

# ОБЗОРЫ

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### Фоторасщепление изотопов палладия

С. С. Бельшев,<sup>1</sup> Б. С. Ишханов,<sup>1,2</sup> А. А. Кузнецов,<sup>1,2,а</sup>  
В. Н. Орлин,<sup>2</sup> А. А. Просняков,<sup>1</sup> Н. Ю. Фурсова,<sup>1</sup> В. В. Ханкин<sup>2</sup>

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
<sup>1</sup> физический факультет, кафедра общей ядерной физики.*

*Россия, 119991, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2;*

*<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына.  
Россия, 119234, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 05.05.2020, после доработки 24.08.2020, принята к публикации 01.09.2020.

Выполнены экспериментальные исследования и теоретические расчеты фотоядерных реакций на природной смеси изотопов палладия. На пучке тормозного  $\gamma$ -излучения с максимальной энергией 55 МэВ измерены выходы фотоядерных реакций на природной смеси изотопов Pd. Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по комбинированной модели фотоядерных реакций.

*Ключевые слова:* фотоядерные реакции, гамма-активационный анализ.

*УДК:* 539.172.3. *PACS:* 25.20.-x.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования фотоядерных реакций являются важным источником информации о свойствах и строении атомных ядер. При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов наблюдается широкий максимум, расположенный в области энергий возбуждения ядра 8–40 МэВ — гигантский дипольный резонанс (ГДР) [1].

Так как в природе отсутствуют моноэнергетические источники  $\gamma$ -квантов таких энергий, первые эксперименты по фоторасщеплению атомных ядер были выполнены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения ускоренных электронов.

Однако в этих экспериментах непосредственно измеряется выход фотоядерной реакции  $Y(E^m)$ , который связан с сечением реакции  $\sigma(E)$  соотношением

$$Y(E^m) = \int_{E_{\text{пор}}}^{E^m} \sigma(E) W(E, E^m) dE, \quad (1)$$

где  $E_{\text{пор}}$  — порог реакции,  $W(E, E^m)$  — тормозной спектр  $\gamma$ -квантов, образующийся при падении пучка ускоренных электронов с энергией  $E^m$  на тормозную мишень.

При измерении выхода реакции  $Y(E^m)$  при нескольких значениях  $E^m$  в результате решения системы соотношений (1) извлекается сечение реакции  $\sigma(E)$ .

Спектры тормозного  $\gamma$ -излучения с близкими верхними границами  $W(E, E^m)$ ,  $W(E, E^m + \delta E^m)$  и разностный спектр фотонов показаны на рис. 1.

Было установлено, что особенностью взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядром в области энергий 8–40 МэВ является преимущественное поглощение электрических дипольных  $E1$   $\gamma$ -квантов. Установлена зависимость таких характеристик ГДР, как положение максимума резонанса  $E_m$ , интегрально-го сечения поглощения дипольных  $\gamma$ -квантов  $\sigma_{\text{инт}}$ ,

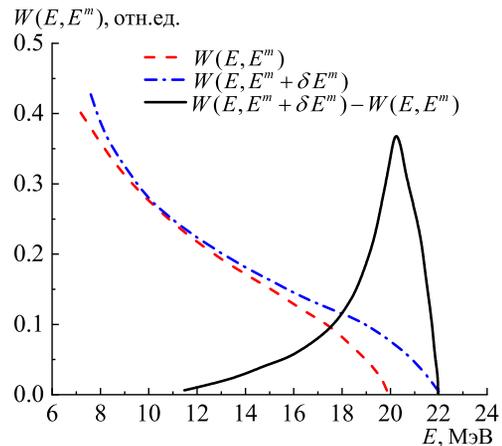


Рис. 1. Спектры тормозного излучения с близкими верхними границами  $W(E, E^m)$ ,  $W(E, E^m + \delta E^m)$  и разностный фотонный спектр  $W(E, E^m + \delta E^m) - W(E, E^m)$ .  $E^m = 20$  МэВ,  $E^m + \delta E^m = 22$  МэВ

