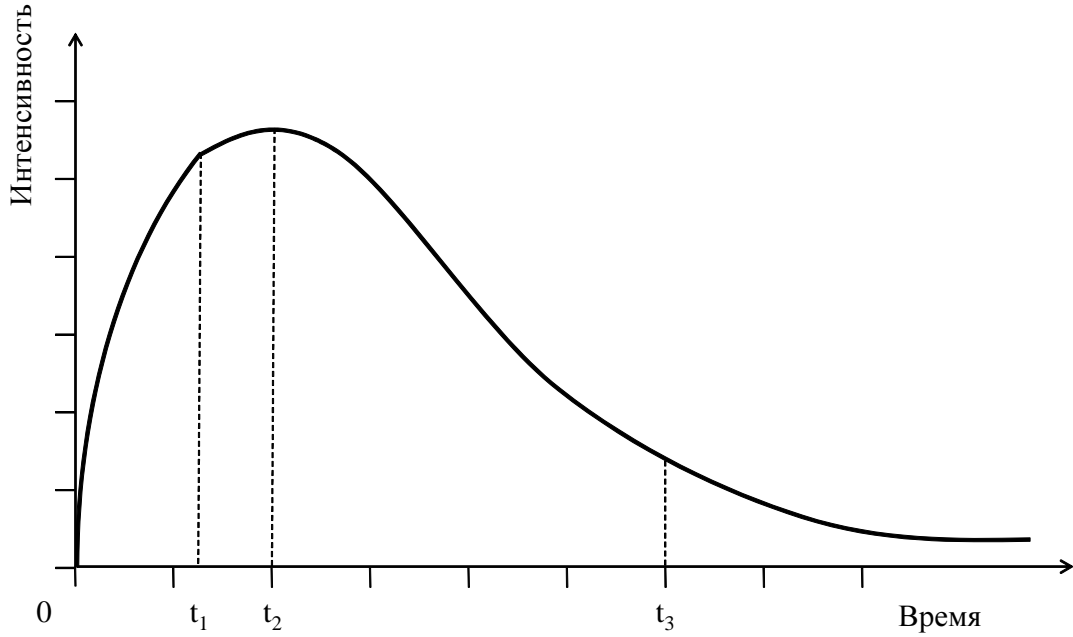


Рис. 38: Изменение количества радиоактивных ядер 2 в процессе облучения и после него. Момент времени  $t = 0$  - начало облучения,  $t_1$  - окончание облучения,  $t_2$  - начало измерения спектров,  $t_3$  - окончание измерения спектров

$$\begin{aligned}
 N_2(t) &= e^{-\lambda_2(t-t_1)} \left( \int_{t_1}^t e^{\lambda_2(t-t_1)} \cdot \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_1(t-t_1)} dx + C_2 \right) \\
 &= C_2 \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} (e^{(\lambda_2 - \lambda_1)(t-t_1)} - 1) \\
 &= C_2 \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10} \cdot (e^{-\lambda_1(t-t_1)} - e^{-\lambda_2(t-t_1)}).
 \end{aligned}$$

В момент времени  $t = t_1$  число ядер 2  $N_2(t_1) = N_{20} \Rightarrow C_2 = N_{20}$ . Таким образом, число радиоактивных ядер 2 изменяется по следующей формуле:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2(t-t_1)} \left( N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10} \right) + e^{-\lambda_1(t-t_1)} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10}. \quad (39)$$

В промежутке времени  $t_2 - t_3$  измеряется площадь пиков, число распавшихся радиоактивных ядер 2 за этот промежуток времени.

$$\begin{aligned}
 S(t_2, t_3) &= k_2 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_2 N_2(t) dt \\
 &= k_2 \lambda_2 \int_{t_2}^{t_3} \left( e^{-\lambda_2(t-t_1)} N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} \cdot N_{10} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1(t-t_1)} \cdot N_{10} \right) dt.
 \end{aligned}$$

$$\frac{S(t_2, t_3)}{k_2} = N_{20} (e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}) - \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}) + \frac{N_{10} \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}).$$

$$N_{20} = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2 (e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10} \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}}{e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}}. \quad (40)$$

Первый член уравнения (40) представляет собой распад ядер 2 без накопления, а оставшиеся два члена накопление ядер 2.

При  $t < t_1$  изменение количества ядер 2 примет вид (37):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2. \quad (41)$$

Решение этого уравнения напишем в виде:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left( \int_0^t (\lambda_1 N_1(t) + y_2) \cdot e^{\lambda_2 t} dt + C_2 \right). \quad (42)$$

Поскольку в момент времени  $t = 0$  ядра 2 не образуются,  $N_2(0) = 0 \Rightarrow C_2 = 0$ . В момент времени  $t = t_1$  количество ядер 2 равно  $N_{20}$ ;  $N_2(t_1) = N_{20}$ .

Для определения выхода реакции с образованием ядер 2 нужно рассчитать как изменится количество ядер 1 во время облучения ( $t < t_1$ ). Их число получается из уравнений (33) и (34).

$$N_1(t) = \frac{y_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_{10} \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}. \quad (43)$$

Тогда  $N_{20}$  можно рассчитать из соотношений (42) и (43) при  $t = t_1$ .

$$\begin{aligned} N_{20} = N_2(t_1) &= e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} \left( \lambda_1 \cdot N_{10} \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} + y_2 \right) \cdot e^{\lambda_2 t} dt \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \left( \frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \int_0^{t_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) e^{\lambda_2 t} dt + \int_0^{t_1} y_2 e^{\lambda_2 t} dt \right) \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \left( \frac{1}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 t_1} - 1) - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t_1} - 1) \right) + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2}. \end{aligned}$$

Из уравнения (35)  $\frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} = y_1$ ,

$$N_{20} = y_1 \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2}.$$

Таким образом, при условии, если выход реакции с образованием ядер 1 измерен, выход реакции с образованием ядер 2 можно определить по формуле:

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1) (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}. \quad (44)$$

# Глава 4

## Результаты и обсуждение

### 4.1 Экспериментальные результаты

Эксперименты проведены при трех максимальных энергиях электронов, параметры экспериментов приведены в таблице 8.

Таблица 8: Параметры трех фотоядерных экспериментов на изотопах молибдена

	эксперимент 1	эксперимент 2	эксперимент 3
Максимальная энергия электронов	67.7(МэВ)	29.1(МэВ)	19.5(МэВ)
Время облучения	4ч 25м	1ч 3м	1ч
Время измерения	138ч 39м	196ч 39м	18ч 34м

Вследствие различных периодов полураспада образующихся изотопов (от 15 мин до нескольких десятков дней), выбиралось время измерения спектров. Примеры зарегистрированных спектров в течение 6 часов после облучения для 3 различных максимальных энергий фотонов (67.7МэВ, 29.1МэВ и 19.5МэВ) приведены на рис. 39

В настоящей работе обнаружены 94 пиков в спектрах. Результаты их идентификации при облучении с максимальной энергии  $\gamma$ -квантов 67.7МэВ показаны в таблице 9.

Таблица 9: Идентифицированные пики в спектре  $\gamma$ -активности с максимальной энергией  $\gamma$ -квантов 67.7 МэВ

$E_\gamma$ (кэВ)	Источник $\gamma$ -квантов	Реакция	$T_{1/2}$ (мин)
122.7	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
132.8	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
140.8	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
140.8	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960

$E_\gamma$ (кэВ)	Источник $\gamma$ -квантов	Реакция	$T_{1/2}$ (мин)
162.3	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
163.2	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
181.2	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
203.13	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
219.2	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
235.69	$^{95m}\text{Nb}$	$^{97}\text{Mo}(\gamma, np), ^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	5196
241.38	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
242.29	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
257.34	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
323.2	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
350.053	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
352.55	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
366.6	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
371.31	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
371.807	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
380.13	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
380.45	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
434.27	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
434.71	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
445.37	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
459.88	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
472.24	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
480.705	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
480.8	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
481	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
489.8	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
517.7	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
518.6	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
568.8	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
569.1	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
587.83	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
587.83	$^{89m}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	70.8
590.9	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
591.24	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404

$E_\gamma$ (кэВ)	Источник $\gamma$ -квантов	Реакция	$T_{1/2}$ (мин)
621.77	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
658.08	$^{97}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	72.1
684.67	$^{93m}\text{Mo}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, p), ^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	411
713.17	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
719.46	$^{97}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	72.1
719.9	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
722.645	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
739.5	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
765.79	$^{95}\text{Nb}$	$^{97}\text{Mo}(\gamma, np), ^{96}\text{Mo}(\gamma, p), ^{95m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	50364
769.69	$^{89m}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) ^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	70.8
777.921	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
778.224	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
787	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) ^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
787.374	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
791.645	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
792.05	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n) ^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
810.8	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
812.581	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
822.97	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
823.38	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
827.74	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n) ^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
833.563	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
849.929	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
890.64	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n) ^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
909.63	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
920.70	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) ^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
934.46	$^{92m}\text{Nb}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	14616
941.5	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
946.4	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
960.75	$^{99}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	3960
990.2	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1024.49	$^{97}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$	72.1
1050.95	$^{91}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	15.49
1051.53	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n) ^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876



$E_\gamma$ (кэВ)	Источник $\gamma$ -квантов	Реакция	$T_{1/2}$ (мин)
1091.349	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
1129.224	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1168.83	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
1200.231	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
1204.77	$^{91m}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	87636
1270.396	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1271.3	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1387.4	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1441.129	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
1455.6	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1463.5	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1470.53	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1477.13	$^{93m}\text{Mo}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, p), ^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	411
1481.6	$^{90}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	342
1497.807	$^{96}\text{Nb}$	$^{98}\text{Mo}(\gamma, np), ^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	1404
1511.71	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
1575.035	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1581.34	$^{91}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	15.49
1611.76	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1627.2	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
1636.99	$^{91}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	15.49
1701.5	$^{98m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	51.3
1716.27	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1790.4	$^{91}\text{Mo}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	15.49
1833.46	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
1843.342	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1913.194	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
1984.54	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
2128.46	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114
2186.242	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
2222.34	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
2318.968	$^{90}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$	876
2960.1	$^{89}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np), ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}, ^{89m}\text{Nb} \xrightarrow{IT}$	114

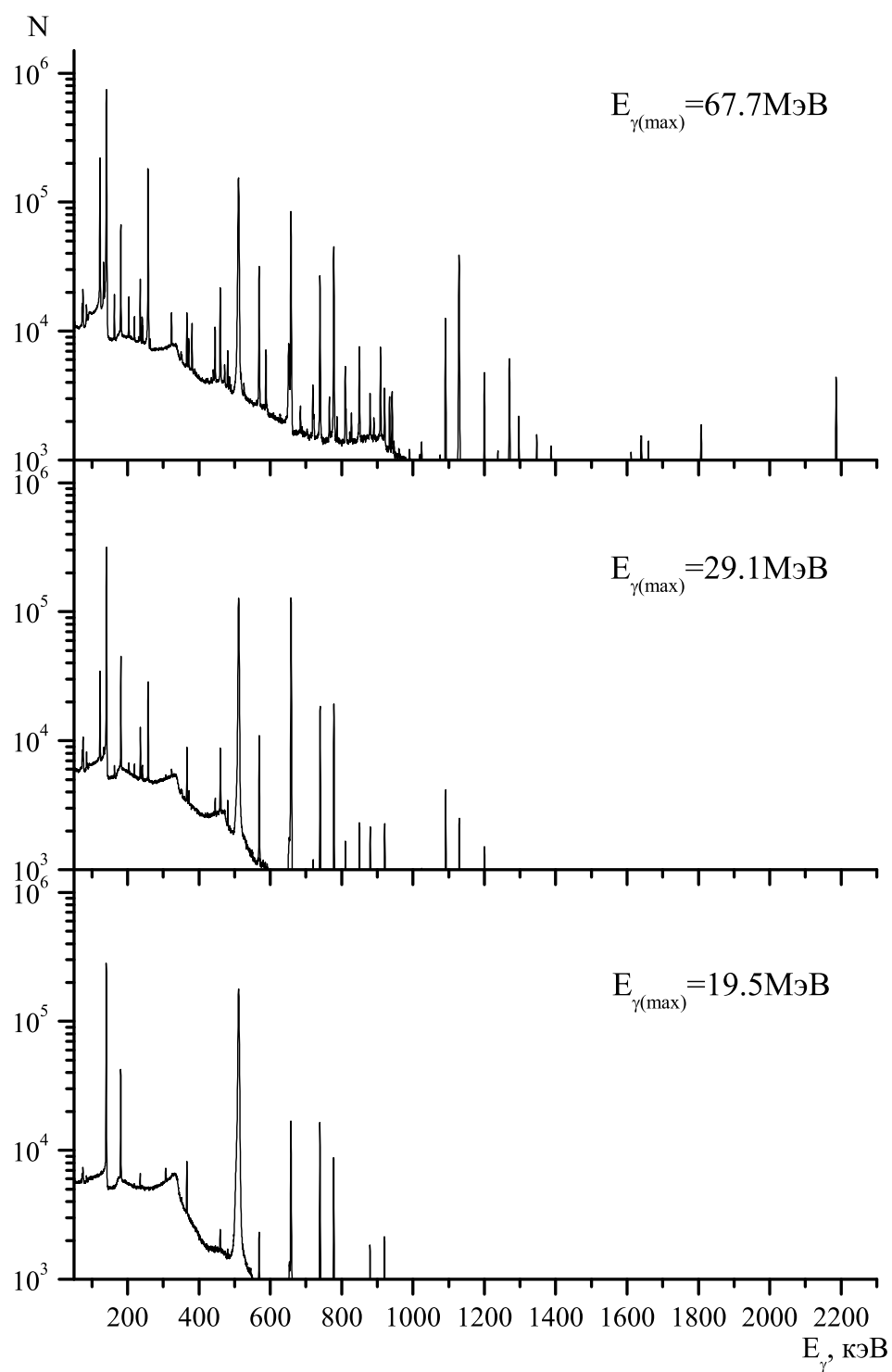


Рис. 39: Зарегистрированные спектры  $\gamma$ -квантов остаточной активности в течение 6 часов после облучения при 3 различных максимальных энергиях  $\gamma$ -квантов 67.7МэВ, 29.1МэВ и 19.5МэВ

В следующих разделах будут описаны идентифицированные реакции по конечным ядрам. Будут приведены схема образования и распада конечного ядра данной реакции, характеристики реакции. В конце разделов будут приведены полученные выходы реакций. При расчетах выходов учитывалась возможность образования ядер как в результате фотоядерных реакций, так и за счет цепочек радиоактивных распадов. При расчете выходов реакций учитывалась возможность получения конечного ядра в изомерном состоянии, были учтены вклады в общий выход изомерных состояний. Все величины выходов реакций нормированы к средней величине выхода реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  при данной энергии (19.5МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ).

### **Выход реакции с образованием изотопа $^{99}\text{Mo}$**

При облучении тормозным излучением естественной смеси изотопов молибдена радиоактивный изотоп  $^{99}\text{Mo}$  образуется в результате реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ . Порог этой реакции — 8.29МэВ. Изотоп  $^{99}\text{Mo}$  образуется также в реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, p)^{99}\text{Nb}$  с последующим  $\beta^-$ -распадом  $^{99}\text{Nb} \xrightarrow{\beta^-} ^{99}\text{Mo}$ , однако вклад этой реакции в образование  $^{99}\text{Mo}$  не превышал ошибки эксперимента, поэтому этим каналом можно пренебречь. Изотоп  $^{99}\text{Mo}$  распадается на изотоп  $^{99}\text{Tc}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=66\text{ч}$ .

При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{99}\text{Tc}$  в нашем эксперименте наблюдались 8 интенсивных пиков при энергиях: 140.5кэВ, 181.1кэВ, 366.4кэВ, 739.2кэВ, 777.9кэВ, 822.97кэВ и 960.75кэВ. Но из них пики при энергиях 140.5кэВ и 777.9кэВ были исключены для расчета выхода, потому что  $\gamma$ -кванты этих энергий испускают не только при распаде  $^{99}\text{Mo}$ , но и при распаде других изотопов (140.5кэВ -  $^{90}\text{Nb}$ , 777.9кэВ -  $^{96}\text{Nb}$ ). На рис. 40 показано, как образуется изотоп  $^{99}\text{Mo}$  в реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ , как происходит его распад в различные состояния конечного ядра  $^{99}\text{Tc}$ . Рассчитанные выходы приведены в таблице 10.

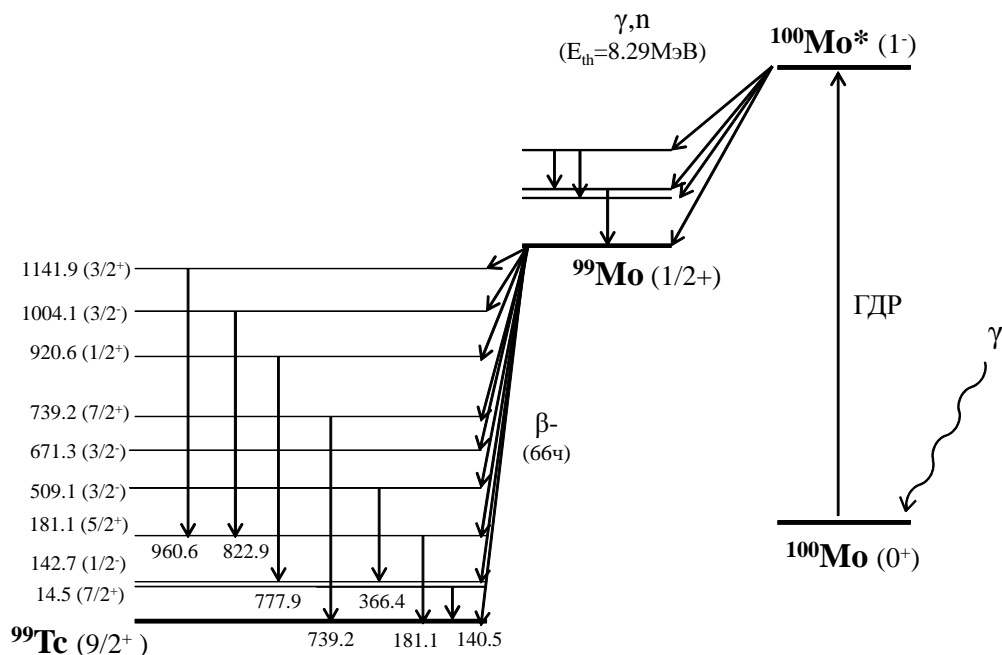


Рис. 40: Схема образования и распада изотопа  $^{99}\text{Mo}$  в фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$

Таблица 10: Рассчитанные выходы изотопа  $^{99}\text{Mo}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
181.1	5.99	91.1(11.5)	90.9(11.4)	89.8(11.3)
366.4	1.20	98.6(11.7)	98.3(11.6)	95.0(11.2)
739.2	12.13	104.5(5.0)	104.6(4.9)	105.61(4.9)
822.97	0.13	103.5(6.1)	106.0(5.5)	104.58(5.1)
960.75	0.09	99.8(6.8)	106.0(6.0)	97.21(7.2)
Среднее		100.0(4.6)	100.0(4.6)	100.0(4.5)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{98m}\text{Nb}$

В результате фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$  образуется радиоактивный изотоп  $^{98}\text{Nb}$ . Порог этой реакции — 18.01МэВ. Вследствие короткого периода полураспада ( $T_{1/2} = 2.86s$ ), определение выхода  $^{98}\text{Nb}$  в основном состоянии в нашем эксперименте невозможно.

Однако в изотопе  $^{98}\text{Nb}$  существует изомерное ( $J^P = 5^+$ ) возбужденное состояние  $^{98m}\text{Nb}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 51.3\text{м}$ . Метастабильный изотоп  $^{98m}\text{Nb}$  —  $\beta^-$ -радиоактивный. В результате его распада образуется  $^{98}\text{Mo}$ . При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{98}\text{Mo}$  в нашем эксперименте наблюдались 2 самых интенсивных пика при энергиях: 722.6кэВ и 787.4кэВ в эксперименте с верхней границей тормозного  $\gamma$ -излучения 67.7МэВ.

Схема образования изотопа  $^{98m}\text{Nb}$  и его распада приведена на рис. 41. Рассчитанные выходы приведены в таблице 11.

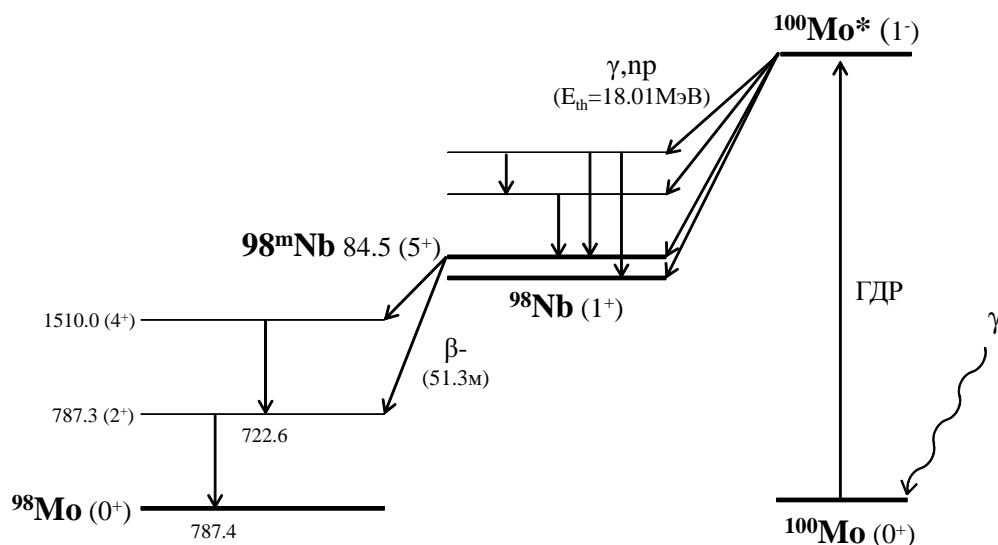


Рис. 41: Схема образования и распада изотопа  $^{98m}\text{Nb}$  при фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$

Таблица 11: Рассчитанные выходы изотопа  $^{98m}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
722.6	73.8			0.49(0.02)
787.4	93.4			0.39(0.03)
Среднее				0.43(0.02)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{97}\text{Nb}$

Радиоактивный изотоп  $^{97}\text{Nb}$  образуется в результате реакции  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$ . Порог этой реакции — 9.79 МэВ. Изотоп  $^{97}\text{Nb}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2} = 72.1$  м, при его распаде образуется изотоп  $^{97}\text{Mo}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{97}\text{Mo}$  в нашем эксперименте наблюдались 2 самых интенсивных пика при энергиях: 657.9 и 1024.4 кэВ.

На рис. 42 показаны образование и распад изотопа  $^{97}\text{Nb}$ . Рассчитанные выходы приведены в таблице 12.