от глобальных характеристик ядра: числа нейтронов  $N$  и числа протонов  $Z$  в ядре, массового числа  $A = N + Z$ :

$$E_m \approx (70-80) \cdot A^{-\frac{1}{3}} \text{ МэВ}, \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{инт}} \approx 60 \frac{N \cdot Z}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб}. \quad (3)$$

В коллективных моделях ядра ГДР описывается как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитного поля налетающих на атомное ядро фотонов [2–6]. В оболочечных моделях ядра ГДР интерпретируется как когерентное возбуждение одночастичных переходов нуклонов ядра [7–14].

Было обнаружено расщепление гигантского резонанса в тяжелых деформированных ядрах [15–17], конфигурационное расщепление ГДР в легких и средних ядрах [19–21].

<sup>а</sup> E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

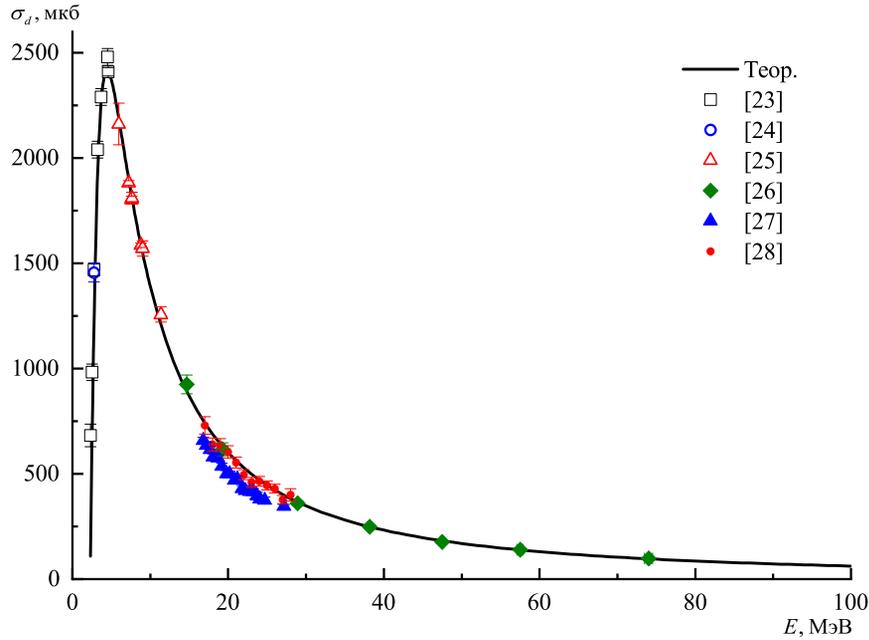


Рис. 2. Сечение реакции  $d(\gamma, n)p$ , измеренное в работах [23–28]. Сечение реакции  $d(\gamma, n)p$ , рассчитанное по формуле Бете–Пайерлса (1), умноженное на коэффициент 1.7

При увеличении энергии  $\gamma$ -квантов до 60 МэВ существенную роль начинает играть квазидейтронный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов (КД). Дейтрон — простейшая система нуклонов, которая может поглотить  $\gamma$ -квант. Так как не существует связанных возбужденных состояний дейтрона, поглощение  $\gamma$ -квантов приводит к его распаду на протон и нейтрон.

Сечение фоторасщепления дейтрона  $\sigma_d(E)$   $E$ 1-фотонами было получено Бете и Пайерлсом [22]:

$$\sigma_d(E) = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 \hbar}{Mc} \sqrt{E_d} \frac{(E - E_d)^{3/2}}{E^3}, \quad (4)$$

где  $E_d$  — энергия связи дейтрона,  $M$  — приведенная масса дейтрона,  $e$  — элементарный электрический заряд.

Экспериментальные сечения фоторасщепления дейтрона в области энергий от порога до 100 МэВ, измеренные в работах [23–28], приведены на рис. 2. Для сравнения на рис. 2 показано рассчитанное по формуле (4) сечение фоторасщепления дейтрона. Чтобы обеспечить согласие между экспериментальными и теоретическими значениями, теоретическое сечение фоторасщепления увеличено на коэффициент 1.7. Такое расхождение является следствием предположения о нулевом радиусе действия ядерных сил, использованном при выводе формулы (4). Сечение фоторасщепления дейтрона в области энергии достигает максимума при энергии  $\gamma$ -квантов, равной двум энергиям связи дейтрона  $E_\gamma = 2E_d = 4.45$  МэВ, и равно  $\sigma_d \approx 2500$  мкб, далее оно убывает до  $\sigma_d \approx 100$  мкб при энергии  $\approx 74$  МэВ (рис. 2).

Левинджер [29] показал, что при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с ядром ядро ведет себя как система из  $L \frac{NZ}{A}$  квазидейтронов ( $L = 6.5$  — параметр Левинджера), поэтому сечение поглощения  $\gamma$ -квантов в области энергий 10–60 МэВ на ядре ( $N, Z$ ) хорошо

описывается соотношением

$$\sigma_{\text{КД}}(E) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E) f(E), \quad (5)$$

где  $\sigma_d(E)$  — сечение фоторасщепления дейтрона, в теоретических расчетах обычно используется параметризованный вид формулы Бете–Пайерлса (4), наилучшим образом описывающий экспериментальное сечение:

$$\sigma_d(E)[\text{мб}] = 61.2 \frac{(E - E_d)^{3/2}}{E^3}, \quad (6)$$

где энергия  $\gamma$ -квантов  $E$  и энергия связи дейтрона  $E_d$  берется в МэВ,

$$f(E) = 8.3714 \cdot 10^{-2} - 9.8343 \cdot 10^{-3} E + 4.1222 \cdot 10^{-4} E^2 - 3.4672 \cdot 10^{-6} E^3 + 9.3537 \cdot 10^{-9} E^4 \quad (7)$$

— безразмерный множитель ( $E$  берется в МэВ), учитывающий влияние блокинг-эффекта Паули в энергетическом интервале  $20 \leq E \leq 140$  МэВ.

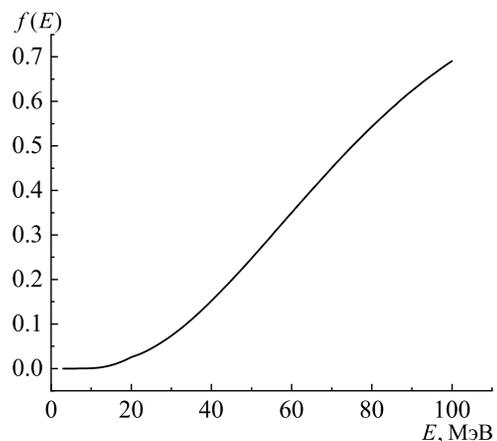


Рис. 3. Вид функции  $f(E)$ , учитывающей влияние блокинг-эффекта Паули на возбуждение протон-нейтронной пары внутри ядра