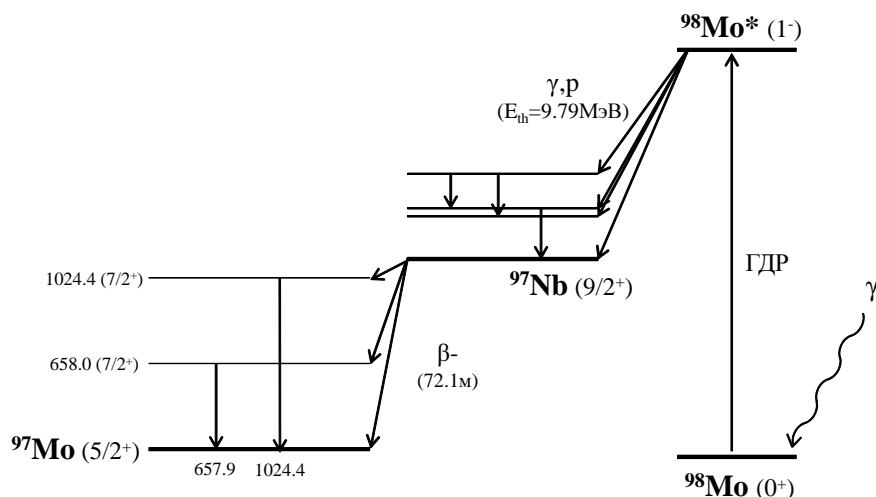


Рис. 42: Схема образования и распада изотопа  $^{97}\text{Nb}$  при фотоядерной реакции  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$

Таблица 12: Рассчитанные выходы изотопа  $^{97}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
657.9	98.2	0.32(0.02)	2.9(0.1)	5.4(0.3)
1024.4	1.1	0.29(0.04)	2.7(0.2)	4.4(0.4)
Среднее		0.32(0.02)	2.9(0.1)	5.4(0.3)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{96}\text{Nb}$

Радиоактивный изотоп  $^{96}\text{Nb}$  образуется в результате реакции  $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$  и  $^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$ . Пороги этих реакций — 9.23 и 17.87МэВ, соответственно. Изотоп  $^{96}\text{Nb}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=23.3\text{ч}$ , при его распаде образуется изотоп  $^{96}\text{Mo}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{96}\text{Mo}$  в нашем эксперименте наблюдались 17 пиков при энергиях: 219.2кэВ, 241.4кэВ, 350.1кэВ, 352.6кэВ, 371.8кэВ, 434.7кэВ, 460.8кэВ, 480.7кэВ, 568.8кэВ, 591.2кэВ, 719.9кэВ, 778.2кэВ, 810.8кэВ, 812.6кэВ, 849.9кэВ, 1091.3кэВ, 1200.2кэВ, 1441.1кэВ и 1497.8кэВ. При расчете выхода изотопа  $^{96}\text{Nb}$  пики при энергиях 434.7кэВ и 1441.1кэВ были исключены из-за маленькой интенсивности. Кроме того пики при энергиях 371.8кэВ и 778.2кэВ также были исключены, потому что  $\gamma$ -кванты этих энергий испускаются при распаде не только изотопа  $^{96}\text{Nb}$ , но и других изотопов (371.8кэВ -  $^{90}\text{Nb}$ , 778.2кэВ -  $^{99}\text{Mo}$ ).

Схема образования и распада изотопа  $^{96}\text{Nb}$  в данном эксперименте приведена на рис. 43. Рассчитанные выходы приведены в таблице 13.

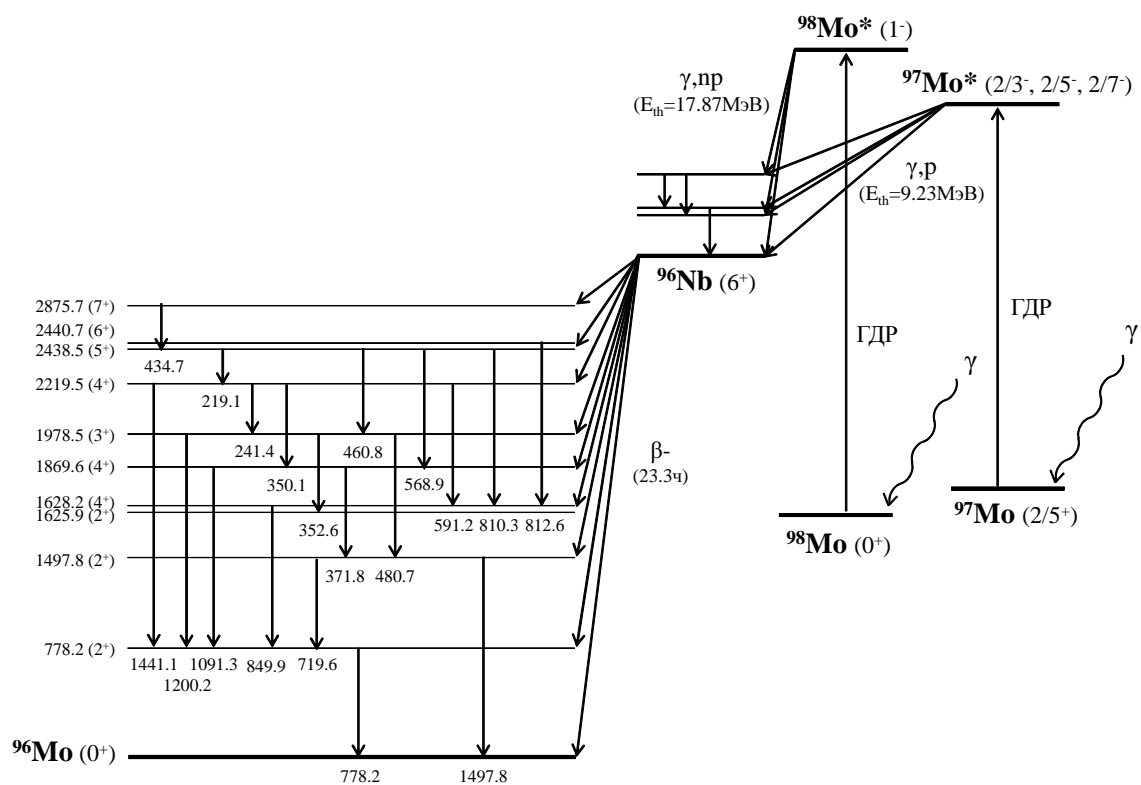


Рис. 43: Схема образования и распада изотопа  $^{96}\text{Nb}$  в фотоядерной реакции  $^{97}\text{Mo} (\gamma, p)$

Таблица 13: Рассчитанные выходы изотопа  $^{96}\text{Nb}$ 

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
219.2	3.0	0.62(0.05)	4.4(0.2)	9.9(0.5)
241.4	3.9	0.75(0.05)	4.2(0.2)	14.1(0.7)
350.1	1.1		4.3(0.3)	9.9(0.6)
352.6	0.8		10.2(1.0)	14.4(1.1)
460.8	26.6	0.63(0.03)	4.0(0.2)	9.0(0.4)
480.7	5.9	0.62(0.06)	4.0(0.2)	9.6(0.5)
568.8	58.0	0.59(0.03)	3.9(0.2)	8.6(0.4)
591.2	0.9	0.7(0.3)	2.9(0.4)	7.3(0.9)
719.9	6.9	0.69(0.06)	4.4(0.2)	10.6(0.5)
810.8	11.1	0.53(0.03)	3.3(0.2)	7.2(0.3)
812.6	3.0		5.1(0.3)	11.7(0.7)
849.9	20.5	0.63(0.03)	4.1(0.2)	9.5(0.4)
1091.3	48.5	0.63(0.03)	4.1(0.2)	9.2(0.4)
1200.2	29.0	0.60(0.03)	4.0(0.2)	9.0(0.4)
1497.8	3.3	0.58(0.03)	4.0(0.2)	8.6(0.5)
Среднее		0.61(0.03)	4.0(0.2)	9.1(0.4)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{95}\text{Nb}$ и $^{95m}\text{Nb}$

При облучении тормозным излучением естественной смеси изотопов молибдена радиоактивный изотоп  $^{95}\text{Nb}$  образуется в результате реакции  $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$  и  $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$ . Пороги этих реакций — 9.29МэВ и 16.12МэВ, соответственно. Изотоп  $^{95}\text{Nb}$  —  $\beta^-$ -активный, он распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=35\text{д}$ , образуется изотоп  $^{95}\text{Mo}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{95}\text{Mo}$  в нашем эксперименте наблюдался самый интенсивный пик при энергии 765.8кэВ.

В изотопе  $^{95}\text{Nb}$  имеется изомерное состояние ( $J^P = 1/2^-$ ) с энергией 235.7кэВ. Это состояние распадается на основное состояние  $^{95}\text{Nb}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=3.6\text{д}$ . При этом испускаются  $\gamma$ -кванты с энергией 235.7кэВ, пик при этой энергии наблюдался в нашем эксперименте.

На рис. 44 показано, как происходят образование и распад изотопа  $^{95}\text{Nb}$ , в том числе из изомерного возбужденного состояния. Рассчитанные выходы приведены в таблицах 14 и 15.



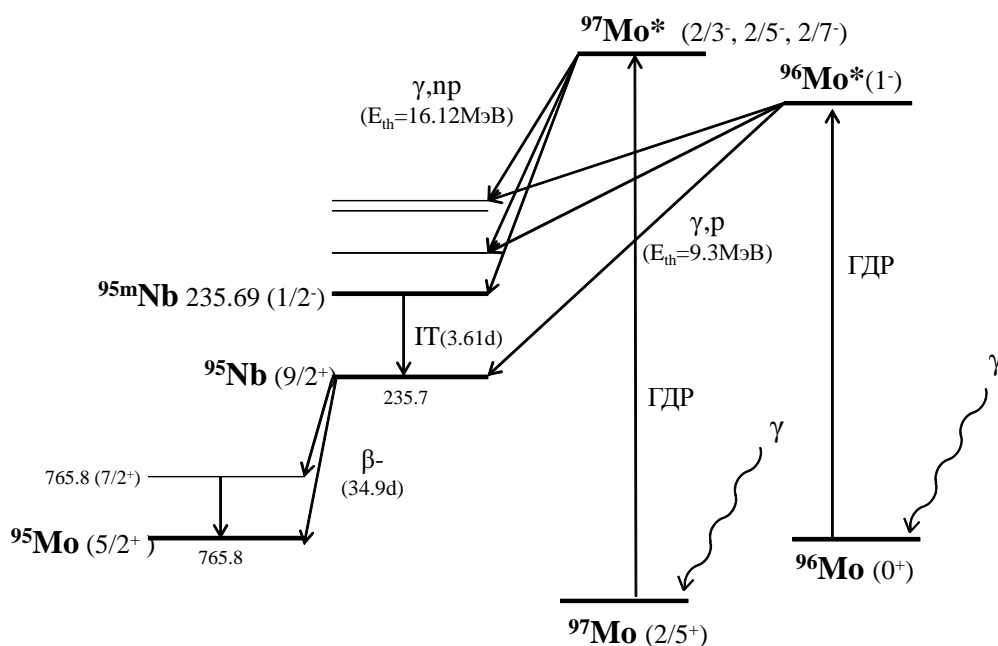


Рис. 44: Схема образования и распада изотопа  $^{95}\text{Nb}$  и  $^{95m}\text{Nb}$  в фотоядерных реакциях  $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$  и  $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$

Таблица 14: Рассчитанные выходы изотопа  $^{95}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
765.8	3.5	0.16(0.02)	1.9(0.1)	4.4(0.2)

Таблица 15: Рассчитанные выходы изотопа  $^{95m}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
235.7	24.9	0.60(0.03)	3.1(0.2)	4.7(0.3)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{93m}\text{Mo}$

В результате фотоядерных реакций  $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$  и  $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$  образуется радиоактивный изотоп  $^{93}\text{Mo}$ . Пороги этих реакций — 9.68МэВ и 17.05МэВ. Вследствие слишком большого периода полураспада ( $T_{1/2}=4000\text{л}$ ), определение выхода  $^{93}\text{Mo}$  в основном состоянии в нашем эксперименте было невозможно.

Однако в изотопе  $^{93}\text{Mo}$  существует изомерное ( $J^P = 21/2^+$ ) возбужденное состояние  $^{93m}\text{Mo}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=6.85\text{ч}$ . Метастабильный изотоп  $^{93m}\text{Mo}$  распадается в основное состояние  $^{93}\text{Mo}$  с вероятностью 99.88% и на  $^{93}\text{Nb}$  с вероятностью 0.12%. При

распаде изомерного состояния изотопа изотоп  $^{93m}\text{Mo}$  в основное состояние в нашем эксперименте наблюдались 2 самых интенсивных пика при энергиях: 684.67кэВ и 1477.13кэВ при верхней границей тормозного  $\gamma$ -излучения 67.7МэВ.

Схема образования изотопа  $^{93m}\text{Mo}$  и его распада приведена на рис. 45. Рассчитанный выходы приведены в таблице 16.

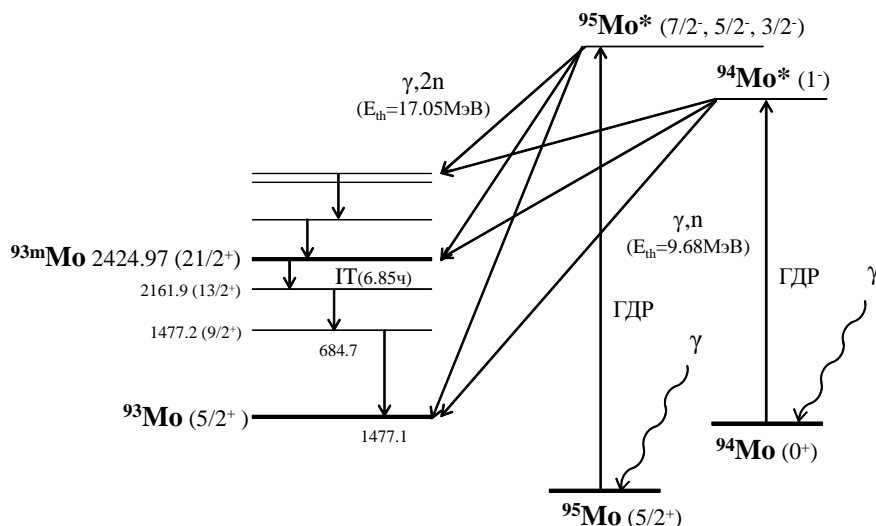


Рис. 45: Схема образования и распада изотопа  $^{93m}\text{Mo}$  в фотоядерных реакциях  $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$  и  $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$

Таблица 16: Рассчитанные выходы изотопа  $^{93m}\text{Mo}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
684.67	99.99			0.064(0.003)
1477.13	99.1			0.045(0.004)
Среднее				0.054(0.003)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{92m}\text{Nb}$

В результате фотоядерной реакции  $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$  образуется радиоактивный изотоп  $^{92}\text{Nb}$ . Порог этой реакции — 17.32МэВ. Поскольку его период полураспада слишком большой ( $T_{1/2}=3.47\text{E}+7\text{л}$ ), испускаемые  $\gamma$ -кванты при распаде в нашем эксперименте не наблюдались. Однако в изотопе  $^{92}\text{Nb}$  имеется изомерное ( $J^P = 2^+$ ) состояние с энергией 135.5кэВ. Изотоп  $^{92}\text{Nb}$  в изомерном состоянии  $^{92m}\text{Nb}$  распадается на изотоп  $^{92}\text{Zr}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=10.1\text{д}$ . При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{92}\text{Zr}$  в нашем эксперименте наблюдался пик при энергии 934.5кэВ. Схема образование и распада изотопа  $^{92m}\text{Nb}$  показана на рис. 46, рассчитанные выходы приведены в таблице 17.

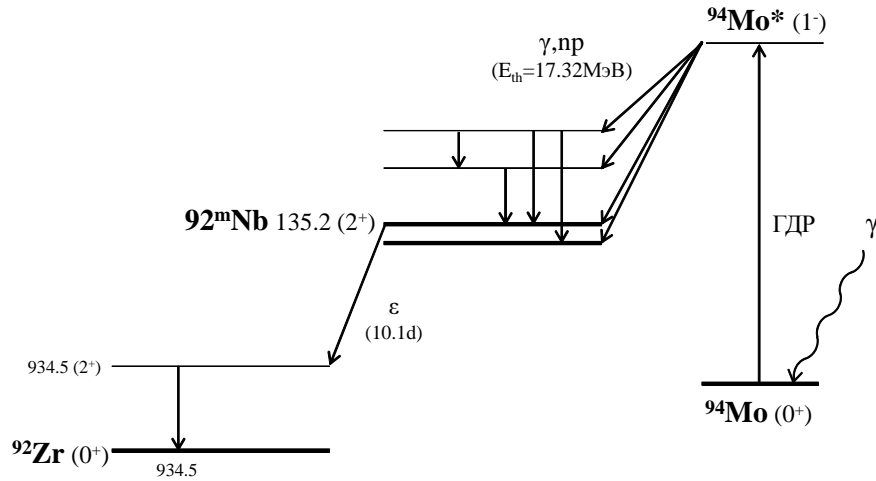


Рис. 46: Схема образования и распада изотопа  $^{92m}\text{Nb}$  в фотоядерной реакции  $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$

Таблица 17: Рассчитанные выходы изотопа  $^{92m}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
934.5	3.5	0.023(0.001)	0.40(0.02)	3.6(0.2)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{91}\text{Mo}$ и $^{91m}\text{Mo}$

При облучении тормозным излучением естественной смеси изотопов молибдена радиоактивный изотоп  $^{91}\text{Mo}$  образуется в результате реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ . Порог этой реакции — 12.67МэВ. Изотоп  $^{91}\text{Mo}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=15.4\text{м}$ , образуется изотоп  $^{91}\text{Nb}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{91}\text{Nb}$  в нашем эксперименте наблюдались 2 пика при энергиях: 1581.5кэВ и 1637.3кэВ.  $\gamma$ -кванты с этими энергиями испускались в результате распада возбужденных состояний изотопа  $^{91}\text{Nb}$ , который образовался при  $\beta^+$ -распаде или  $e$ -захвате изотопа  $^{91}\text{Mo}$ .

Схема образования и распада изотопа  $^{91}\text{Mo}$  приведена на рис. 47. Полученные в данном эксперименте выходы приведены в таблицах 18 и 19.

В изотопе  $^{91}\text{Mo}$  имеется изомерное состояние ( $J^P = 1/2^-$ ) с энергией 653.0кэВ. Это состояние распадается на изомерное состояние ( $J^P = 1/2^-$ ) изотопа  $^{91m}\text{Nb}$  с интенсивностью 50%, и переходит на основное состояние изотопа  $^{91}\text{Mo}$  с интенсивностью 50%. При распаде изомерного состояния  $^{91m}\text{Mo}$  в нашем эксперименте наблюдались 3 пика при энергиях: 652.9кэВ, 1208.9кэВ, и 1507.9кэВ. Для энергии 67.7МэВ пики от распада  $^{91m}\text{Mo}$  не наблюдались, так как периода полураспада слишком маленький ( $T_{1/2}=64.6\text{с}$ ) и в этом эксперименте началось измерения  $\gamma$ -активности мишени через 8 мин после облучения. (для 29.1МэВ через 4мин, для 19.5МэВ через 1мин после облучения). Поэтому для 67.7МэВ,

не учитывая распад  $^{91m}\text{Mo} \rightarrow ^{91}\text{Mo}$ , поэтому выход фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91}\text{Mo}$  должен быть меньше, чем полученный выход. Если принимается величина выхода фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91m}\text{Mo}$ , рассчитанная в программе TALYS, то выход фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91}\text{Mo}$  равняется 83.6%(6.8).

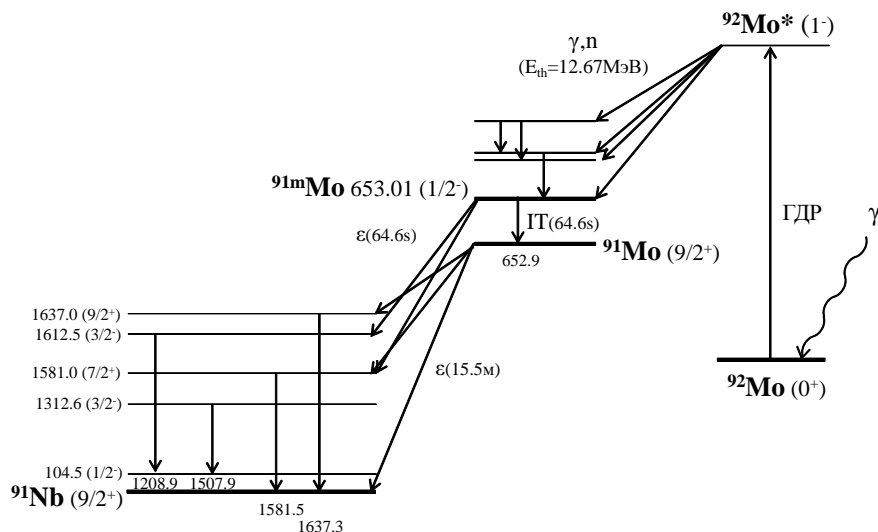


Рис. 47: Схема образования изотопа  $^{91}\text{Mo}$  в фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$

Таблица 18: Рассчитанные выходы изотопа  $^{91}\text{Mo}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
1581.5	0.23	26.8(2.3)	21.8(3.2)	< 104.9(6.1)
1637.3	0.33	22.4(1.7)	26.1(3.5)	< 112.2(11.1)
Среднее		24.2(2.0)	24.4(3.4)	< 109.2(8.9)

Таблица 19: Рассчитанные выходы изотопа  $^{91m}\text{Mo}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
652.9	48.2	3.5(0.2)	27.8(3.5)	
1208.9	18.6	2.8(0.3)	23.6(4.5)	
1507.9	24.2	2.7(0.2)	16.5(0.9)	
Среднее		3.1(0.2)	23.9(2.8)	

**Выход реакции с образованием изотопа  $^{91m}\text{Nb}$**

Радиоактивный изотоп  $^{91}\text{Nb}$  образуется в фотоядерных реакциях  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$  и  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$   $^{91,91m}\text{Mo} \xrightarrow{\varepsilon}$ . Порог реакции  $^{92}\text{Mo}(n, p) - 7.49\text{МэВ}$ . Поскольку период полураспада  $^{91}\text{Nb}$  слишком большой ( $T_{1/2}=680\text{л}$ ),  $\gamma$ -кванты его распада в нашей работе не наблюдались. Однако в изотопе  $^{91}\text{Nb}$  существует изомерное состояние ( $J^P = 1/2^-$ ) с энергией  $135.5\text{кэВ}$ . Изотоп  $^{91}\text{Nb}$  в изомерном состоянии  $^{91m}\text{Nb}$  распадается в основное состояние с вероятностью  $96.6\%$  и на изотоп  $^{91}\text{Zr}$  с вероятностью  $3.4\%$ . Период полураспада  $^{91m}\text{Nb} - 60.86\text{д}$ . В результате  $\beta^+$  распада или  $e$ -захвате  $^{91m}\text{Nb}$  образуется изотоп  $^{91}\text{Zr}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{91}\text{Zr}$  в нашем эксперименте наблюдался пик при энергии  $1204.7\text{кэВ}$ . Схема образование и распада изотопа  $^{91m}\text{Nb}$  показана на рис. 48. Рассчитанный выход приведен в таблице 20. При расчете выхода  $^{91m}\text{Nb}$  распадом изотопа  $^{91}\text{Mo}$  пренебрегли, т.к. вероятность распада  $^{91,91m}\text{Mo} \xrightarrow{\varepsilon} ^{91m}\text{Mo}$  слишком мала ( $<0.1\%$ ). Поскольку при облучении с верхней границей  $67.7\text{МэВ}$  выход изомерного состояния изотопа  $^{91m}\text{Mo}$  не определили, он не учитывался при расчете выхода фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91m}\text{Nb}$ . Таким образом выход этих реакций должен быть меньше, чем полученная величина. Если принимается величина выхода фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91m}\text{Mo}$ , рассчитанная в программе TALYS, то выход фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{91m}\text{Nb}$  равняется  $39.4\%(1.9)$ .