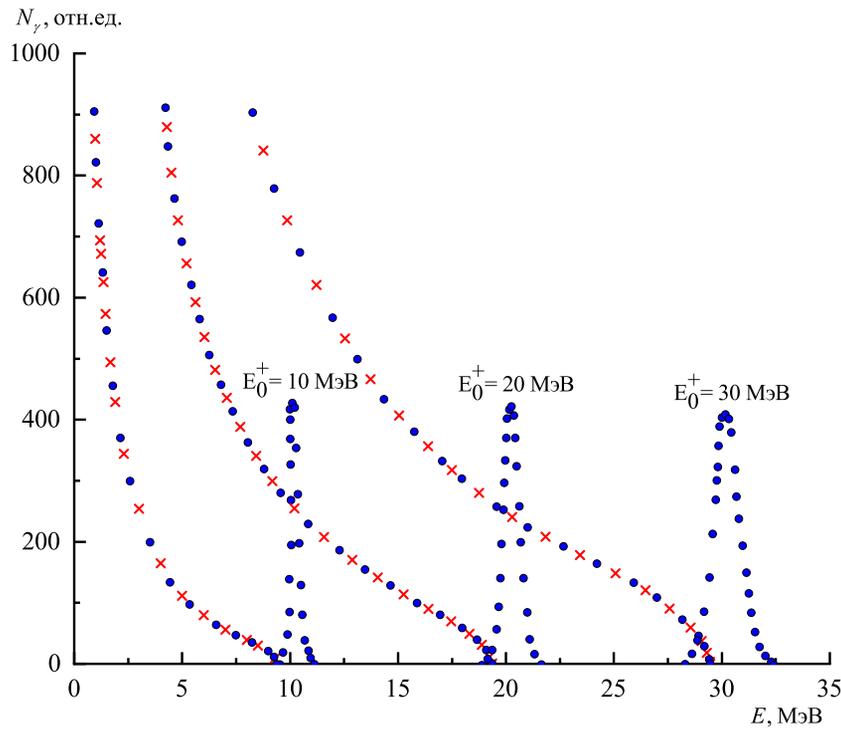


Рис. 4. Спектры  $\gamma$ -квантов, образующиеся при бомбардировке бериллиевой мишени позитронами (синие кружки) и электронами (красные крестики) с энергиями  $E_0^+$ ,  $E_0^- = 10, 20$  и  $30$  МэВ

При  $E < 20$  МэВ  $f(E) = e^{-73.3/E}$ , при  $E > 140$  МэВ  $f(E) = e^{-24.2/E}$ . Множитель  $f(E)$  учитывает запрет на возбуждение коррелированных протон-нейтронных пар ниже уровня Ферми. Эта поправка наиболее существенна при низких энергиях возбуждения. Вид функции  $f(E)$  показан на рис. 3.

В области энергий выше 40 МэВ распад возбужденных состояний ядер происходит с испусканием нескольких нуклонов.

Основным недостатком экспериментов на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения является то, что выход фотоядерной реакции зависит как от исследуемого сечения реакции  $\sigma(E)$ , так и от формы тормозного спектра  $W(E, E^m)$ , которая часто известна с недостаточной точностью.

Дальнейшее развитие эксперименты с  $\gamma$ -квантами получили с созданием метода аннигиляции на лету релятивистских позитронов [30–32].

Быстрый позитрон с энергией  $E_0^+$  в аннигиляционной мишени может аннигилировать, не успев потерять значительную часть энергии. Наиболее вероятно двухфотонная аннигиляция позитрона. Фотон, испускаемый под углом  $0^\circ$  к пучку позитронов, уносит практически всю энергию позитрона  $E_0^+$ :

$$E_{\gamma 1}(0^\circ) = E_0^+ + \frac{mc^2}{2}, \quad (8)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя позитрона.

Спектр  $\gamma$ -квантов, образующихся в аннигиляционной мишени, содержит, наряду со спектром аннигиляционных фотонов, также тормозное излучение позитрона (рис. 4).

Сечение при энергии фотонов  $E^+$  получают, измерив число актов реакции фоторождения  $N^+(E^+)$  при попадании на аннигиляционную мишень пучка

позитронов с энергией  $E^+$  и число актов реакции  $N^-(E^-)$  с пучком такого же числа электронов с той же энергией  $E^- = E^+$ :

$$\sigma(E^+) = \frac{N^+(E^+) - N^-(E^-)}{\varepsilon \alpha n}, \quad (9)$$

где  $\alpha$  — количество ядер на  $1 \text{ см}^2$  исследуемой мишени;  $n$  — число аннигиляционных фотонов, отнесенное к единице дозы  $\gamma$ -излучения;  $\varepsilon$  — эффективность установки, регистрирующей продукты реакции фоторасщепления ядер.

Установки такого типа были созданы в Сакле [33] и Ливерморе [34]. На этих установках было измерено большое число сечений фотонейтронных реакций в области энергий ГДР. Однако, по мере накопления экспериментальных данных, обнаружилось расхождение результатов, полученных в этих лабораториях [33, 34]. Было показано, что эти расхождения обусловлены различной эффективностью регистрации каналов распада ГДР с испусканием различного числа нейтронов в конечном состоянии, энергетического спектра образующихся в результате реакции нейтронов [35–37].