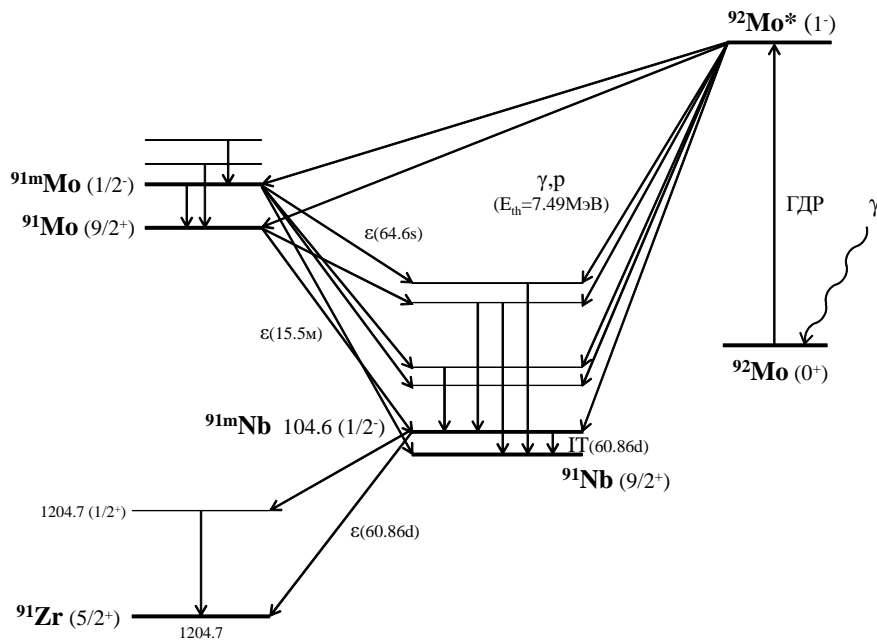


Рис. 48: Схема образования и распада изотопа  $^{91m}\text{Nb}$  в фотоядерных реакциях  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$  и  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$   $^{91,91m}\text{Mo} \xrightarrow{\varepsilon}$

Таблица 20: Рассчитанные выходы изотопа  $^{91m}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
1024.7	2.0	36.0(1.8)	45.7(5.3)	< 63.2(3.1)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{90}\text{Mo}$

Радиоактивный изотоп  $^{90}\text{Mo}$  образуется в фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ . Порог этой реакции — 22.78МэВ. Изотоп  $^{90}\text{Mo}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=5.7\text{ч}$ , при распаде образуется изотоп  $^{90}\text{Nb}$  в возбужденных состояний. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{90}\text{Nb}$  в нашем эксперименте наблюдались 11 пиков при энергиях: 122.7кэВ, 163.2кэВ, 203.13кэВ, 257.34кэВ, 323.2кэВ, 445.37кэВ, 472.24кэВ, 941.5кэВ, 1271.3кэВ, 1387.4кэВ и 1455.6кэВ.  $\gamma$ -кванты с этими энергиями испускались в результате распада возбужденных состояний изотопа  $^{90}\text{Nb}$ , который образовался при  $\beta^+$ -распаде или  $e$ -захвате изотопа  $^{90}\text{Mo}$ .

На рис. 49 показана схема образования и распада изотопа  $^{90}\text{Mo}$ . Рассчитанные выходы приведены в таблице 21. Отметим, что выход по пику при энергии 1271.3кэВ был исключен, потому что  $\gamma$ -кванты с этой энергией испускается не только при распаде изотопа  $^{90}\text{Mo}$ , но и изотопа  $^{90}\text{Nb}$ .

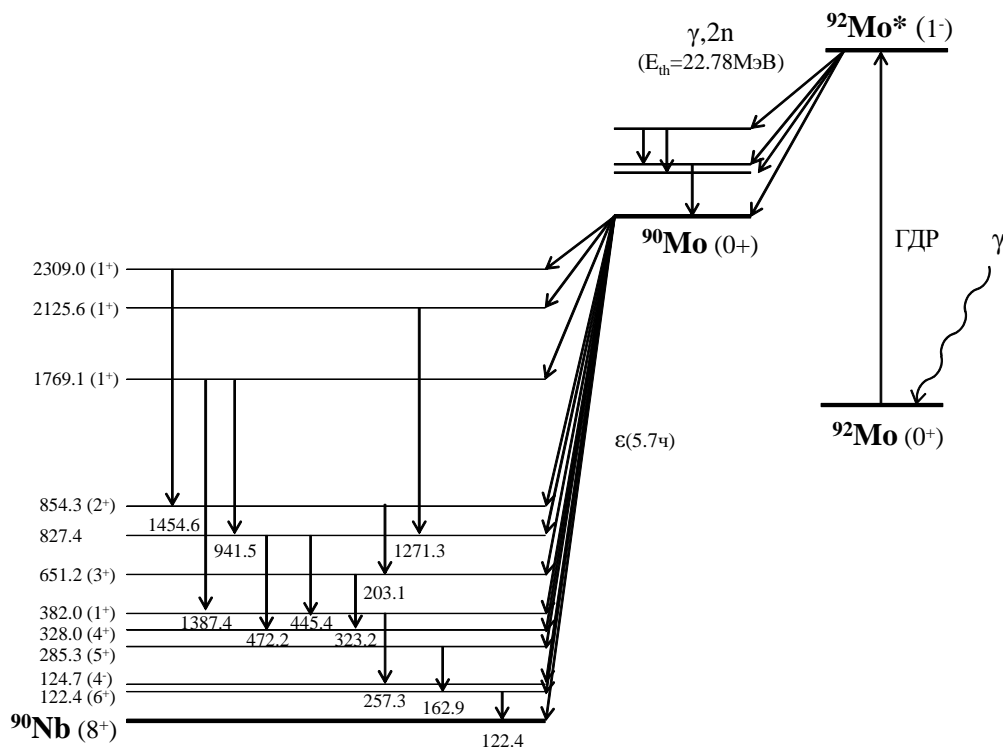


Рис. 49: Схема образования и распада изотопа  $^{90}\text{Mo}$  в фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$

Таблица 21: Рассчитанные выходы изотопа  $^{90}\text{Mo}$ 

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
122.4	64.0		0.49(0.03)	5.3(0.3)
162.9	6.0		0.40(0.04)	5.3(0.5)
203.1	6.4		0.50(0.05)	5.7(0.5)
257.3	78.0		0.57(0.04)	6.0(0.4)
323.2	6.3		0.44(0.05)	5.6(0.5)
445.4	6.0		0.59(0.07)	6.6(0.7)
472.2	1.4			7.6(0.8)
941.5	5.5		1.0(0.1)	8.4(1.0)
1387.4	1.9		0.71(0.08)	6.9(0.8)
1454.6	1.9			4.0(1.1)
Среднее			0.55(0.04)	5.8(0.4)

### Выход реакции с образованием изотопа $^{90}\text{Nb}$

Радиоактивный изотоп  $^{90}\text{Nb}$  образуется в двух каналах фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, \text{np})$  и  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2\text{n})^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$ . Пороги этих фотоядерных реакций — 19.5МэВ и 12.67МэВ, соответственно. Изотоп  $^{90}\text{Nb}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=14.6\text{ч}$ , при распаде образуется изотоп  $^{90}\text{Zr}$  в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{90}\text{Zr}$  в нашем эксперименте наблюдались 13 пиков при энергиях: 132.7кэВ, 141.2кэВ, 371.3кэВ, 827.7кэВ, 890.6кэВ, 1129.2кэВ, 1270.4кэВ, 1611.8кэВ, 1843.3кэВ, 1913.2кэВ, 2186.2кэВ, 2222.3кэВ и 2319.0кэВ. При расчете выхода были исключены пики при энергиях 141.2кэВ, 371.3кэВ, и 1270.4кэВ, так как при распаде других изотопов испускаются  $\gamma$ -кванты этих энергий: при распаде изотопа  $^{99}\text{Mo}$  — 141.2кэВ, при распаде изотопа  $^{96}\text{Nb}$  — 371.3кэВ, при распаде изотопа  $^{90}\text{Mo}$  — 1270.4кэВ

Схема образования и распада изотопа  $^{90}\text{Nb}$  приведены на рис. 50 Рассчитанный выходы приведены в таблице 22.

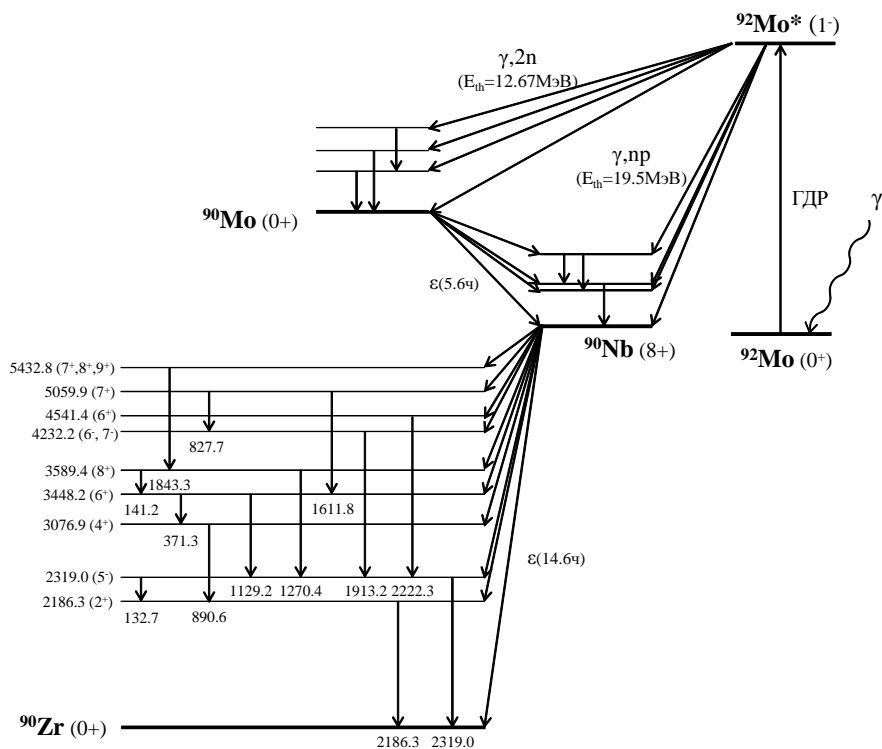


Рис. 50: Схема образования и распада изотопа  $^{90}\text{Nb}$  в фотоядерной реакции  $^{92}\text{Mo} (\gamma, np)$  и  $^{92}\text{Mo} (\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$

Таблица 22: Рассчитанные выходы изотопа  $^{90}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
132.7	4.1			6.9(0.5)
827.7	1.1			4.6(0.3)
890.6	1.8			3.8(0.3)
1129.2	92.7		0.50(0.03)	5.3(0.4)
1611.8	2.4			3.4(0.3)
1843.3	0.7			4.0(0.4)
1913.2	1.3			3.5(0.3)
2186.2	18.0		1.11(0.08)	10.4(0.7)
2222.3	0.6			3.7(0.3)
2319.0	82.0		1.21(0.08)	10.9(0.8)
Среднее			0.86(0.06)	7.9(0.6)

Выход реакции с образованием изотопа  $^{89}\text{Nb}$  и  $^{89m}\text{Nb}$



При облучении тормозным излучением естественной смеси изотопов молибдена радиоактивный изотоп  $^{89}\text{Mo}$  образуется в результате реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$  или  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$ . Пороги этих реакций — 29.62 и 36.55 МэВ, соответственно. Изотоп  $^{89}\text{Nb}$  распадается с периодом полураспада  $T_{1/2}=2.03$  ч. В результате распада изотопа  $^{89}\text{Nb}$  образуется изотоп  $^{89}\text{Zr}$ . При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{89}\text{Zr}$  в нашем эксперименте наблюдался 4 самых интенсивных пика при энергиях: 588.0 кэВ, 1511.4 кэВ, 1627.2 кэВ, и 1833.4 кэВ.

Изотоп  $^{89}\text{Nb}$  имеет изомерное состояние с энергией 35 кэВ. Это состояние полностью распадается на изотоп  $^{89}\text{Zr}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=66$  м. При распаде возбужденных состояний изотопа  $^{89}\text{Zr}$  в нашем эксперименте при верхней границе  $E_{\gamma}=67.7$  МэВ наблюдались пики при энергиях 588.0 кэВ и 769.6 кэВ.

$\gamma$ -кванты энергии 588.0 кэВ испускаются при распаде изотопов  $^{89}\text{Nb}$ ,  $^{89m}\text{Nb}$ ,  $^{98m}\text{Nb}$ , и  $^{89}\text{Zr}$ . В результате расчета, период полураспада этого пика оказался 62 мин ( $T_{1/2}(^{89}\text{Nb}) = 114$  м,  $T_{1/2}(^{89m}\text{Nb})=66$  м,  $T_{1/2}(^{98m}\text{Nb})=51.3$ ,  $T_{1/2}(^{89m}\text{Zr})=4.18$  м), и  $\gamma$ -кванты энергии 588.0 кэВ испускаются при распаде изотопа  $^{89m}\text{Nb}$  (интенсивность  $\gamma$ -квантов энергии 588.0 кэВ при распаде изотопа  $^{89m}\text{Nb}$  — 95.57%, при распаде изотопа  $^{89}\text{Nb}$  — 1.39%, при распаде изотопа  $^{98m}\text{Nb}$  — 0.03%, при распаде изотопа  $^{89m}\text{Zr}$  — 90%). Поэтому пик при энергии 588.0 кэВ использовался для расчета выхода изотопа  $^{89m}\text{Nb}$ .

Схема образование и распада изотопа  $^{89,89m}\text{Nb}$  приведена на рис. 51. Рассчитанные выходы приведены в таблицах 23 и 24. Пики, образующие при распаде изотопа  $^{89}\text{Nb}$  и его изомерного состояния  $^{89m}\text{Nb}$  наблюдались при верхней границей тормозного  $\gamma$ -излучения 67.7 МэВ. Реальный выход изотопа  $^{89}\text{Nb}$  должен быть меньше, чем 1.42%, так как при этом расчете не учитывалась реакция  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$ , так как изотоп  $^{89}\text{Mo}$  имеет значительно короткий период полураспада  $^{89}\text{Mo}$  ( $T_{1/2}=2.11$  м), что не позволило измерять выход этой реакции. Если принимается величина выхода фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{89}\text{Mo}$ , рассчитанная в программе TALYS, то выход фотоядерной реакции с образованием изотопа  $^{89}\text{Nb}$  равняется 1.2%(0.1).

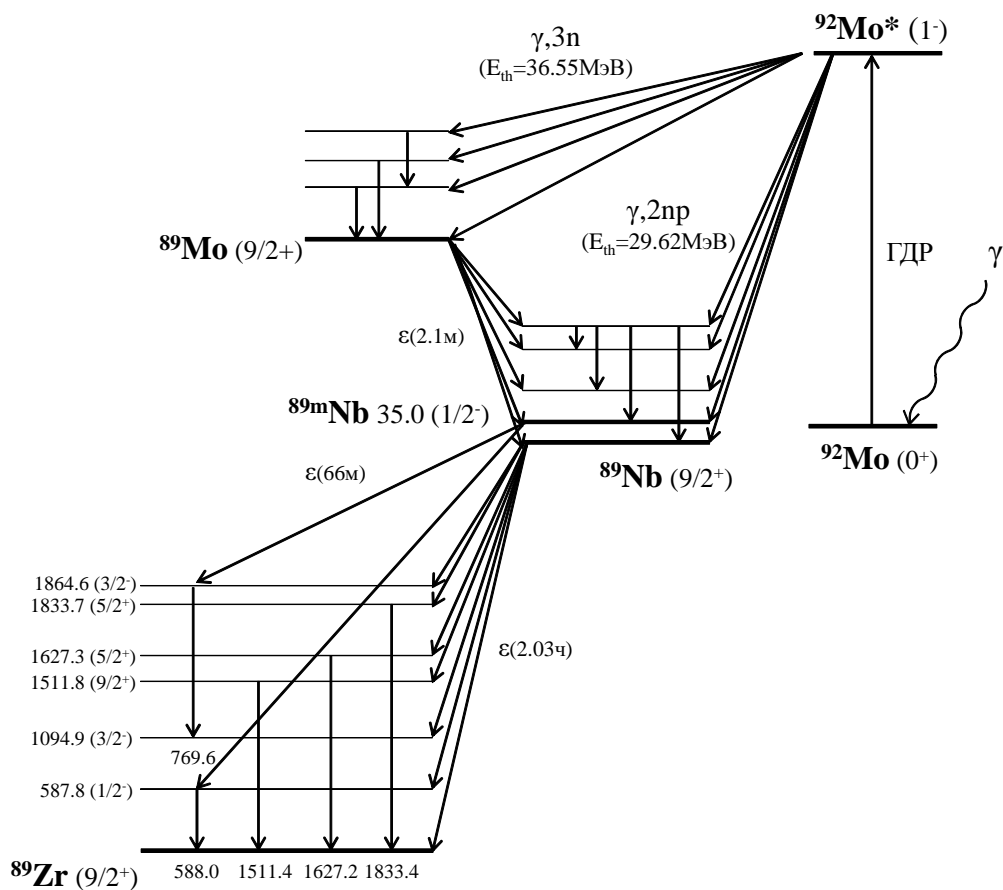


Рис. 51: Схема образования и распада изотопов  $^{89,89m}\text{Nb}$  в фотоядерных реакциях  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$  и  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon}$

Таблица 23: Рассчитанные выходы изотопа  $^{89}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
1511.4	1.9			0.8(0.1)
1627.2	3.5			2.1(0.1)
1833.4	3.3			1.0(0.1)
Среднее				1.4(0.1)

Таблица 24: Рассчитанные выходы изотопа  $^{89m}\text{Nb}$

Энергия $\gamma$ -кванта (кэВ)	Интенсивность (%)	Выход(погрешность)		
		19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
588.0	95.57			0.65(0.03)
769.6	6.2			0.4(0.1)
Среднее				0.63(0.04)

Экспериментально измеренные выходы фотоядерных реакций на изотопах Мо, полученные в настоящей работе приведены в таблице 25.

Таблица 25: Экспериментально измеренные выходы фотоядерных реакций на изотопах Мо

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$E_{th}$ (МэВ)	Выход(погрешность)		
			19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	8.29	100(4.6)	100(4.6)	100(4.5)
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98m}\text{Nb}(2^+)$	18.02			0.43(0.01)
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	9.80	0.32(0.02)	2.9(0.1)	5.4(0.2)
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	9.23 17.87	0.61(0.03)	4.0(0.2)	9.1(0.4)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	9.30 16.12	0.16(0.02)	1.9(0.1)	4.4(0.2)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	9.30 16.12	0.60(0.03)	3.0(0.2)	4.7(0.3)
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{93m}\text{Mo}(21/2^+)$	9.68 17.05			0.054(0.003)
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	17.32	0.023(0.001)	0.40(0.02)	3.6(0.2)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	12.67	24.2(2.0)	24.4(3.4)	<109.0(8.9)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	12.67	3.1(0.2)	23.9(2.8)	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	7.46	36.0(1.8)	45.7(5.3)	<63.2(3.1)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	22.78		0.54(0.04)	5.8(0.4)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90}\text{Nb}(8^-)$	19.51		0.86(0.06)	7.9(0.6)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	29.59			1.4(0.1)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89m}\text{Nb}(1/2^+)$	29.59			0.63(0.04)

## 4.2 Теоретические расчеты сечений фотоядерных реакций

В нашей работе экспериментальные результаты фотоядерных реакций в изотопах молибдена сравнивались с теоретическими расчетами, выполненные на основе программы TALYS [25, 26] и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [27].

### 4.2.1 Теоретический расчет сечений фотоядерных реакций по программе TALYS

Компьютерная программа TALYS была создана в NRG (Nuclear Research and Consulting Group) в Нидерландах и CEA (Atomic Energy Agency) во Франции для анализа и предсказания сечений ядерных реакций в диапазоне энергии налетающих частиц 1кэВ - 200МэВ для массовых чисел мишени 12-339 [25]. Для моделирования ядерных реакций в TALYS используются разные модели. Полное сечение фотопоглощения  $\sigma_{abs}$  определяется как сумма гигантского дипольного резонанса (ГДР)  $\sigma_{GDR}$  и квазидейтронного механизма  $\sigma_{QD}$  [65]:

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \sigma_{GDR}(E_\gamma) + \sigma_{QD}(E_\gamma) \quad (45)$$

На основе гипотезы Brink-Axel [66, 67] сечение фотопоглощения в области энергий ГДР описывается как сумма кривых Лоренцианов, соответствующих различным каналам возбуждения атомного ядра:

$$\sigma_{GDR}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_{E1} \frac{(E_\gamma \Gamma_{E1,i})^2}{(E_\gamma^2 - E_{E1,i})^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{E1,i}^2}, \quad (46)$$

где  $\sigma_i$  — величина сечения в максимуме резонанса,  $E_i$  — положение максимума резонанса,  $\Gamma_i$  — ширина максимума резонанса. Если форма атомного ядра представляет собой эллипсоид, ГДР расщепляется на  $i$  компоненты. Для этих параметров в программе TALYS используется экспериментальная база данных [68]. При их отсутствии параметры рассчитываются на основе теоретических моделей аппроксимации ГДР:

$$\sigma_{E1} = 1.2 \frac{120NZ}{A\pi\Gamma_{E1}} \text{мб}, E_{E1} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{МэВ}, \Gamma_{E1} = 0.026E_{E1}^{1.91} \text{МэВ} \quad (47)$$

Для расчета полного сечения фотоядерной реакции необходимо учитывать не только  $E1$  колебание, но и другие колебания, например,  $E2$ ,  $M1$ . В программе TALYS для  $E2$  колебаний параметры  $\sigma_{E2}$ ,  $E_2$ ,  $\Gamma_2$  аппроксимируются следующими формулами:

$$\sigma_{E2} = 0.00014 \frac{Z^2 E_{E2}}{A^{1/3} \Gamma_{E2}} \text{мб}, E_{E2} = 63A^{-1/3} \text{МэВ}, \Gamma_{E2} = 6.11 - 0.012A \text{МэВ} \quad (48)$$

Для электрических колебаний другой мультипольности эти параметры аппроксимируются следующими формулами:

$$\sigma_{El} = 8 \cdot 10^{-4} \sigma_{E(l-1)} \text{мб}, E_{El} = E_{E(l-1)} \text{МэВ}, \Gamma_{El} = \Gamma_{E(l-1)} \text{МэВ} \quad (49)$$

Для M1 колебания:

$$\sigma_{M1} = 0.04231 A^{0.47} \pi^2 \hbar^2 c^2 [(49 - E_{M1}^2)^2 + 784] \text{мб}, E_{M1} = 41 \cdot A^{1/3} \text{МэВ}, \Gamma_{M1} = 4 \text{МэВ} \quad (50)$$

Для мультипольностей других магнитных колебаний:

$$\sigma_{Ml} = 8 \cdot 10^{-4} \sigma_{M(l-1)}, E_{Ml} = E_{M(l-1)}, \Gamma_{Ml} = \Gamma_{M(l-1)} \quad (51)$$

Квазидейтронный механизм проявляется в области энергии, в которой фотон эффективно взаимодействует с коррелированной протон-нейтронной парой в ядре. Из соотношения (45) квазидейтронная компонента  $\sigma_{QD}$  определяется на основе аппроксимации [65]:

$$\sigma_{QD}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma), \quad (52)$$

где  $\sigma_d(E_\gamma)$  — эмпирическое сечение дейтронного фоторасщепления, которое описывается следующими соотношениями:

при  $E_\gamma \leq 2.224 \text{МэВ}$

$$\sigma_d = 0,$$

при  $E_\gamma > 2.224 \text{МэВ}$

$$\sigma_d(E_\gamma) = 61.2 \frac{(E_\gamma - 2.224)^{3/2}}{E_\gamma^3}, \quad (53)$$

$L$  — параметр Левинджера, который равняется 6.5.