Был предложен еще один метод получения моноэнергетических фотонов. Моноэнергетические пучки фотонов высокой энергии можно получать также при обратном комптоновском рассеянии пучка лазерных фотонов на ускоренном пучке электронов. Функционирует несколько установок [38, 39], на которых получают моноэнергетические фотоны в результате комптоновского рассеяния на ускоренном электроне.

В случае когда электрон и фотон до взаимодействия летят навстречу друг другу, а после рассеяния фотон летит в том же направлении, что и пучок

электронов, электрон передает фотону максимальную энергию

$$E_{\gamma_{\max}} \approx 4E_{\gamma_0} \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2, \quad (10)$$

где  $E_{\gamma_{\max}}$  — энергия фотона, рассеянного под углом  $180^\circ$  по отношению к первичному направлению пучка фотонов;  $E_{\gamma_0}$  — энергия первичного пучка фотонов;  $E_0$  — энергия пучка электронов до взаимодействия с фотонами;  $mc^2$  — энергия покоя электрона.

При обратном комптоновском рассеянии фотонов рубинового лазера  $E_{\gamma_0} = 1.78$  эВ на пучке электронов с энергией 1 ГэВ энергия фотонов обратного комптоновского рассеяния  $E_{\gamma_{\max}} \approx 30$  МэВ. Интенсивность пучка фотонов при обратном комптоновском рассеянии зависит от интенсивности источника фотонов малой энергии  $E_{\gamma_0}$ , интенсивности пучка электронов и составляет  $\approx 10^7$  фотонов/с.

При распаде ядра, поглотившего  $\gamma$ -квант в области энергий ГДР, происходит преимущественно вылет протонов и нейтронов из возбужденных состояний ядра. Различные каналы распада ГДР можно разделять как детектируя протоны и нейтроны, вылетающие из возбужденных состояний, так и регистрируя радиоактивный распад конечных ядер, образующихся в результате фотоядерных реакций —  $\gamma$ -активационный метод регистрации продуктов фотоядерных реакций.

$\gamma$ -активационный метод имеет то преимущество, что позволяет в одном эксперименте в идентичных условиях одновременно измерять различные каналы реакции. Недостаток метода — то, что он применим только в том случае, когда образующееся в результате ядерной реакции конечное ядро является  $\beta$ -радиоактивным.  $\gamma$ -активационные эксперименты позволяют существенно повысить точность результатов экспериментов в том случае, когда возбужденное состояние ядра распадается с образованием нескольких частиц в конечном состоянии.

В настоящее время известно 34 изотопа палладия  $^{91-124}\text{Pd}$  ( $Z = 46$ ). Легкие изотопы  $^{91-101,103}\text{Pd}$  перегружены протонами и распадаются в результате  $\beta^+$ -распада и  $K$ -захвата. По мере удаления от полосы  $\beta$ -стабильности периоды полураспада легких изотопов Pd уменьшаются до нескольких секунд и могут сопровождаться испусканием запаздывающих протонов. Изотоп  $^{91}\text{Pd}$  находится практически на границе энергии связи протона в ядре  $B_p = 0$ . Тяжелые изотопы  $^{107,109,111-124}\text{Pd}$  распадаются в результате  $\beta^-$ -распада. Наиболее тяжелый известный изотоп  $^{124}\text{Pd}$  имеет энергию связи нейтрона  $B_n = 6.25$  МэВ. Это означает, что должно существовать еще несколько тяжелых изотопов Pd ( $A > 124$ ) до границы  $B_n = 0$ . В изотопах Pd ( $A \geq 120$ ) наблюдается испускание запаздывающих нейтронов. В табл. 1 приведены основные характеристики изотопов Pd: энергии отделения протона  $B_p$ , энергии отделения нейтрона  $B_n$ , удельные энергии связи  $\varepsilon$ , спины  $J$ , четности  $P$  и периоды полураспада  $T_{1/2}$  радиоактивных изотопов. Для стабильных изотопов указано процентное содержание в природной смеси изотопов.