$f(E_\gamma)$  — функция блокировки Паули. Она описывается полиномиальной аппроксимацией:

Для  $E_\gamma < 20 \text{МэВ}$

$$f(E_\gamma) = \exp(-73.3/E_\gamma), \quad (54)$$

Для  $20 < E_\gamma < 140 \text{МэВ}$

$$f(E_\gamma) = 8.3714 \cdot 10^{-2} - 9.8343 \cdot 10^{-3} E_\gamma + 4.1222 \cdot 10^{-4} E_\gamma^2 - 3.4762 \cdot 10^{-6} E_\gamma^3 + 9.3537 \cdot 10^{-9} E_\gamma^4, \quad (55)$$

Для  $E_\gamma > 140 \text{МэВ}$

$$f(E_\gamma) = \exp(-24.2348/E_\gamma). \quad (56)$$

В программе TALYS анализируются все происходящие в ядре реакции и переходы между состояниями. Поэтому возможно определение не только полных сечений фотоядерных реакций, но и сечений реакций с образованием конкретных состояний, в частности, изомерных состояний.

Недостатком программой программы TALYS является то, что в этой программе не учитывается изоспиновый эффект при распаде возбуждения состояний с различными значениями изоспина  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ , где  $T_0 = |N - Z|/2$  — изоспин основного состояния.

На рис. 52 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 этого 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  $(\gamma, 2n)^*$ . При  $A > 99$  сечения реакции  $(\gamma, 2n)^*$  больше, чем сечения реакции  $(\gamma, n)^*$ .

На рис. 53 показаны полные фотонейтронные и фотопротонные сечения, вычисленные для изотопов  $^{90-104}\text{Mo}$ . В согласии с данными об интегральных сечениях (см. рис. 54) в ядрах  $^{90}\text{Mo}$  и  $^{91}\text{Mo}$  доминирует фотопротонный канал реакции, в ядре  $^{92}\text{Mo}$  выходы фотопротонов и фотонейтронов примерно сравниваются, а затем, начиная с ядра  $^{93}\text{Mo}$ , основным каналом распада возбужденной ядерной системы является нейтронный, что обусловлено увеличением порога отделения протона по мере уменьшения нейтронного дефицита и действием кулоновского барьера.

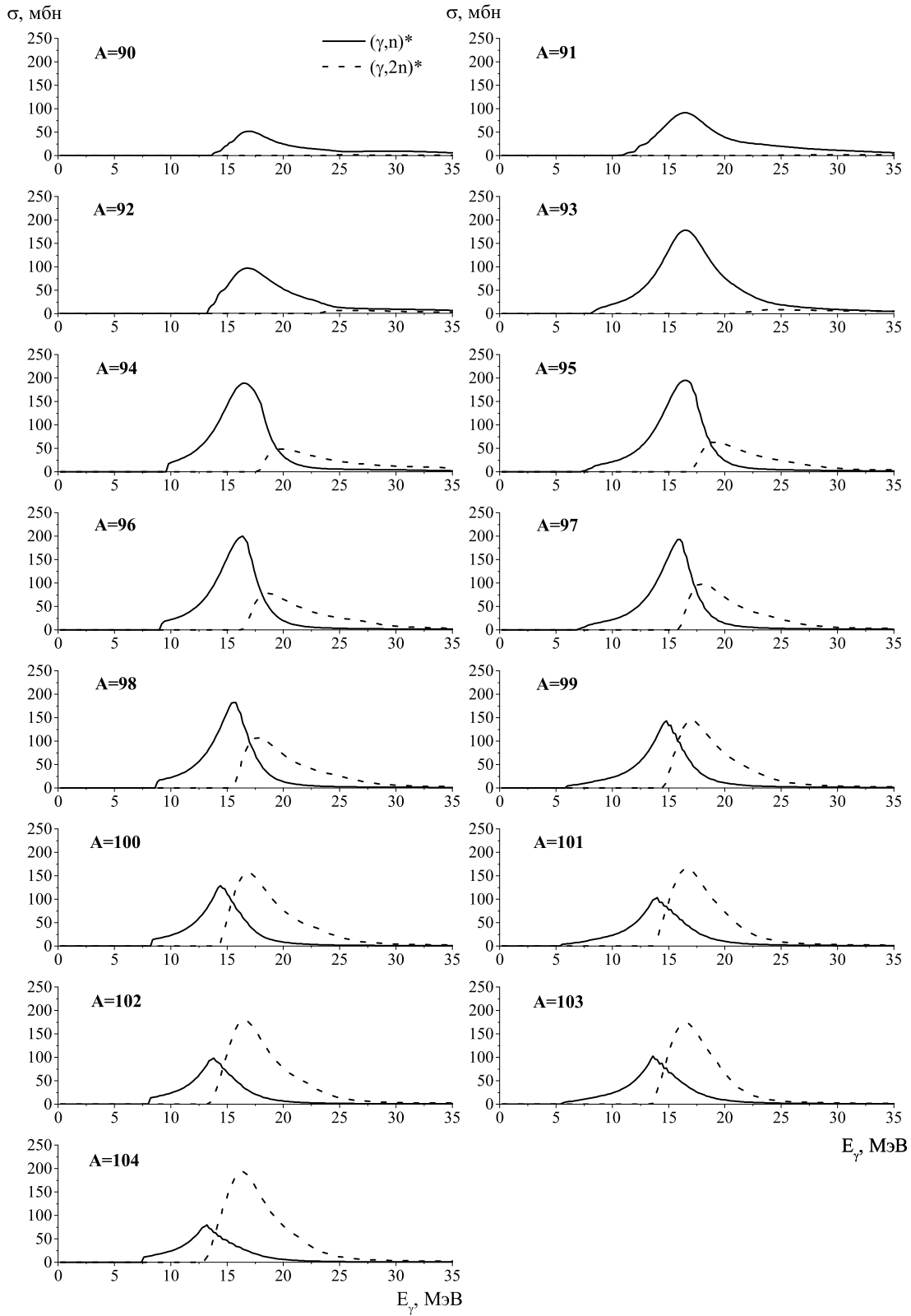


Рис. 52: Рассчитанные по программе TALYS сечения реакций  $(\gamma, n)^* = (\gamma, n) + (\gamma, n + p)$  и  $(\gamma, 2n)^* = (\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$

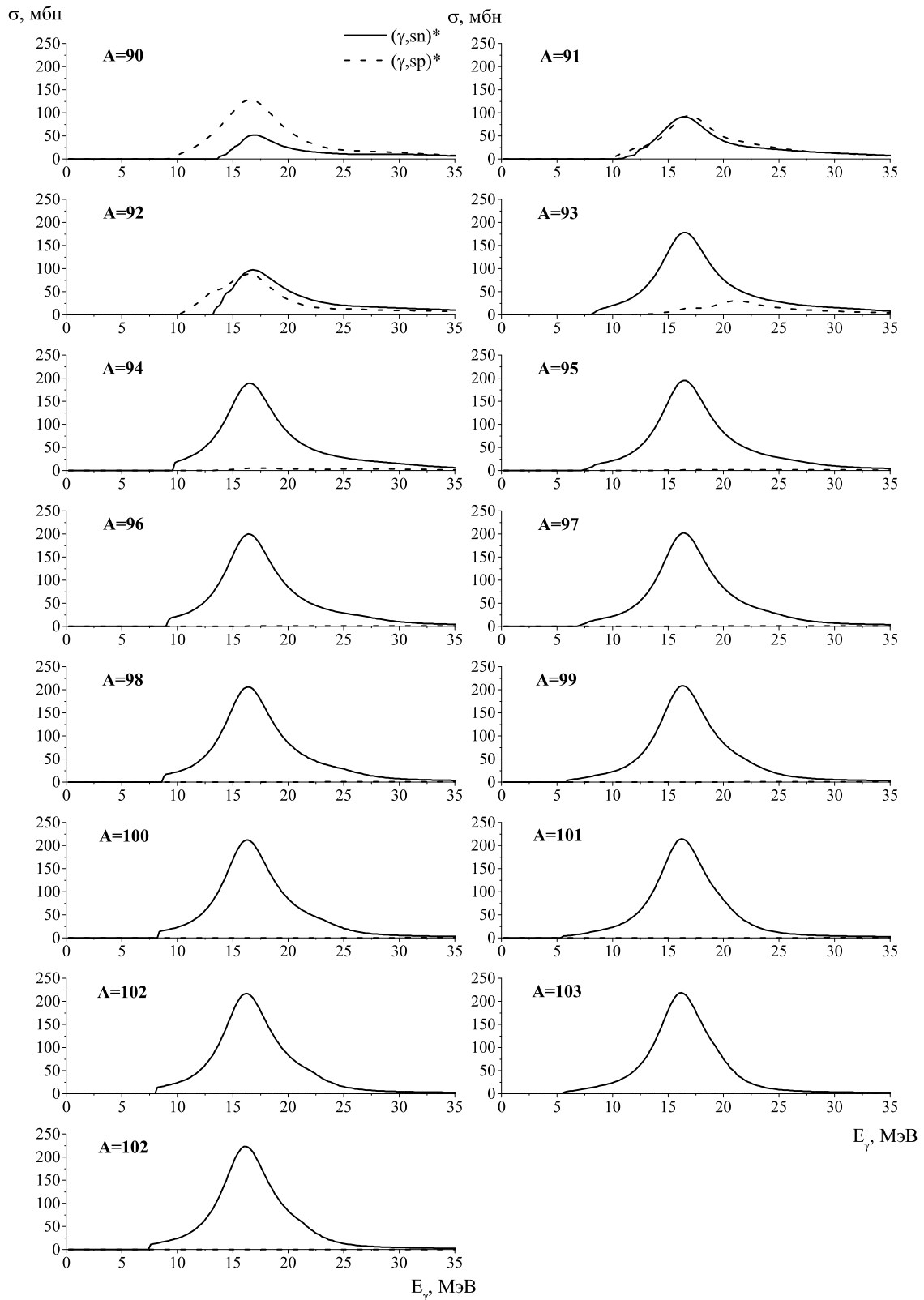


Рис. 53: Рассчитанные по программе TALYS сечения реакций  $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$  и  $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n + p)$ , суммарное сечение разных реакций с вылетом другого типа нуклона; для  $(\gamma, sn)^*$  включены фотонейтронные реакции с вылетом протона, для  $(\gamma, sp)^*$  включены фотопротонные реакции с вылетом нейтрона



На рис. 54 приведены вычисленные интегральные сечения реакций  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$ ,  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, p + n)$  и реакции резонансного рассеяния фотонов  $(\gamma, \gamma')$  для различных изотопов молибдена.

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 вылета фотона уменьшается энергия возбуждения ядерной системы, что уменьшает шансы на эмиссию того типа нуклонов, которые имеют больший порог отделения. Как показано в работе [28], этот эффект особенно сильно проявляется в протонно- и нейтроно-избыточных ядрах, на границах полосы  $\beta$ -стабильности.

Из рис. 54 также следует, что в легких изотопах молибдена, имеющих дефицит нейтронов, доминируют распады с испусканием протонов, а в тяжелых — распады с испусканием нейтронов. Граница между двумя этими областями проходит в районе ядер  $^{91-92}\text{Mo}$ , где оба распада идут примерно с одинаковой интенсивностью.

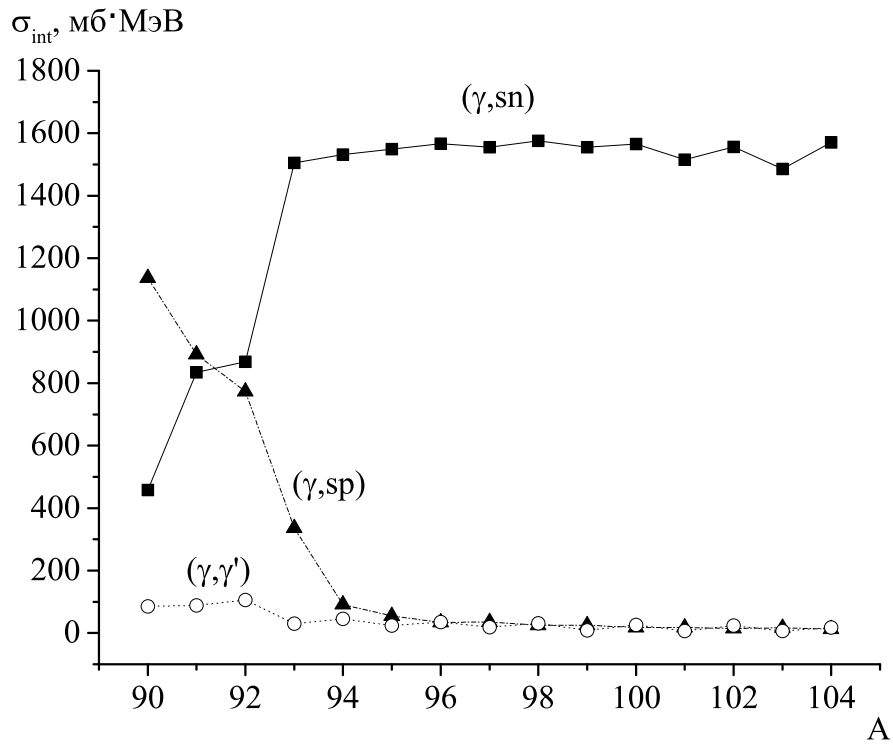


Рис. 54: Рассчитанная по программе TALYS зависимость от массового числа  $A$  интегральных сечений реакций на изотопах молибдена, которые идут с вылетом нейтронов + произвольное число протонов (квадратики), протонов + произвольное число нейтронов (треугольники) и фотонов (полые кружки). Интегрирование сечений проводило до энергии  $E_{\gamma max} = 68 \text{ МэВ}$

#### 4.2.2 Теоретический расчет сечений фотоядерных реакций в комбинированной модели

В соответствии с постулатом Бора [69], в комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) предполагается, 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 области массовых чисел от  $A \sim 40$  до  $A$ , 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 (см. рис. 55).

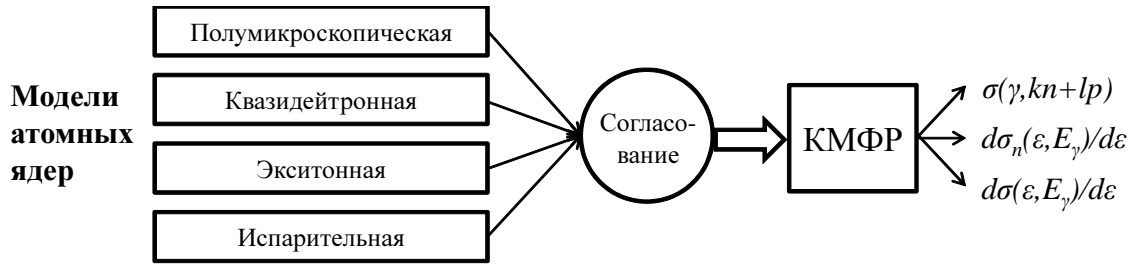


Рис. 55: Комбинированная модель фотоядерных реакций

С помощью ПМК [27, 70, 71] рассчитываются энергии и интегральные сечения изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР), изовекторного гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) и обертона ГДР, а также изоспиновое расщепление ГДР. В комбинированной модели достаточно задать всего два параметра: энергию возбуждения ГДР и параметр деформации ядра в основном состоянии. Эти параметры извлекаются из экспериментальных данных. В работе [72] 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 [73–75] 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 [76].

В КМФР [28] учитываются

- влияние изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР) на выход фотопротонов,
- влияние структуры на описание полупрямого фотоэффекта.

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.

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 ( $j$ ) момента 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.

На рис. 56 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 этого 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. 57 показаны полные фотонейтронные и фотопротонные сечения, вычисленные для изотопов  $^{90-104}\text{Mo}$ . В согласии с данными об интегральных сечениях (см. рис. 58) в ядрах  $^{90}\text{Mo}$  и  $^{91}\text{Mo}$  доминирует фотопротонный канал реакции, в ядре  $^{92}\text{Mo}$  выходы фотопротонов 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 в легких изотопах  $^{90-92}\text{Mo}$  вклад в сечение реакции  $(\gamma, sp)$  дают и  $T_<$  и  $T_>$  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.

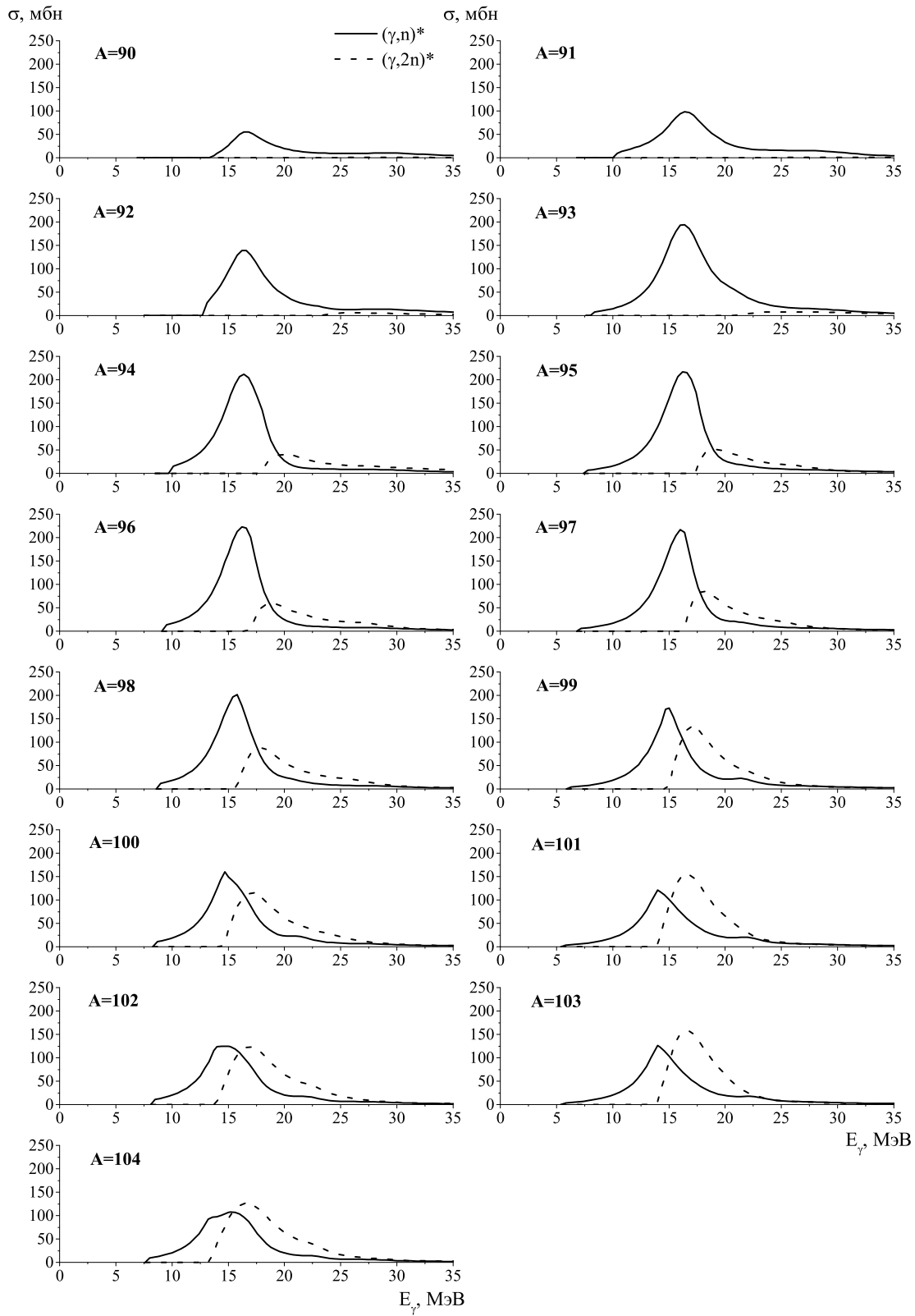


Рис. 56: Рассчитанные на основе КМФР сечения реакций  $(\gamma, n)^* = (\gamma, n) + (\gamma, n + p)$  и  $(\gamma, 2n)^* = (\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ .

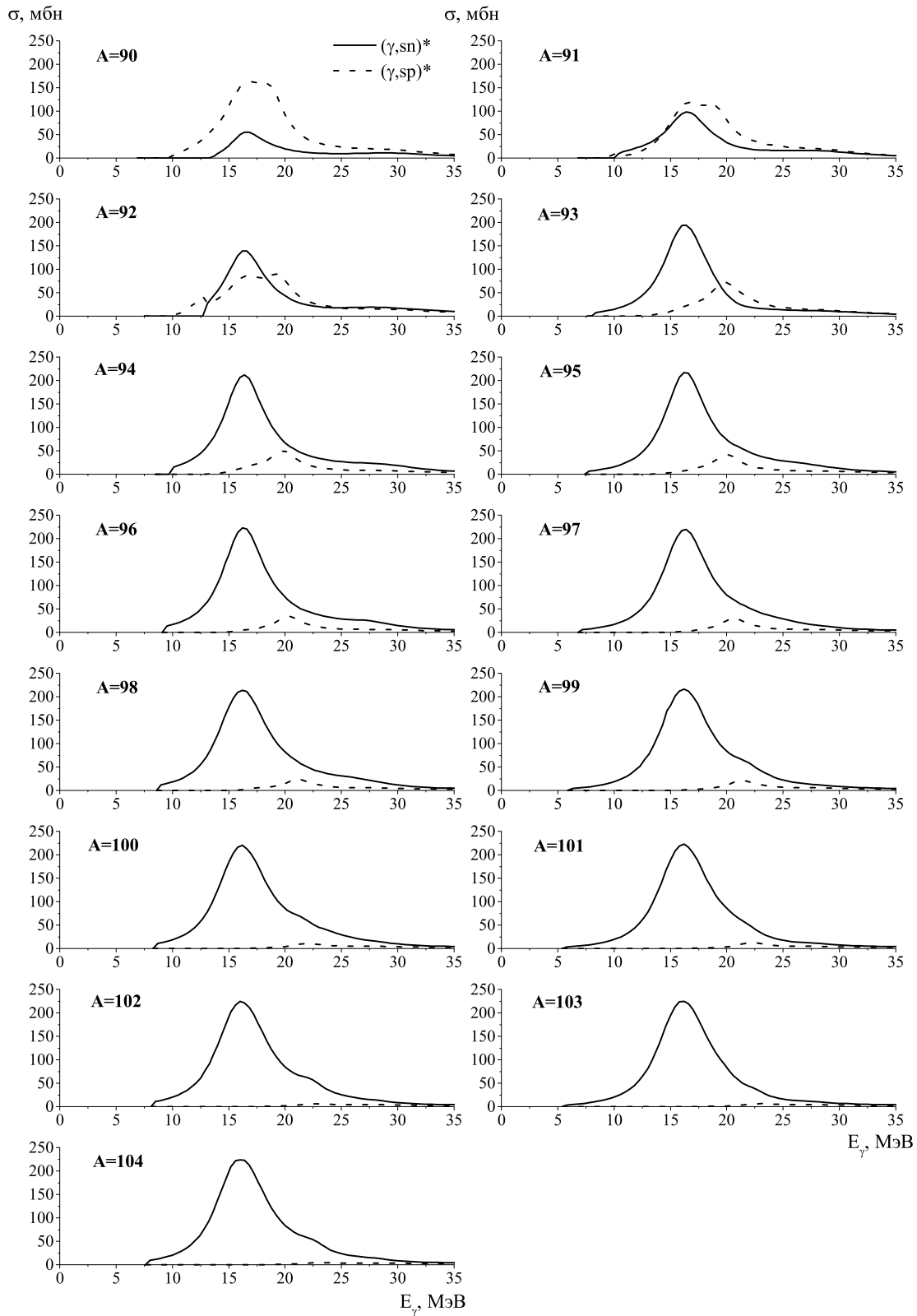


Рис. 57: Рассчитанные на основе КМФР сечения реакций  $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n+p)$  и  $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n+p)$ , суммарное сечение разных реакций с вылетом другого типа нуклона; для  $(\gamma, sn)^*$  включены фотонейтронные реакции с вылетом протона, для  $(\gamma, sp)^*$  включены фотопротонные реакции с вылетом нейтрона

На рис. 58 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.

Из рис. 58 также следует, что как результаты программы TALYS, 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.

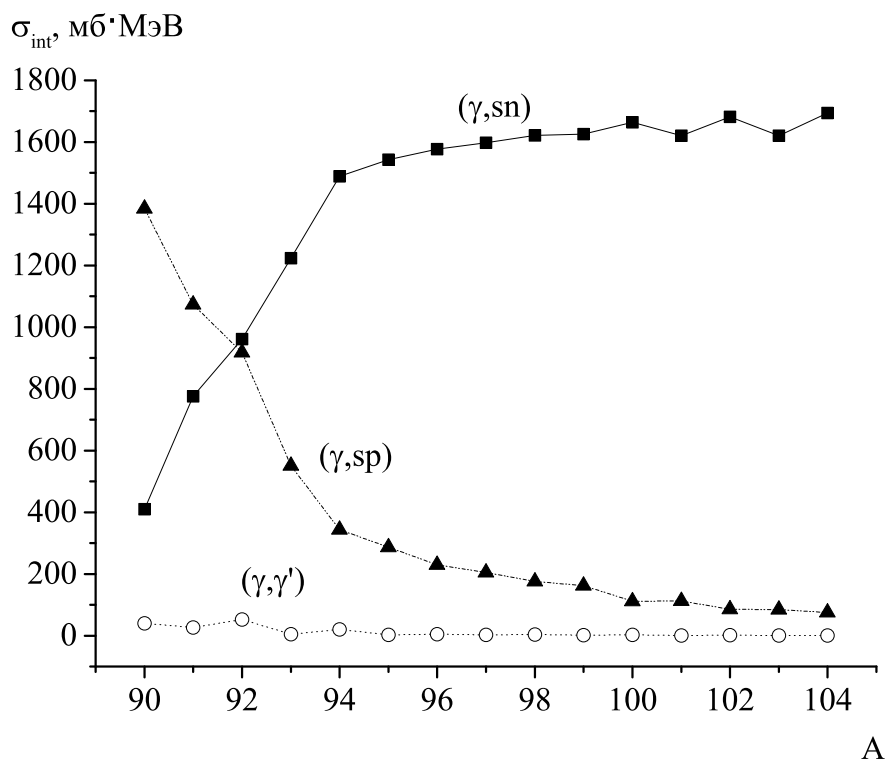


Рис. 58: Рассчитанная на основе КМФР зависимость от массового числа интегральных сечений реакций на изотопах молибдена, которые идут с вылетом нейтронов + произвольное число протонов (квадратики), протонов + произвольное число нейтронов (треугольники) и только фотонов (полые кружки). Интегрирование проводило до энергии  $E_{\gamma max} = 55$  МэВ

### 4.3 Обсуждение результатов

Параметры сечения реакций  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, np)$  и  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, np)$  на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$ , рассчитанные по программе TALYS и комбинированной модели сравниваются в таблицах 26 и 27, соответственно.

Таблица 26: Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

$E_m$  — положение максимального резонанса,

$\sigma_m$  — сечение в максимуме,  $\sigma_{int}$  — интеграл сечения

A	$E_m$ (МэВ)		$\sigma_m$ (мб)		$\sigma_{int}$ (МэВ·мб)	
	TALYS	КМФР	TALYS	КМФР	TALYS	КМФР
90	17	16.6	52.05	55.50	457.82	409.91
91	16.4	16.4	91.55	98.00	834.76	775.52
92	16.8	16.4	97.30	139.00	868.72	961.88
93	16.6	16.4	178.34	194.00	1505.43	1223.35
94	16.6	16.4	188.92	212.00	1532.12	1488.60
95	16.4	16.2	195.09	217.00	1548.71	1543.23
96	16.4	16.2	200.16	223.00	1566.49	1576.99
97	16.4	16.2	202.15	219.64	1555.74	1597.48
98	16.4	16.2	206.33	213.90	1575.71	1621.73
99	16.4	16.2	208.54	216.00	1555.20	1625.63
100	16.2	16.2	211.68	220.0	1565.44	1664.02
101	16.2	16.2	214.08	222.90	1515.15	1620.95
102	16.2	16.0	217.12	225.00	1555.94	1681.95
103	16.2	16.2	218.34	224.70	1485.60	1620.88
104	16.2	16.0	223.00	224.00	1571.00	1694.63



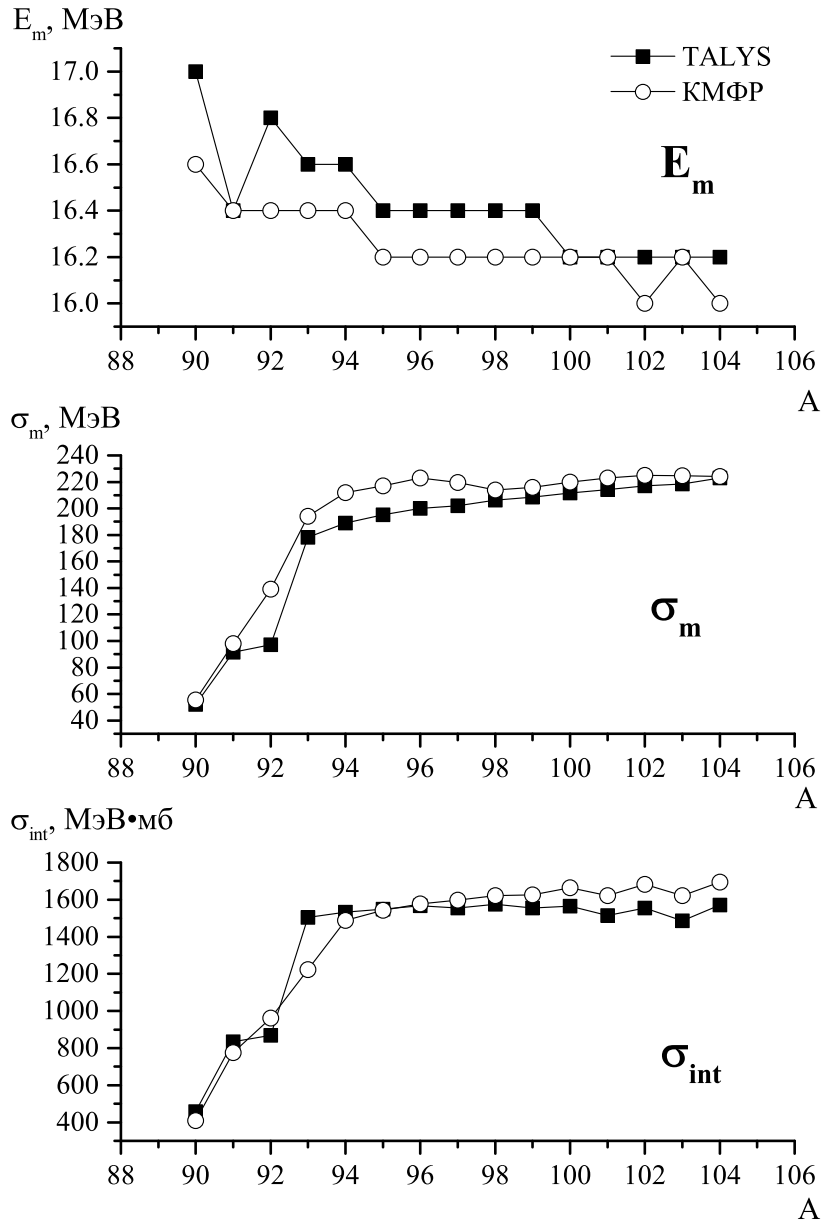


Рис. 59: Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

Из приведенных данных в таблице 26 и рис. 59 по фотонейтронной реакции  $(\gamma, sn)$  следует, что

- положение максимума сечения фотонейтронных реакций  $E_m$  смещается в сторону меньших энергий при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 17.0МэВ  $\rightarrow$  16.2МэВ, в КМФР 16.6МэВ  $\rightarrow$  16.0МэВ.
- Сечение в максимуме резонанса растет при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 52.05мб  $\rightarrow$  223.0мб, в КМФР 55.0мб  $\rightarrow$  224.0мб.

- Интегральное сечение резонанса растет при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS  $457.82 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 1571.0 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ , в КМФР  $409.91 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 1694.63 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ .
- В целом следует отметить хорошее согласие в описании фотонейтроного канала распада ГДР.

Таблица 27: Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

$E_m$  — положение максимального резонанса,

$\sigma_m$  — сечение в максимуме,  $\sigma_{int}$  — интеграл сечения

A	$E_m(\text{МэВ})$		$\sigma_m(\text{мб})$		$\sigma_{int}(\text{МэВ} \cdot \text{мб})$	
	TALYS	КМФР	TALYS	КМФР	TALYS	КМФР
90	16.6	16.8	128.02	163.17	1136.66	1384.72
91	16.8	16.8	93.99	119.04	892.20	1073.49
92	16.4	19	88.40	89.79	773.32	918.16
93	21.2	20	30.38	72.31	335.93	550.59
94	17	20	5.49	49.69	90.94	343.52
95	18.4	20.2	1.88	41.78	55.07	286.14
96	30	20.2	1.06	34.34	33.68	229.38
97	29.2	20.8	1.06	29.13	34.91	204.83
98	31.1	21	0.73	23.15	24.93	175.97
99	29.8	21.4	0.68	21.08	24.89	162.04
100	32.8	22	0.46	10.71	17.47	111.69
101	33.4	22.2	0.45	12.39	18.13	112.64
102	36.2	22.4	0.38	6.27	14.60	86.04
103	36	23	0.41	6.43	16.58	84.94
104	35.8	23.2	0.32	4.72	12.58	74.71

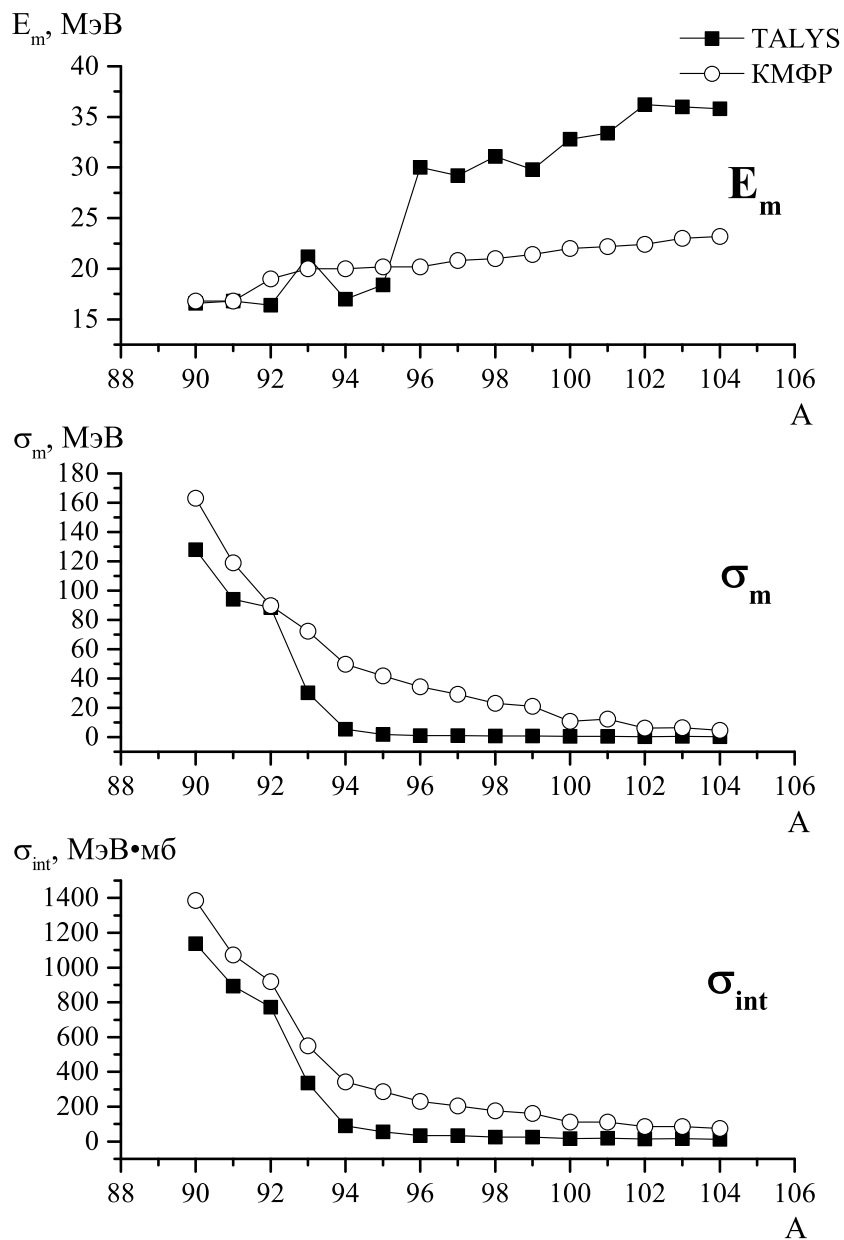


Рис. 60: Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

Из приведенных данных в таблице 27 и рис. 60 по фотопротонной реакции  $(\gamma, sp)$  следует, что

- положение максимума сечения фотопротонных реакций  $E_m$  смещается в сторону больших энергий при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 16.6 МэВ  $\rightarrow$  35.8 МэВ, в КМФР 16.8 МэВ  $\rightarrow$  23.2 МэВ.
- Сечение в максимуме резонанса уменьшается при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 128.02 мб  $\rightarrow$  0.32 мб, в КМФР 163.17 мб  $\rightarrow$  4.72 мб.

- Интегральное сечение фотопротонных реакций уменьшается при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS  $1136.66 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 12.58 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ , в КМФР  $1384.72 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 74.71 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ .
- Основное различие результатов расчетов фотопротонных реакций по программам TALYS и в комбинированной модели состоит в том, что величина интегрального сечения фотопротонных реакций в программе TALYS несколько раз меньше, чем в КМФР. Это обусловлено тем, что в КМФР учитываются правила отбора по изоспину, и имеет место запрет распада состояния  $T_{>}$  ядра  $(A, Z)$  по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра  $(A-1, Z)$  с изоспином  $T_0 - 1/2$ . Это приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов (рис. 64).

На основе теоретически рассчитанных сечений фотоядерных реакций на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$  были рассчитаны выходы фотоядерных реакций при трех измеренных нами верхних границах тормозного спектра  $E_{max} = 19.5 \text{ МэВ}$ ,  $E_{max} = 29.1 \text{ МэВ}$  и  $E_{max} = 67.7 \text{ МэВ}$ .

Выход фотоядерных реакций определяется формулой (57).

$$Y(E_{max}) = N \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) W(E_{max}, E) dE, \quad (57)$$

где  $N$  – нормировочная константа,  $W(E_{max}, E)$  – спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{max}$ ,  $\sigma(E)$  – сечение фотоядерной реакции при энергии  $E$ . Спектры тормозного  $\gamma$ -излучения были рассчитаны с помощью пакета программ GEANT4 [64]. Они приведены на рис. 61, где  $I$  – относительная интенсивность  $\gamma$ -кванта данной энергии  $E$ . Для каждой верхней границей тормозного тормозного  $\gamma$ -излучения интеграл интенсивности нормирован к величине 1.

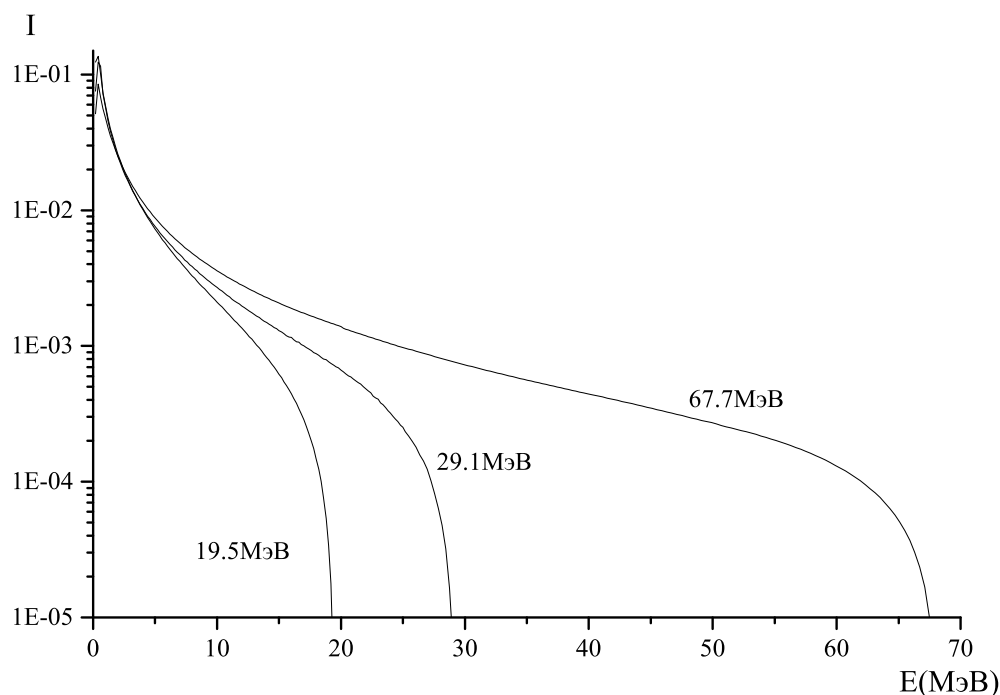


Рис. 61: Спектры тормозного  $\gamma$ -излучения программой GEANT4 для трех верхних границ 19.5МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ

Результаты расчетов на основе моделей TALYS и КМФР с использованием экспериментального спектра тормозного излучения представлены на рис. 62 и рис. 63, соответственно. На рисунках показаны выходы реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ , и  $(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p) + \dots$ . Как теоретические выходы, так и экспериментальные, нормированы на выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ , который принимался равным 100.

Суммарный выход фотонейтронной реакции на изотопах  $^{93-104}\text{Mo}$  увеличивается с ростом массового числа  $A$ . При этом по мере увеличения массового числа  $A$  сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  растет, что приводит к уменьшению канала распада ГДР с испусканием одного нейтрона.

В изотопах  $\text{Mo}$  в выходах фотонейтронной реакции проявляется эффект спаривания; выходы реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  нечетных изотопов больше, чем соседних четно-четных изотопов.

Что касается реакции  $(\gamma, p)$ , ее выход уменьшается с ростом массового числа, для изотопов  $^{93-103}\text{Mo}$  величина выхода меньше 15%.

Суммарный выход всех реакций  $(\gamma, \text{abs})$  заметно растет при увеличением массового числа. Из рис. 63 и 62 очевидно, что этот рост объясняется ростом выхода реакции  $(\gamma, 2n)$ .

Эти результаты объясняются изменением порогов реакций. Пороги реакции  $(\gamma, n)$  уменьшаются от 10.4 до 5.4 МэВ для нечетных изотопов и от 13.2 до 8.1 МэВ для четных изотопов с ростом  $A$ . В то же время пороги реакции  $(\gamma, 2n)$  с увеличением  $A$  уменьшаются довольно

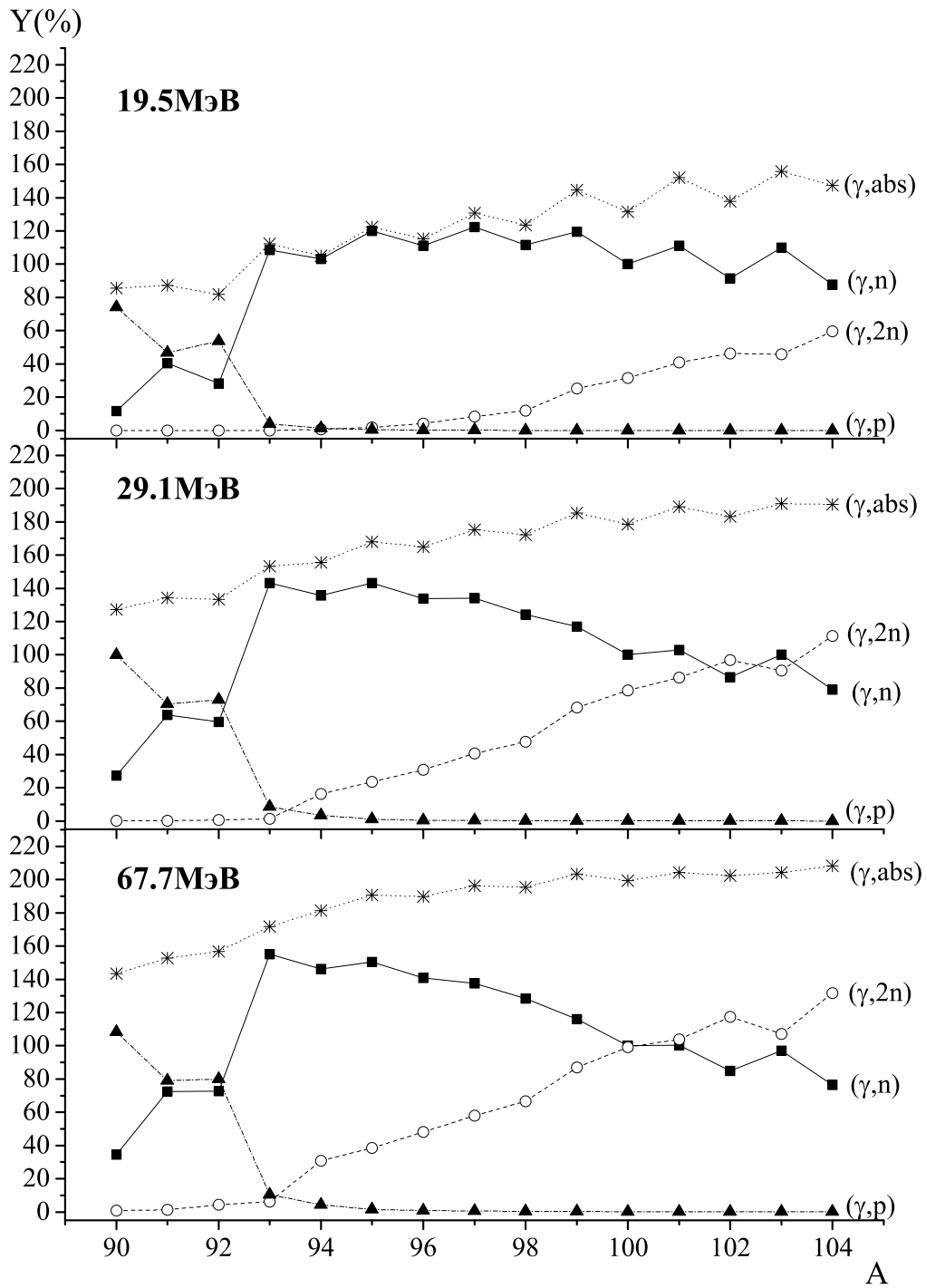


Рис. 62: Относительные выходы основных фотоядерных реакций и суммарные выходы всех реакций ( $\gamma$ , abs) на изотопах молибдена  $^{90-104}\text{Mo}$ , рассчитанные по программе TALYS [25, 26] с тормозными спектрами фотонов с верхней границей 19.5 МэВ, 29.1 МэВ и 67.7 МэВ. Выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$  принят равным 100

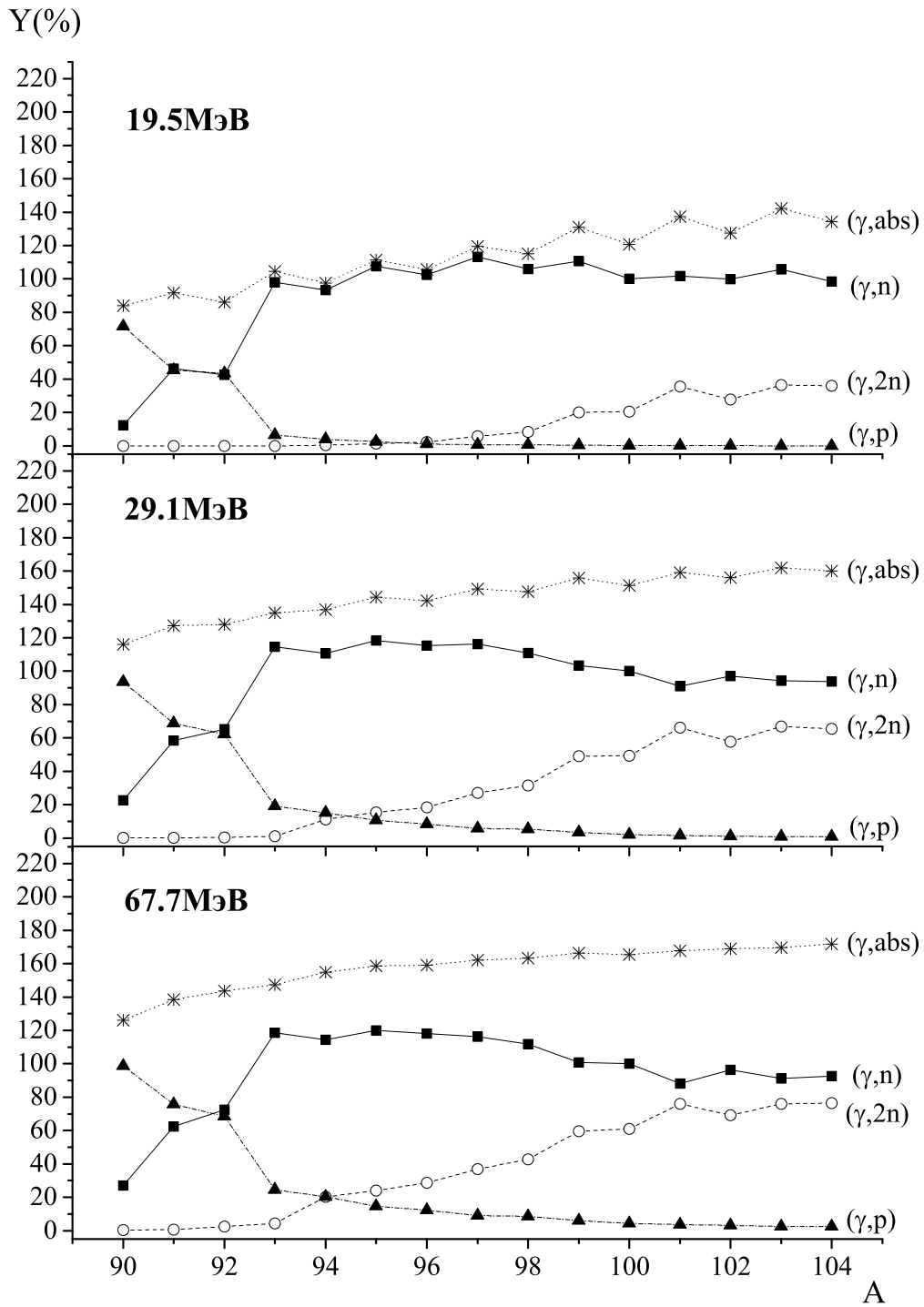


Рис. 63: Относительные выходы основных фотоядерных реакций и суммарные выходы всех реакций ( $\gamma$ , abs) для изотопов молибдена  $^{90-104}\text{Mo}$ , рассчитанные по КМФР [27] с тормозными спектрами фотонов с верхней границей 19.5МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ.. Выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$  принят равным 100

сильно – от 24.3 до 13.6 МэВ в этой области массового числа. Уменьшение порога фотонейтронных реакций приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, налетающих в результате данной реакции, росту проникаемости центробежного барьера и соответственно росту вероятности эмиссии нейтронов. По сравнению с реакцией  $(\gamma, n)$  более отчетливый рост выхода реакции  $(\gamma, 2n)$  обусловлен резким уменьшением порога этой реакции. Пороги фотопротонной реакции растут от 6.14 для  $^{89}\text{Mo}$  до 19.6 МэВ для  $^{103}\text{Mo}$ . Это приводит к уменьшению проникаемости потенциального барьера для протонов при переходе от легких изотопов молибдена к более тяжелым. Так выход фотопротонной реакции снижается до близких к нулю значений для  $^{103}\text{Mo}$ . (в среднем не более 10%).

В выходах фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  и в выходе суммарного фотоядерного сечения  $(\gamma, \text{abs})$  в тяжелых изотопах молибдена отчетливо проявляются эффекты четно-нечетного числа нейтронов, что связано с поведением доминирующей реакции  $(\gamma, n)$ . Спаривание нейтронов увеличивает энергию отделения нейтронов в изотопах с четным числом нейтронов на 1.5–3 МэВ по сравнению с изотопами с нечетным числом нейтронов. Это приводит к снижению выхода реакции  $(\gamma, n)$  у четных по нейтронам изотопов по сравнению с соседними нечетными по числу нейтронов изотопами. Аналогичным образом это проявляется и в выходе суммарной фотоядерной реакции  $(\gamma, \text{abs})$ . Увеличение выхода реакции  $(\gamma, n)$  у нечетных по нейтронам изотопов молибдена приводит к соответствующему уменьшению выхода реакции  $(\gamma, 2n)$  в этих изотопах.

При уменьшении массового числа до значения  $A = 92$  наблюдается резкое падение выхода реакции  $(\gamma, n)$ , доля которого в полном выходе согласно расчетам достигает 40–50%. Резкое падение выхода нейтронов при  $A = 92$  и меньших массовых числах сопровождается соответствующим отчетливым ростом выхода реакции  $(\gamma, p)$ , которая при достижении  $A = 89–90$  превышает выход реакции  $(\gamma, n)$ .

Главная причина резкого падения фотонейтронного выхода в легких изотопах молибдена начиная с  $^{92}\text{Mo}$  обусловлена оболочечной структурой легких изотопов молибдена. Система их одночастичных нейтронных уровней завершается уровнем  $1g_{9/2}$ , замыкающим внешнюю оболочку  $1f_{7/2}1g_{9/2}$ . У всех остальных более тяжелых изотопов молибдена с числом нуклонов 93–103 нейтроны начинают заполнять одночастичные уровни следующей оболочки  $1g_{7/2}2d_{3/2}1h_{11/2}$ , отделенной от оболочки  $1f_{7/2}1g_{9/2}$  энергетической щелью 3–4 МэВ. Это приводит к тому, что энергия отделения нейтрона в легких изотопах молибдена (для  $^{92}\text{Mo}$  она 12.67 МэВ) на 3–6 МэВ больше, чем у остальных стабильных изотопов молибдена. Таким образом, в изотопе  $^{92}\text{Mo}$  и более легких изотопах молибдена, в отличие от других изотопов молибдена, поверхность Ферми нейтронов располагается примерно на 3–6 МэВ ниже протонной поверхности Ферми. Поэтому средние энергии вылетающих нейтронов в  $^{92}\text{Mo}$  и более легких изотопах значительно ниже средних энергий протонов. При



этом нейтронные проникаемости и выходы нейтронов существенно уменьшаются. Соответственно относительный выход протонов в легких изотопах молибдена начиная с  $^{92}\text{Mo}$  возрастает.

Выходы фотоядерных реакций, полученные в нашем эксперименте, приведены в таблицах 28, 29 и 30. В таблицах указаны наблюдаемые реакции, образующиеся конечные ядра, их спины и четности, период полураспада и типы распада конечного ядра, пороги реакций, экспериментальный выход реакций и ошибка и теоретические расчеты выходов, с которыми сравниваются результаты экспериментов.  $J^P$  — спин и четность,  $T^{1/2}$  — период полураспада,  $E_{th}$  — порог реакции,  $Y_{ex}$ ,  $Y_{TALYS}$ ,  $Y_{\text{КМФР}}$  — экспериментальные выходы, полученные в программе TALYS и КМФР, соответственно. Индекс  $m$  в массовом числе изотопа означает образование этого изотопа в изомерном возбужденном состоянии,  $\varepsilon$  —  $\beta^+$ -распад или электронный захват, IT (isomeric transition) — переход изомерного состояния на низшее состояния через испускание  $\gamma$ -кванта или электрона внутренней конверсии. Экспериментальные и теоретические выходы нормированы к величине 100 для реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ .

Таблица 28: Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$T_{1/2}$ и его тип распада	$E_{th}$ (МэВ)	$Y_{ex}$ (ошибка)	$Y_{TALYS}$	$Y_{КМФР}$
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	66ч( $\beta^-$ )	8.29	100(4.5)	100	100
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98}\text{Nb}(7^+)$	2.86с( $\beta^-$ )	18.02		0.2	1.0
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98m}\text{Nb}(2^+)$	51.3м( $\beta^-$ )	18.02	0.43(0.02)	0.1	
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72.1м( $\beta^-$ )	9.80	5.4(0.2)	0.2	8.5
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97m}\text{Nb}(1/2^-)$	58.7с(IT)	9.80		0.2	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	23.3ч( $\beta^-$ )	9.23	9.1	0.7	8.9
$^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$			17.87	(0.4)	0.5	1.3
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35д(IT + $\beta^-$ )	9.30	4.4	0.6	15.0
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.2)	0.7	(12.1( $\gamma, p$ ))
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6д( $\beta^-$ )	9.30	4.7	0.3	+
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.3)	0.1	
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{93}\text{Mo}(5/2^+)$	4.00Е+3л( $\varepsilon$ )	9.68		145.6	138.0
$^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$			17.05		38.3	
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{93m}\text{Mo}(21/2^+)$	6.85ч(IT+ $\varepsilon$ )	9.68	0.054	0.7	+
$^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$			17.05	(0.003)	0.2	
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$	3.47Е+7л( $\varepsilon$ )	17.32		0.3	2.5
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	10.1д( $\varepsilon$ )	17.32	3.6(0.2)	1.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.4м( $\varepsilon$ )	12.67	<109.0(8.9)	24.9	72.1
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	64.6с(IT+ $\varepsilon$ )	12.67		47.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91}\text{Nb}(9/2^+)$	6.8Е+2л( $\varepsilon$ )	7.46		9.6	68.2
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	60.9д(IT+ $\varepsilon$ )	7.46	<63.2(3.1)	70.3	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.7ч( $\varepsilon$ )	22.78	5.8(0.4)	4.3	2.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90}\text{Nb}(8^-)$	14.6ч( $\varepsilon$ )	19.51	7.9(0.6)	2.2	4.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90m}\text{Nb}(4^-)$	18.8с(IT)	19.51		3.3	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	2.03ч( $\varepsilon$ )	29.59	1.4(0.1)	1.2	0.8
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89m}\text{Nb}(1/2^+)$	66.0м( $\varepsilon$ )	29.62	0.63(0.04)	0.4	

Таблица 29: Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 29.1 МэВ

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$T_{1/2}$ и его тип распада	$E_{th}$ (МэВ)	$Y_{ex}$ (ошибка)	$Y_{TALYS}$	$Y_{КМФР}$
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	66ч( $\beta^-$ )	8.29	100(4.6)	100	100
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72.1м( $\beta^-$ )	9.80	2.9(0.1)	0.06	5.1
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97m}\text{Nb}(1/2^-)$	58.7с(IT)	9.80		0.08	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	23.3ч( $\beta^-$ )	9.23	4.0	0.4	5.8
$^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$			17.87	(0.2)	0.02	0.3
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35д(IT + $\beta^-$ )	9.30	1.9	0.3	9.3
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.1)	0.08	(8.1( $\gamma, p$ ))
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6д( $\beta^-$ )	9.30	3.1	0.2	+
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.2)	0.02	
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$	3.47E+7л( $\epsilon$ )	17.32		0.01	0.6
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	10.1д( $\epsilon$ )	17.32	0.40(0.02)	0.3	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.4м( $\epsilon$ )	12.68	24.3(3.4)	20.0	64.8
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	64.6с(IT+ $\epsilon$ )	12.68	23.9(2.8)	39.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91}\text{Nb}(9/2^+)$	6.8E+2( $\epsilon$ )	12.67		8.1	62.0
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	60.9д(IT+ $\epsilon$ )	12.67	45.7(5.3)	64.9	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.7ч( $\epsilon$ )	22.78	0.54(0.04)	0.7	0.4
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90}\text{Nb}(8^-)$	14.6ч( $\epsilon$ )	19.51	0.86(0.06)	0.2	0.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90m}\text{Nb}(4^-)$	18.8с(IT)	19.51		0.3	

Таблица 30: Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 19.5 МэВ

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$T_{1/2}$ и его тип распада	$E_{th}$ (МэВ)	$Y_{ex}$ (ошибка)	$Y_{TALYS}$	$Y_{КМФР}$
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	66ч( $\beta^-$ )	8.29	100(5)	100	100
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72.1м( $\beta^-$ )	9.80	0.32(0.02)	0.003	0.56
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97m}\text{Nb}(1/2^-)$	58.7с(ИТ)	9.80		0.007	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	23.3ч( $\beta^-$ )	9.23	0.61	0.07	0.7
$^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$			17.87	(0.03)	0.0	0.0
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35д(ИТ + $\beta^-$ )	9.30	0.16	0.06	1.1
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.02)	0.0	(1.1( $\gamma, p$ ))
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6д( $\beta^-$ )	9.30	0.60	0.05	+
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.03)	0.0	0( $\gamma, np$ )
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$	3.47Е+7л( $\epsilon$ )	17.32		0.0	0.0
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	10.1д( $\epsilon$ )	17.32	0.023(0.001)	0.0	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.4м( $\epsilon$ )	12.68	24.2(2.0)	9.7	42.41
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	64.6с(ИТ+ $\epsilon$ )	12.67	3.1(0.3)	18.6	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91}\text{Nb}(9/2^+)$	6.8Е+2л( $\epsilon$ )	12.67		4.7	43.4
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	60.9д(ИТ+ $\epsilon$ )	7.46	36.0(1.8)	48.9	

Как видно из таблиц 28, 29, 30, в нашей работе обнаружены четырнадцать, одиннадцать, девять фотоядерных реакций для экспериментов с верхними границами 67.7МэВ, 29.1МэВ и 19.5МэВ соответственно. Полученные выходы в рамках КМФР хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Однако сравнение экспериментальных выходов с рассчитанными по программе TALYS показывает, что наблюдается заметное расхождение. Особенно в изотопах, массовое число которых больше 93 разница достигает нескольких раз, при верхней границе 67.7МеВ для реакции  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$  значения выхода эксперимента и TALYS различаются в 27 раз.

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  $T_< = T_0 = \frac{|N-Z|}{2}$  и  $T_> = T_0 + 1$ . (рис. 64)

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

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

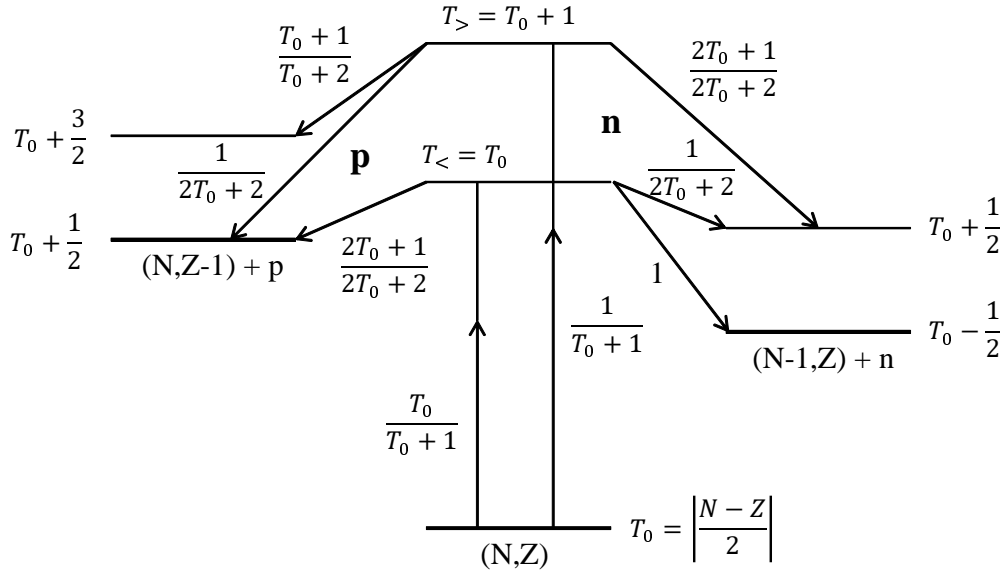


Рис. 64: Изоспиновая схема возбуждения и нуклонного распада  $T_>$  и  $T_<$  состояний гигантского дипольного резонанса ядра  $(N, Z)$ . Указаны вероятности возбуждения и распада, определяемые квадратами изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана [77]

описывается соотношением [78]:

$$\Delta E = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ} \quad (58)$$

Соотношение вероятности возбуждения состояний  $T_>$  и  $T_<$  определяется соотношением [79]:

$$\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5T_0 A^{-2/3}} \quad (59)$$

В таблице 31 приведены величины изоспинового расщепления ГДР и отношение вероятностей возбужденных состояний  $\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$ , рассчитанные на основе соотношений (58) и (59).

Таблица 31: Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах Мо

Изотоп	N	T <sub>0</sub>	E(T <sub>&gt;</sub> ) - E(T <sub>&lt;</sub> ), МэВ	$\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$
<sup>90</sup> Мо	48	3	2.67	0.24
<sup>91</sup> Мо	49	7/2	2.97	0.20
<sup>92</sup> Мо	50	4	3.26	0.16
<sup>93</sup> Мо	51	9/2	3.55	0.14
<sup>94</sup> Мо	52	5	3.83	0.12
<sup>95</sup> Мо	53	11/2	4.11	0.10
<sup>96</sup> Мо	54	6	4.38	0.09
<sup>97</sup> Мо	55	13/2	4.64	0.08
<sup>98</sup> Мо	56	7	4.90	0.07
<sup>98</sup> Мо	57	15/2	5.15	0.06
<sup>100</sup> Мо	58	8	5.40	0.05
<sup>101</sup> Мо	59	17/2	5.64	0.05
<sup>102</sup> Мо	60	9	5.88	0.04
<sup>103</sup> Мо	61	19/2	6.12	0.03
<sup>104</sup> Мо	62	10	6.35	0.03

В электромагнитных и сильных взаимодействиях соблюдаются правила отбора по изоспину, и имеет место запрет распада состояния  $T_>$  ядра (A,Z) по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра (A-1, Z) с изоспином  $T_0 - 1/2$ , что приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов. Из таблицы видно, что при уменьшении массового числа A от 104 до 90 величины изоспинового расщепления уменьшается на величину  $\approx 3.7$ МэВ, а соотношение  $\frac{S^2(T_>)}{S^2(T_<)}$  увеличивается в 8 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 росту сечений реакций с вылетом протонов в легких изотопах Мо. В главе 1 было показано, что в изотопах Мо A=90-100 атомные ядра имеют форму трехосного эллипсоида. В этом случае ГДР в таких ядрах расщепляется на три компоненты. В этом случае положение максимумов каждой из трех компонент ( $i = 1, 2, 3$ ) описывается соотношением :

$$E_i = \frac{E^m \cdot R}{R_i}, \quad (60)$$

где  $E^m$  — энергия максимума резонанса в сферическом ядре радиуса  $R$ , имеющего массовое число  $A$ .

$$R_i = R \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left( \gamma - \frac{2}{3} i \pi \right) \right). \quad (61)$$

В сферических ядрах ГДР описывается с помощью одного лоренциана.

Существуют различные базы данных [80], в которых систематизированы параметры этих лоренцианов. В случае триаксиального ядра систематика лоренцианов выполнена в работе [81].

В таблице 32 приведены экспериментальные данные для четно-четных изотопов  $^{92-100}\text{Mo}$  и результаты расчетов на основе систематики RIPL-2 [80] и систематики [81].

Таблица 32: Параметры ГДР изотопов Mo. В первых двух столбцов приведены экспериментальные данные работ [19, 20]. Энергии и ширины (МэВ) для трех лоренцианов и их относительные силы — в процентах от правила сумм TRK ( $60\text{NZ}/A$ ). Согласно [81], компоненты ГДР (столбцы 5-7) имеют равные силы которые, складываясь, дают правило сумм TRK. Для сравнения приведены величины рекомендуемые RIPL-2 [80]

Beil [19]	Ishkhanov [20]	Изотопы	RIPL-2 [80]			[81]		
			$E_m$	$\Gamma$	%	$E_m$	$\Gamma$	%
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

В первом столбце таблицы приводится соответствующий изотоп Mo, со втором и третьем столбцах таблицы приводятся данные по положению максимума резонанса по дан-

ным работ [19, 20], в четвертом и пятом столбцах приводятся результаты расчетов, положения максимума резонансов  $E_m$ , ширины резонансов  $\Gamma$  и % от дипольного правила сумм  $\sigma_{int} = 60 \frac{NZ}{A}$ .

В работе [81] для стандартного фитирования использовались параметры :  $R_0 = 1.16A^{1/3}\Phi_M$ ,  $J = 32.7\text{МэВ}$ ,  $Q = 29.2\text{МэВ}$ ,  $m^*c^2 = 874\text{МэВ}$ . Для описания ГДР берется сумма до трех лоренцианов, соответствующих разным радиусам  $R_i$  ( $i=1,2,3$ ) и соответствующих трем резонансным частотам дипольных колебаний :

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{1.02 \cdot 11.9 \cdot Z \cdot N}{3 \cdot \pi \cdot A} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_i}{(E_i^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_i^2} \quad (62)$$

Ширины лоренцианов  $\Gamma_i(E_i)$  учитывают разброс трех E1-уровней по многочастично-многодырочным состояниям. Ширины компонент ГДР-лоренцианов определяются [81]:

$$\Gamma_i(E_i) = 1.99 \left( \frac{E_i}{10} \right)^\delta \text{ МэВ}, \delta = 1.6 \quad (63)$$

Резонансные энергии и ширины изотопов Мо, извлеченных из параметров таблицы 4, приведены в таблице 32. Зависимость ширины от резонансной энергии  $E_i$  и показатель степени в (63) были получены [82] из гидродинамических рассмотрений [83], константа пропорциональности вытекает из систематики [81] по многим ядрам с  $A > 80$ .

На рис. 65 приведено сравнение описания ГДР на основе систематики RPL-2 [80] и на основе систематики [81], в которой ГДР описывается с помощью трех резонансов одинаковой амплитуды. Результаты расчета нормированы на экспериментальные данные [19].

Сравнение результатов расчетов [81] и [80] с экспериментальными данными [19] не позволяет отдать предпочтение описания одной из моделей.



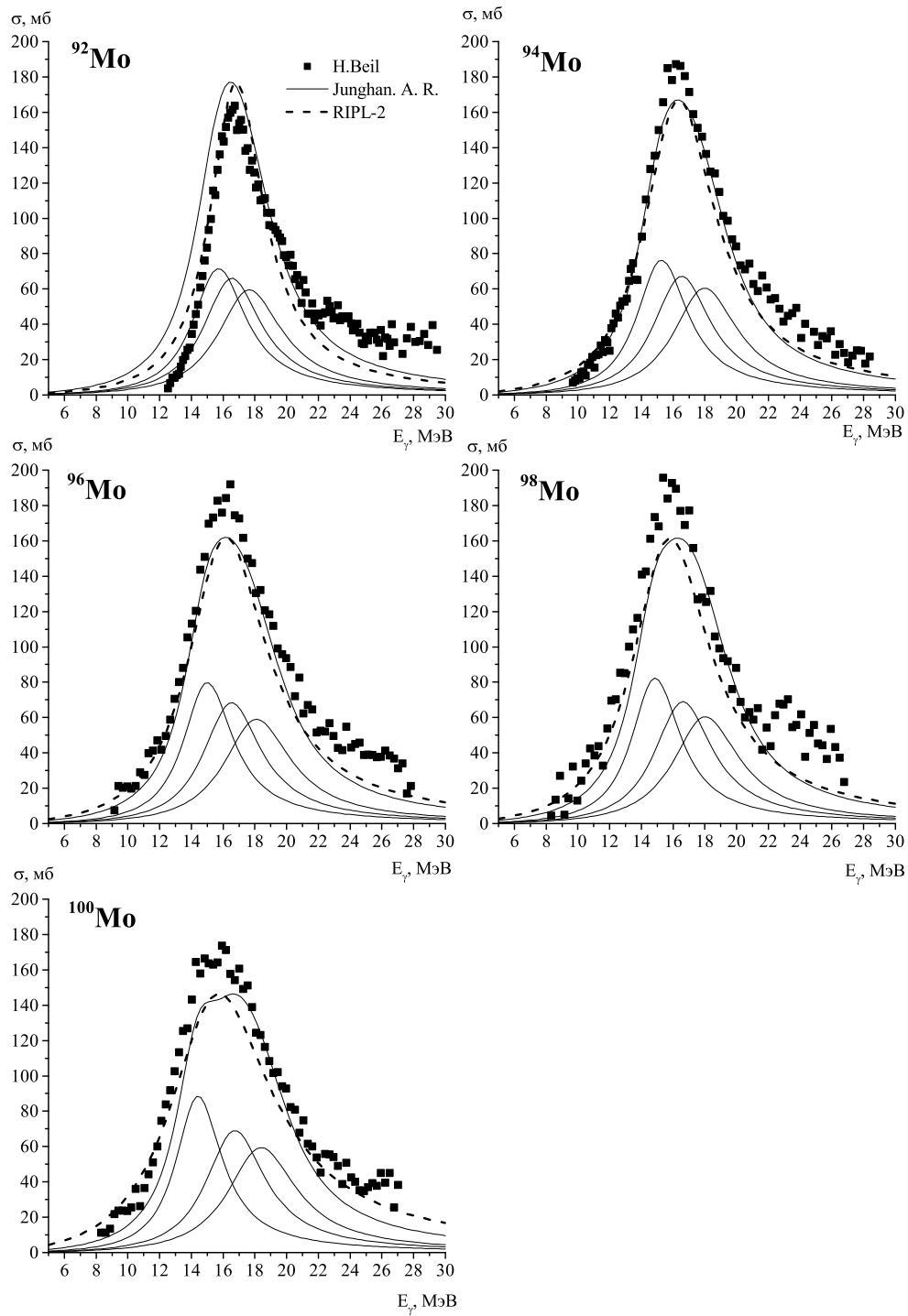


Рис. 65: Описания ГДР на основе систематики RIPL-2 [80] и на основе систематики [81] и результаты расчета нормированы на экспериментальные данные [19]

# Глава 5

## 5.1 Образование изотопов $^{92-100}\text{Mo}$ в природных условиях

Как известно, атомные ядра тяжелее железа ( $Z > 26$ ), образуются в природных условиях в результате захвата нейтронов в  $s$ - и  $r$ -процессах.  $s$ - и  $r$ -процессы происходят в результате присоединения нейтронов к зародышевым ядрам, в первую очередь ядром «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 происходит увеличение заряда ядра на единицу. Источниками нейтронов для  $s$ -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. Реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  эффективно происходит при температуре  $> 10^8 \text{K}$ . Условие протекания  $s$ -процесса наблюдаются во внешних оболочках красных гигантов. Время протекания  $s$ -процесса  $> 10^3$  лет.

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

### $r$ -процесс

Образование изотопов в  $r$ -процессе происходит в случае, когда  $\tau(\beta^-) \gg \tau(n, \gamma)$ . В этом случае 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 потоков нейтронов  $10^{17}n/cm^3$ . Характерное время протекания  $r$ -процесса - 0.1-100сек.

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.

Схема образования изотопов Mo в  $s$ - и  $r$ -процессах показана на рис. 66.

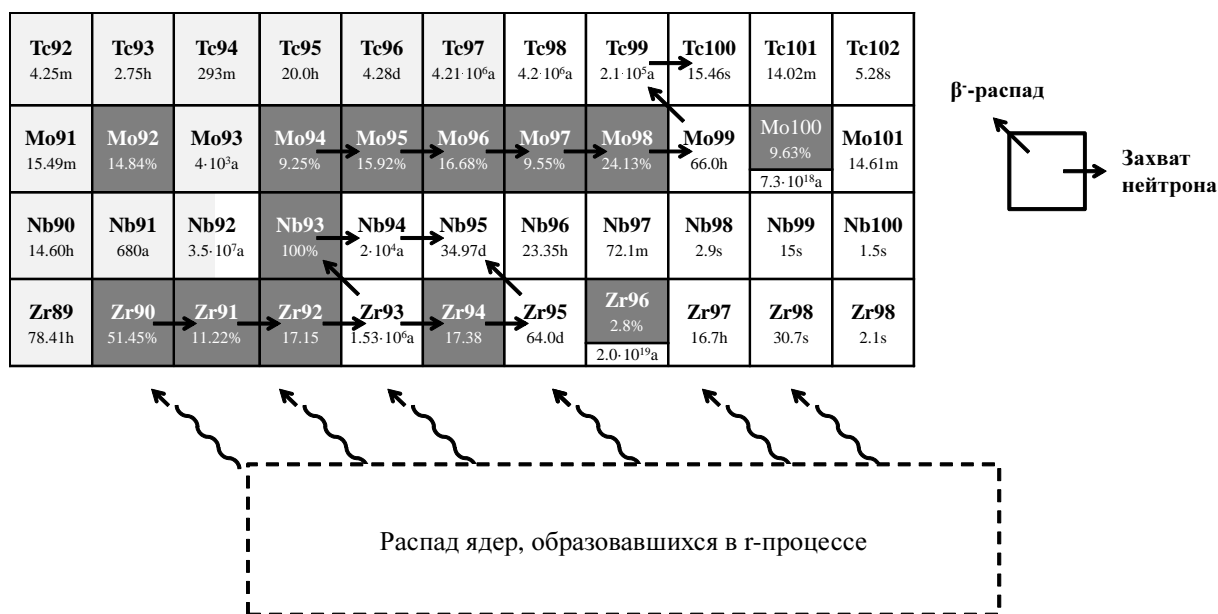


Рис. 66: Траектории  $s$ - и  $r$ -процессов

В таблице 33 приведены содержания изотопов Mo в естественной смеси химического элемента Mo, распространенность изотопов в солнечной системе. Распространенности нормированы  $10^6$  распространенности  $^{28}Si$ . Механизмы образования изотопов в звездном нуклеосинтезе.

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

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

Изотопы  $^{92,94}Mo$  относятся к числу так называемых  $p$ -нуклидов, т.к. он находится в стороне от траектории  $s$ - и  $r$ -процессов. Образование  $p$ -нуклидов происходит в результате фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и в реакции захвата протонов  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$ .

Таблица 33: Содержание изотопа в естественной смеси изотопов Mo. Распространенность нуклидов по отношению к изотопу  $^{28}\text{Si}$ . Механизм образования изотопа Mo.

Изотопы	Содержание изотопа в естественной смеси изотопа Mo в %	Распространенность изотопа	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

Изотоп  $^{94}\text{Mo}$  обычно не образуется в  $s$ - и  $r$ - процессах. От траектории  $s$ - и  $r$ - процессов он блокирован стабильным изотопом  $^{94}\text{Zr}$  и долгоживущим изотопом  $^{93}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} = 1.5 \cdot 10^5$  лет). Изотоп  $^{92}\text{Mo}$  блокирован от траектории  $s$ - и  $r$ - процессов долгоживущим изотопом  $^{92}\text{Nb}$  ( $T_{1/2} = 3.5 \cdot 10^7$  лет). На рис. 67 приводятся схемы образования  $p$ -нуклидов  $^{92,94}\text{Mo}$  в фотонейтронных реакциях.

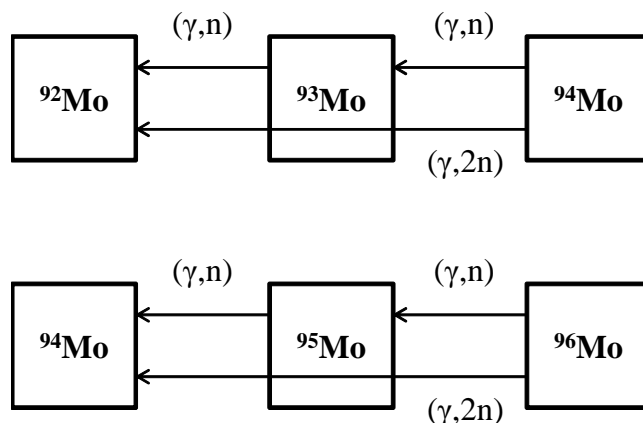


Рис. 67: Схема образования  $p$ -нуклидов  $^{92,94}\text{Mo}$  в фотонейтронных реакциях

На рис. 68 приведены сечения  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  реакций, соответствующих на изотопах  $^{93}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$  и  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Mo}$ ,  $^{97}\text{Mo}$ , рассчитанные на основе комбинированной модели. Из данных приведенных на рис. 68 следует, что основными реакциями образования изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  будут реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Сечение реакции  $(\gamma, 3n)$  на этих изотопах практически на порядок меньше суммы сечений реакций  $(\gamma, n) + (\gamma, 2n)$ .

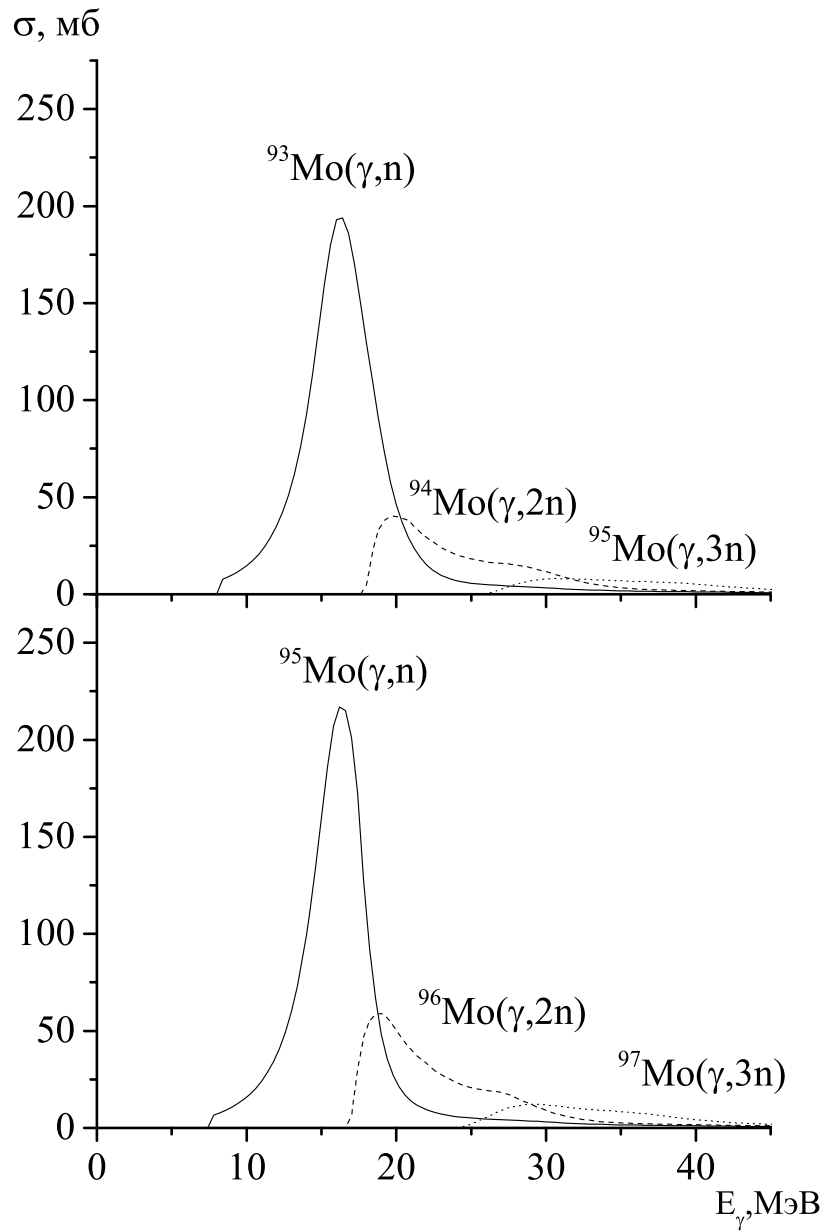


Рис. 68: Сечения  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  реакций, соответственных на изотопах  $^{93}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$  и  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Mo}$ ,  $^{97}\text{Mo}$ , рассчитанные на основе комбинированной модели

## 5.2 Образование и применение $^{99m}\text{Tc}$

$^{99m}\text{Tc}$  является наиболее используемым радиофармацевтическим препаратом в ядерной медицинской диагностике. К 2025 году недельная потребность в  $^{99m}\text{Tc}$  оценивается в  $2.8 \cdot 10^{15}$  Бк [84, 85]. Примерно 80% радионуклидной визуальной диагностики (сцинтиграфии) в мире выполняются с использованием медицинских препаратов на основе  $^{99m}\text{Tc}$ . Ежегодно в мире выполняется около 30 млн процедур, в которых используется радиофармацевтический препарат  $^{99m}\text{Tc}$ .

Например,  $^{99m}\text{Tc}$  используется при проведении однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). Для этой процедуры необходим радиофармацевтический препарат, испускающий в одном акте распада только один  $\gamma$ -квант небольшой энергии. Использование в качестве источника  $\gamma$ -квантов радиофармацевтического препарата на основе  $^{99m}\text{Tc}$  обладает следующими преимуществами:

- При  $\beta^-$ -распаде  $^{99}\text{Mo}$  82.2% распадов сразу идут на изомерное состояние  $^{99m}\text{Tc}$  (см. рис. 70), практически все остальные переходы идут через него.
- Основное состояние  $^{99}\text{Tc}$  имеет период полураспада  $T_{1/2} = 2.1 \cdot 10^5$  лет и распадается на стабильный изотоп  $^{99}\text{Ru}$ .
- Изомерное состояние  $^{99m}\text{Tc}$  имеет период полураспада  $T_{1/2} = 64.4$  сек и в 99% случаев распадается на основное состояние  $^{99}\text{Tc}$  с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 142.2$  кэВ.

Традиционно  $^{99}\text{Mo}$  получают на исследовательских и промышленных реакторах в результате реакции деления под действием нейтронов  $^{235}\text{U}(n, F)$ . По данным МАГАТЭ [86] 90%  $^{99}\text{Mo}$  нарабатывают на 5 реакторах. Для создания диагностических препаратов проводят разделение  $^{99}\text{Mo}$  и  $^{99}\text{Tc}$ . Три из этих реакторов либо уже не работают, либо планируется их остановка. Поэтому в последнее время появился большой интерес к исследованию альтернативных способов получения  $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ .

Сейчас активно ведутся исследования по получению  $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$  на циклотронах в результате реакций:  $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$ . Реакция  $^{100}\text{Zr}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$  сразу приводит к образованию технеция. Также исследуется возможность наработки  $^{99}\text{Mo}$  на нейтронах в результате реакций  $^{100}\text{Mo}(n, 2n)^{99}\text{Mo}$  или  $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ . На электронных ускорителях  $^{99}\text{Mo}$  можно получать в фотоядерных реакциях  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  или  $^{235,238}\text{U}(\gamma, F)^{99}\text{Mo}$  под действием тормозного  $\gamma$ -излучения.

Основным каналом образования  $^{99m}\text{Tc}$  является реакция  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  с последующим распадом  $^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99m}\text{Tc}$ . На рис. 69 показана схема образования  $^{99}\text{Tc}$  в фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ . Схема распада  $^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99m}\text{Tc}$  показана на рис. 70

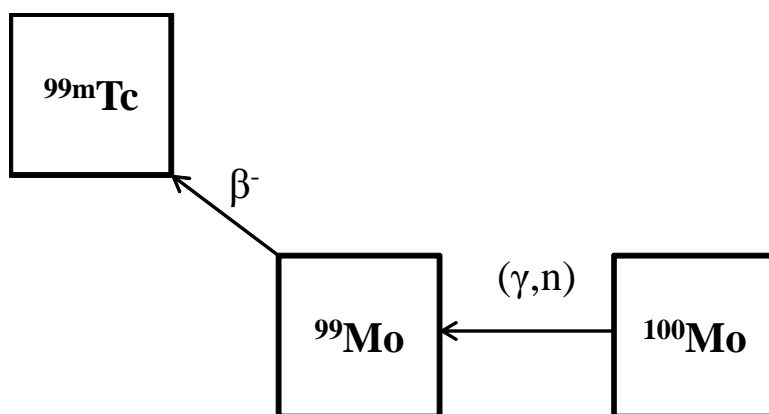


Рис. 69: Схема образования  $^{99m}\text{Tc}$  в фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$

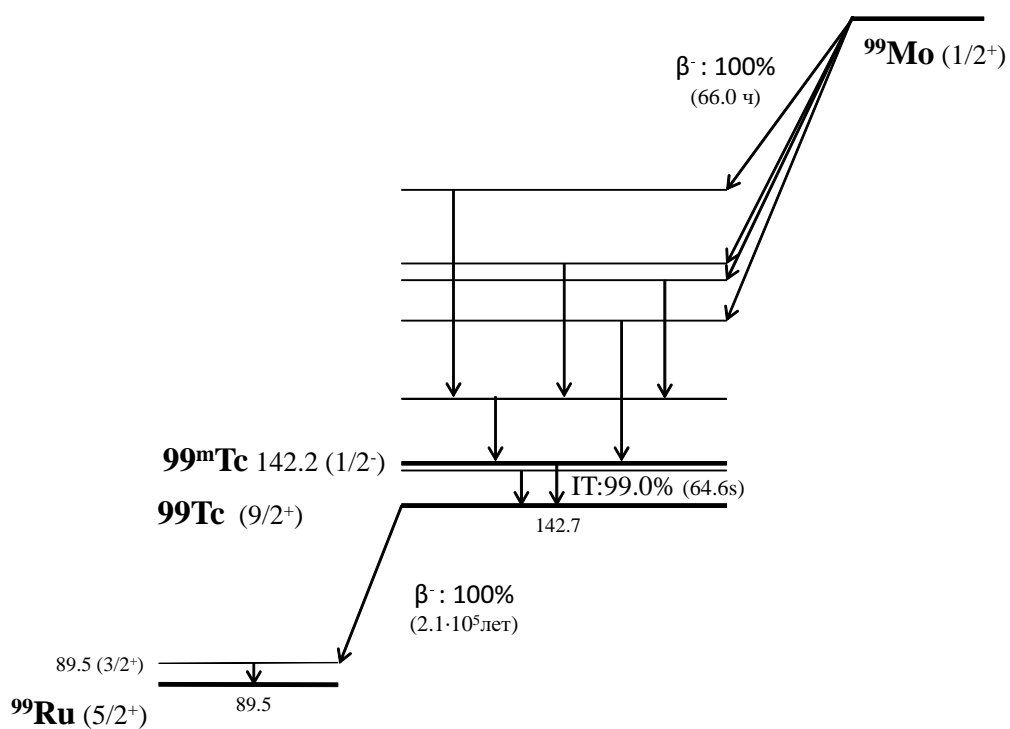


Рис. 70: Схема распада  $^{99}\text{Mo}$

Сечение реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ , измеренное в работах [19, 21] показано в рис. 71. Здесь же для сравнения показаны теоретические рассчитанные сечения реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$  по программе TALYS и на основе комбинированной модели.

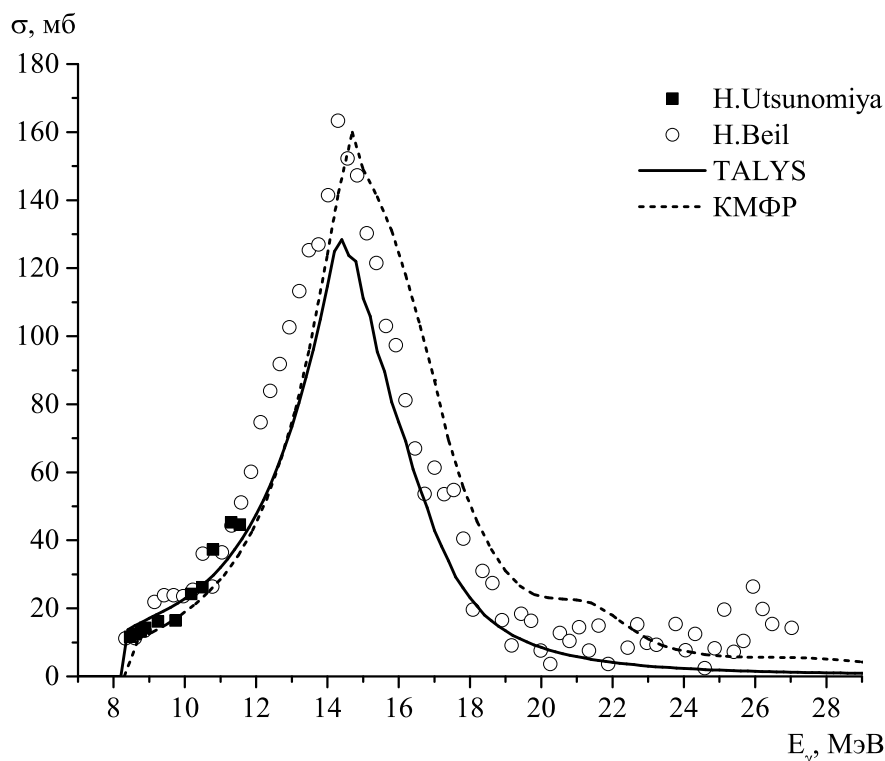


Рис. 71: Сечение реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ , полученное в работах [19, 21] в сравнении с результатами теоретических расчетов TALYS и КМФР

Преимущества получения  $^{99}\text{Mo}$  в результате фотоядерных реакций  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  на электронных ускорителях — это высокая интенсивность пучков электронов на современных установках.

В настоящей работе были измерены выходы реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  при трех значениях верхних границ тормозного спектра 19.5МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ. Полученные результаты приведены в таблице 25.

В отдельно выполненном эксперименте было измерено образование изотопа  $^{99m}\text{Tc}$  при тормозном спектре с максимальной энергии 55МэВ и токе 1мкА. В течение 1 часа наработки изотопа  $^{99m}\text{Tc}$  для мишени толщиной 0.3мм и площадью 650мм<sup>2</sup> составило 20килобеккерел.

В настоящее время в основном все работы направлены на изучение возможности наработки  $^{99m}\text{Tc}$  на конкретных установках в конкретных условиях облучения. Для получения результатов используются экспериментальные сечения фотоядерных реакций, результаты



модельных расчетов по программам GEANT4 и КМФР. Измеренные нами выходы фото-ядерных реакций позволяют существенно повысить точность результатов.

# Заключение

Основной целью данной работы являлось измерение выходов фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена и анализ характеристик фотоядерных реакций в зависимости от массового числа  $A$  изотопов молибдена. Для этого проведенные экспериментальные исследования были проанализированы на основе двух теоретических моделей — программы TALYS и комбинированной модели фотоядерных реакций.

Экспериментальные исследования были выполнены гамма-активационной методикой с тремя максимальными энергиями тормозного  $\gamma$ -спектра 67.7МэВ, 29.1МэВ и 19.5МэВ. Образец естественной смеси изотопов молибдена облучался тормозным излучением в течение 1 - 4.5 часов. Обнаружено  $\sim 100$  пиков в спектрах остаточной активности облученного образца молибдена. Источники пиков были идентифицированы на основе базы данных [52] и по периодам полураспада обнаруженных пиков. Анализируя идентифицированные пики, были определены выходы фотоядерных реакций. Впервые получены выходы 15 фотоядерных реакций при трех значениях верхних границ тормозного излучения  $E_{max}=19.5$ МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ.

Теоретические расчеты показывают, что для относительно тяжелых изотопов ( $A \geq 93$ ) доминирует реакция  $(\gamma, n)$ , в то время как для относительно легких изотопов ( $A \leq 92$ ) выход  $(\gamma, p)$  превышает выход реакции  $(\gamma, n)$ . Выход суммарной реакции  $(\gamma, \text{abs})$  увеличивается с ростом массового числа из-за резкого роста выхода  $(\gamma, 2n)$ . При увеличении числа нейтрона в изотопах молибдена уменьшается энергия отделения нейтронов, что приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, вылетающих в результате данной реакции, росту проницаемости центробежного барьера и соответственно росту вероятности эмиссии нейтронов. Резкий рост выхода реакции  $(\gamma, n)$  в изотопе  $^{92}\text{Mo}$  обусловлен оболочечной структурой легких изотопов молибдена. В изотопе  $^{92}\text{Mo}$  уровень  $1g_{9/2}$  заполнен, с изотопа  $^{93}\text{Mo}$  нейтроны начинают заполнять одночастичные уровни следующей оболочки  $1g_{7/2}2d_{3/2}1h_{11/2}$ , отделенной от оболочки  $1f_{7/2}1g_{9/2}$  энергетической щелью 3–4 МэВ.

Теоретические исследования были выполнены нуклонных каналов фоторасщепления стабильных и нестабильных изотопов молибдена в рамках TALYS и КМФР. Сравнение результатов рассчитанных выходов показало, что КМФР лучше описывает экспериментальные результаты. Для относительно тяжелых изотопов ( $A > 94$ ) выходы фотопротонный

реакции, рассчитанные по программе TALYS, в несколько раз меньше, чем рассчитанные в эксперименте и в рамках КМФР. В КМФР учитываются правила отбора по изоспину, поэтому выход фотопротонной реакции увеличивается.

Проанализировали условия образования изотопов Мо в природных условиях. Показано, что легкие изотопы  $^{92,94}\text{Mo}$  могут образоваться в результате фотоядерных реакций на более тяжелых изотопах.

Показано, что изотоп  $^{99m}\text{Tc}$ , широко используемый в ядерной медицине, может получаться из ускоренных электронов в реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99m}\text{Tc}$ .

# Литература

- [1] Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Часть 1. Конспект лекций. — Издательство Московского университета Россия, Москва, МГУ, 1976.
- [2] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Книжный дом университета, 2008.
- [3] Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. — НИИЯФ МГУ, 2010.
- [4] Капитонов И. М. Ядерная резонансная флуоресценция. — 2015.
- [5] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. — Издательство ЛКИ, 2007.
- [6] Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. — Атомиздат, 1973.
- [7] Bothe W., Gentner W. Atomumwandlungen durch  $\gamma$ -strahlen // Z.Physik. — 1937. — Vol. 106. — P. 236.
- [8] Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1988. — Vol. 38, no. 2. — P. 199.
- [9] Мигдал А. Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер // ЖЭТФ. — 1945. — Т. 15. — С. 81.
- [10] Baldwin G. C., Klaiber G. S. Photo-fission in heavy elements // Phys. Rev. — 1947. — Jan. — Vol. 71. — P. 3–10. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.3>.
- [11] of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC) I. N. Experimental nuclear reaction data. — URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
- [12] Center for photonuclear experiments data. — 2003. — URL: <http://cdfc.sinp.msu.ru>.

- [13] Berman B. L., Fultz S. C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // *Rev. Mod. Phys.* — 1975. — Jul. — Vol. 47. — P. 713–761. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.47.713>.
- [14] W. K. Über die gesamtstärke der von einem zustande ausgehenden absorptionslinien // *Z. Phys.* — 1925. — Bd. 33. — S. 408.
- [15] Reiche F., Thomas W. Über die zahl der dispersionelektronen die einem stationären zustand zugeordnet sind // *Z. Phys.* — 1925. — Bd. 34. — S. 510.
- [16] Investigation of quadrupole deformation of nucleus and its surface dynamic vibrations / I. N. Boboshin, B. S. Ishkhanov, S. U. Komarov et al. // *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007* / Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge et al. — EDP Sciences, 2008.
- [17] Stone N. J. Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* — 2005. — May. — Vol. 90. — P. 75–176.
- [18] Raman S., Nestor Jr. C. W., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited 2+ state of even-even nuclides // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* — 2001. — May. — Vol. 78. — P. 1–128.
- [19] A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even mo isotopes / H. Beil, R. Bergere, P. Carlos et al. // *Nuclear Physics A.* — 1974. — Vol. 227, no. 3. — P. 427 – 449. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947474907696>.
- [20] Intermediate structure of cross sections of photoneutron reactions on isotopes of mo / B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, E. V. Lazutin et al. // *Soviet Journal of Nuclear Physics.* — 1970. — Vol. 11, no. 3. — P. 394.
- [21] Photoneutron cross sections for mo isotopes: A step toward a unified understanding of  $(\gamma, n)$  and  $(n, \gamma)$  reactions / H. Utsunomiya, S. Goriely, T. Kondo et al. // *Phys. Rev. C.* — 2013. — Jul. — Vol. 88. — P. 015805. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.015805>.
- [22] Ермаков А. Н. Создание импульсного разрезного микротрона на энергию электронов 70 МэВ : Дисс... кандидата наук / А. Н Ермаков ; Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова. — 2004.
- [23] 55 mev special purpose race-track microtron commissioning. / A. I. Karev, A. N Lebedev, V. G. Raevsky, et al // *RuPAC-2010.* — 2010. — P. 316.

- [24] Photoneutron cross sections for mo isotopes: A step toward a unified understanding of  $(\gamma, n)$  and  $(n, \gamma)$  reactions / И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов // Вопросы атом. науки и техники. Сер. Ядер. константы. — 1999. — Т. 2. — С. 99. — URL: <http://cdfе.sinp.msu.ru/>.
- [25] Research N., Group C. Talys. — URL: <http://www.talys.eu/>.
- [26] Koning A., S. H., Duijvestijn M. Talys-1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 / Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Vauge et al. — EDP Sciences, 2008. — P. 211–214.
- [27] Ишханов Б., Орлин В. Н. Комбинированная модель фотонуклонных реакций // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 1. — С. 21–41.
- [28] Ишханов Б., Орлин В. Модифицированная версия комбинированной модели фото-ядерных реакций // Ядерная физика. — 2015. — Т. 78, № 7-8. — С. 601–617.
- [29] The supply of medical radioisotopes: Review of potential molybdenum-99/technetium-99m production technoliges : Rep. / OECD NEA : 2010.
- [30] Iaea nuclear energy series no.nf-t-5.4: Non-heu production technologies for molybdenum-99 and techetium-99m : Rep. / IAEA : 2013.
- [31] Preparation of  $^{99}\text{mo}$  and  $^{99\text{m}}\text{tc}$  by  $^{100}\text{mo}(\text{g},\text{n})$  photonuclear reaction on an electron accelerator, mt-25 microtron / A. V. Sabel'nikov, O. D. Maslov, L. G. Molokanova et al. // Radiochemistry. — 2006. — Vol. 48, no. 2. — P. 191–194.
- [32] Photo-production of  $^{99}\text{mo}/^{99\text{m}}\text{tc}$  with electron linear accelerator beam / R. Avagyan, A. Avetisyan, I. Kerobyan, R. Dallakyan // Nuclear Medicine and Biology. — 2014. — Vol. 41. — P. 705–709.
- [33] Measured bremsstrahlung photonuclear production of  $^{99}\text{mo}(^{99\text{m}}\text{tc})$  with 34mev to 1.7gev electrons / A.D. Roberts, C.G.R. Geddes, N. Matlis et al. // Applied Radiation and Isotopes. — 2015. — Vol. 96. — P. 122–128.
- [34] NEA O. Spent nuclear fuel assay data for isotopic validation. — 2011.
- [35] Фоторасщепление изотопов молибдена / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, А. А. Кузнецов и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2014. — № 1. — С. 35–43.
- [36] Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, А. А. Кузнецов и др. // Ядерная физика. — 2014. — Т. 77, № 11. — С. 1427–1435.

- [37] Ядерная спектроскопия изотопов молибдена / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Кузнецов А. А. и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2016. — Т. 27. — С. 3–34.
- [38] Ишханов Б. С., Кузнецов А. А., Хан Д. Е. Фоторасщепление изотопов молибдена // Труды XIV Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». 26-27 ноября 2013 г. Под редакцией проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — типография МГУ Москва, 2013. — С. 53–58.
- [39] Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, В.Н. Орлин, Д. Е. Хан // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», 25-26 ноября 2014 г. Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — Университетская книга Москва, 2014. — С. 75–81.
- [40] Ишханов Б. С., Кузнецов А. А., Хан Д. Е. Спектроскопия изотопов молибдена // Труды XVI Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (Москва, Россия, 24-25 ноября 2015). — Университетская книга Москва, 2015. — С. 13–18.
- [41] The international workshop on prospects of particle physics: Neutrino physics and astrophysics. — URL: <http://www.inr.ac.ru/~school/>.
- [42] The korean physical society. — URL: <http://www.kps.or.kr>.
- [43] The ame2012 atomic mass evaluation / M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra et al. // Chinese Physics C. — 2012. — Vol. 36, no. 12. — P. 1603. — URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/36/i=12/a=003>.
- [44] The nubase2012 evaluation of nuclear properties / G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang et al. // Chinese Physics C. — 2012. — Vol. 36, no. 12. — P. 1157. — URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/36/i=12/a=001>.
- [45] Weizsacker C. F. V. Zur theorie der kernmassen // Zeitschrift fur Physik. — 1935. — Vol. 96, no. 7-8. — P. 431–458. — URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01337700>.
- [46] Nayak R., Satpathy L. Mass predictions of atomic nuclei in the infinite nuclear matter model // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 2012. — Vol. 98, no. 4. — P. 616 – 719. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X12000137>.

- [47] Mayer M. G., Jensen J. H. D. Elementary Theory of Nuclear Shell. — John Wiley and Sons, 1955.
- [48] Woods R. D., Saxon D. S. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering // Phys. Rev. — 1954. — Jul. — Vol. 95. — P. 577–578.
- [49] Andrejtscheff W., Petkov P. Asymmetry versus symmetric quadrupole deformation in even-even nuclei with  $94 \leq A \leq 192$  // Phys. Rev. C. — 1993. — Nov. — Vol. 48. — P. 2531–2533. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.48.2531>.
- [50] Nilsson S. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd. — 1955. — Vol. 29. — P. 1–69.
- [51] Study of neutron-rich mo isotopes by the projected shell model approach // Pramana. — 2014. — Vol. 83. — P. 341.
- [52] Brookhaven. National nuclear data center. — URL: <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [53] Heisenberg I., Greiner V. Nuclear Models. Collective and Single-Particle Phenomena. — ATOMIZDAT, 1975.
- [54] Measurement of  $(\gamma, n)$  cross sections of se isotopes using laser-compton scattering  $\gamma$ -rays / H Kitatani, G Goko, H Harada et al. // Journal of Korean Physical Society. — 2011. — Aug. — Vol. 59. — P. 1836–1839.
- [55] Тихонов А. Н., Я. А. В. Методы решения некорректных задач. — Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 2-е издание, 1979.
- [56] К определению сечений фотоядерных реакций / А. Н. Тихонов, В. Г. Шевченко, В. Я. Галкин и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 1970. — Т. 11, № 2. — С. 208–214.
- [57] Miller J., Schuhl C., Tzara C. Mesure des sections efficaces  $(\gamma, n)$  de cu, ce, la, ta, au, pb et bi en valeur absolute // Nuclear Physics. — 1962. — Vol. 32. — P. 236 – 245.
- [58] Photoneutron cross sections for  $^{51}\text{V}$  and  $^{59}\text{Co}$  / S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell et al. // Phys. Rev. — 1962. — Dec. — Vol. 128. — P. 2345–2351. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.128.2345>.
- [59] Photonuclear reaction data and  $\gamma$ -ray sources for astrophysics / H. Utsunomiya, S. Goko, H. Toyokawa et al. // Eur. Phys. J. A. — 2006. — Vol. 27. — P. 153–158. — URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-08-023-8>.



- [60] Photoneutron cross sections for ag107, mo92 and zr90 / N. Mutsuro, Y. Ohnuki, K. Sato, M. Kimura // J. of the Phys. Soc. of Japan. — 1959. — Vol. 14. — P. 1549.
- [61]  $(\gamma, p)$  cross sections and isospin splitting of the giant dipole resonance in  $n = 50$  nuclei / K. Shoda, H. Miyase, M. Sugawara et al. // Nuclear Physics A. — 1975. — Vol. 239, no. 3. — P. 397 – 411. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947475903747>.
- [62] Studying photonuclear reactions using the activation technique / S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 745. — P. 133 – 137. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214001089>.
- [63] Проблемы фундаментальной ядерной физики. разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. тезисы докладов. / С. С. Бельшев, А. А. Кузнецов, А. С. Курилик, К. А. Стопани // 58 Международное Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра Ядро-2008. — 2008. — С. 282.
- [64] Geant4 a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
- [65] Handbook on photonuclear data for applications: Cross sections and spectra / M. B. Chadwick, P. Obložinsky, P. E. Hodgson, G. Reffo // Phys. Rev. C. — 1991. — Vol. 44. — P. 814.
- [66] Brink D. M. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect // Nuclear Physics. — 1957. — Vol. 4. — P. 215 – 220.
- [67] Axel P. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-mev photon interactions // Phys. Rev. — 1962. — Apr. — Vol. 126. — P. 671–683.
- [68] {RIPL} – reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations / R. Capote, M. Herman, P. Obložinský et al. // Nuclear Data Sheets. — 2009. — Vol. 110. — P. 3107 – 3214.
- [69] Bohr N. Neutron capture and nuclear constitution // Nature. — 1936. — Vol. 137, no. 3461. — P. 344–348.

- [70] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. Полумикроскопическое описание дипольного гигантского резонанса // ЭЧАЯ. — 2007. — Т. 38, № 2. — С. 360–408.
- [71] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. Изовекторный гигантский  $e_2$ -резонанс и обертон изовекторного гигантского  $e_1$ -резонанса в фотонуклонных реакциях // Ядерная физика. — 2013. — Т. 76, № 1. — С. 32–45.
- [72] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. Влияние размытости ядерной поверхности на энергию и ширину гигантского дипольного резонанса // Ядерная физика. — 2003. — Т. 66, № 4. — С. 688–693.
- [73] Levinger J. S. The high energy nuclear photoeffect // Phys. Rev. — 1951. — Vol. 84. — P. 43.
- [74] Levinger J. S. Modified quasi-deuteron model // Phys. Lett. B. — 1979. — Vol. 82, no. 2. — P. 181–182.
- [75] Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption / M. B Chadwick, P Obloinský, P. E Hodgson, G Reffo // Physical Review C. — 1991. — Vol. 44, no. 2. — P. 814.
- [76] Weisskopf V. F., Ewing D. H. On the yield of nuclear reactions with heavy elements // Phys. Rev. — 1940. — Mar. — Vol. 57. — P. 472–485. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.57.472>.
- [77] Clebsch R. F. A., Gordan P. A. Theorie der Abelschen Funktionen. — Leipzig, 1866.
- [78] Akyüz R. O., Fallieros S. Energy displacement of dipole isodoublets // Phys. Rev. Lett. — 1971. — Oct. — Vol. 27. — P. 1016–1018. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.27.1016>.
- [79] Fallieros S., Goulard B. Isovector excitations in nuclei // Nuclear Physics A. — 1970. — Vol. 147, no. 3. — P. 593 – 600. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470906020>.
- [80] Rip1-2. iaea-tecdoc-1506 : Rep. / IAEA ; Executor: T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote et al. : 2006. — URL: <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- [81] Photon data shed new light upon the {GDR} spreading width in heavy nuclei / A. R. Jungmans, G. Rusev, R. Schwengner et al. // Physics Letters B. — 2008. — Vol. 670, no. 3. — P. 200 – 204. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269308013038>.

- [82] Dover C. B., Lemmer R., Hahne F. Damping of nuclear dipole states // *Annals of Physics*. — 1972. — Vol. 70, no. 2. — P. 458 – 506. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491672902758>.
- [83] Alhassid A., Bush B. Time-dependent fluctuations and the giant dipole resonance in hot nuclei: Solvable models // *Nuclear Physics A*. — 1991. — Vol. 531, no. 1. — P. 1 – 26. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749190565N>.
- [84] Report of the expert review panel on medical isotope production : Rep. / Minister of Natural Resources Canada ; Executor: The Honourable Lisa Raitt : 2009. — URL: [http://publications.gc.ca/collections/collection\\_2010/nrcan/M134-11-2009-eng.pdf](http://publications.gc.ca/collections/collection_2010/nrcan/M134-11-2009-eng.pdf).
- [85] The supply of medical radioisotopes: Interim report of the oecd/nea high-level group on security of supply of medical radioisotopes : Rep. / OECD NEA : 2010. — URL: <https://www.oecd-nea.org/med-radio/reports/HLG-MR-Interim-report.pdf>.
- [86] Production and supply of molybdenum-99, annex to the iaea nuclear technology review. — 2010. — URL: [https://www.iaea.org/About/Policy/GC/GC54/GC54InfDocuments/English/gc54inf-3-att7\\_en.pdf](https://www.iaea.org/About/Policy/GC/GC54/GC54InfDocuments/English/gc54inf-3-att7_en.pdf).