Таблица 1. Основные характеристики изотопов палладия  $^{91-124}\text{Pd}$ .  $A$  — массовое число,  $B_n$  — энергия отделения нейтрона (МэВ),  $B_p$  — энергия отделения протона (МэВ),  $\varepsilon$  — удельная энергия связи изотопа (МэВ),  $J^P$  — спин  $J$  и четность  $P$  изотопа,  $T_{1/2}$  — период полураспада изотопа. Для стабильных изотопов указано процентное содержание изотопа в природной смеси изотопов Pd

$A$	$B_n$	$B_p$	$\varepsilon$	$J^P$	$T_{1/2}$
91		1.47	8.20		>1 мкс
92	16.6	3.68	8.28	0+	0.7 с
93	12.3	3.62	8.33	(7/2+ .9/2+)	1.3 с
94	14.7	4.46	8.39	0+	9.0 с
95	11.9	4.50	8.43		10 с
96	14.1	5.17	8.49	0+	122 с
97	9.64	5.41	8.50	5/2+	3.10 мин
98	11.6	6.00	8.59	0+	17.7 мин
99	8.96	6.30	8.54	5/2+	21.4 мин
100	11.1	6.94	8.56	0+	3.63 дн
101	8.27	7.13	8.56	5/2+	8.47 ч
102	10.6	7.81	8.58	0+	1.02%
103	7.63	7.99	8.57	5/2+	16.991 дн
104	9.99	8.66	8.59	0+	11.14%
105	7.09	8.75	8.57	5/2+	22.33%
106	9.56	9.35	8.58	0+	27.33%
107	6.54	9.29	8.56	5/2+	$6.5 \cdot 10^6$ л
108	9.23	9.95	8.57	0+	26.46%
109	6.15	9.88	8.55	5/2+	13.7012 ч
110	8.81	10.6	8.55	0+	11.72%
111	5.73	10.5	8.52	5/2+	23.4 мин
112	8.40	11.3	8.52	0+	21.03 ч
113	5.43	11.2	8.49	5/2+	93 с
114	7.88	12.1	8.49	0+	2.42 мин
115	4.98	12.1	8.46	5/2+	25 с
116	7.63	13.0	8.45	0+	11.8 с
117	4.64	13.1	8.42	5/2+	4.3 с
118	7.01	13.8	8.41	0+	1.9 с
119	4.22	13.8	8.37		0.92 с
120	6.59	14.2	8.36	0+	0.5 с
121	4.17	14.3	8.32		>150 нс
122	6.51	14.9	8.31	0+	175 нс
123	3.99	15.0	8.27		>150 нс
124	6.25		8.26	0+	38 мс

На рис. 5 показаны зависимости энергий отделения нейтрона  $B_n$ , протона  $B_p$ , удельной энергии связи изотопа  $\varepsilon$  от массового числа  $A$  изотопов  $^{91-124}\text{Pd}$ . Отчетливо проявляется эффект спаривания нейтронов в четно-четных изотопах Pd. Спаривание нейтронов приводит к увеличению энергии связи ядра, что ведет также к увеличению энергии отделения протона, т.к. потенциальная яма, в которой расположены протоны в четно-четных изотопах, оказывается глубже. Палладий имеет 6 стабильных изотопов  $^{102,104-106,108,110}\text{Pd}$ . Изотоп  $^{104}\text{Pd}$  в природных условиях образовался в результате  $s$ -процесса — медленного захвата нейтронов. Траектория  $s$ -процесса показана на рис. 6. Изотоп  $^{110}\text{Pd}$  образовался в результате  $r$ -процесса — быстрого захвата нейтронов. Изотопы  $^{105,106,108}\text{Pd}$  образовались в результате как  $s$ -, так и  $r$ -процессов. Изотоп  $^{102}\text{Pd}$  является одним

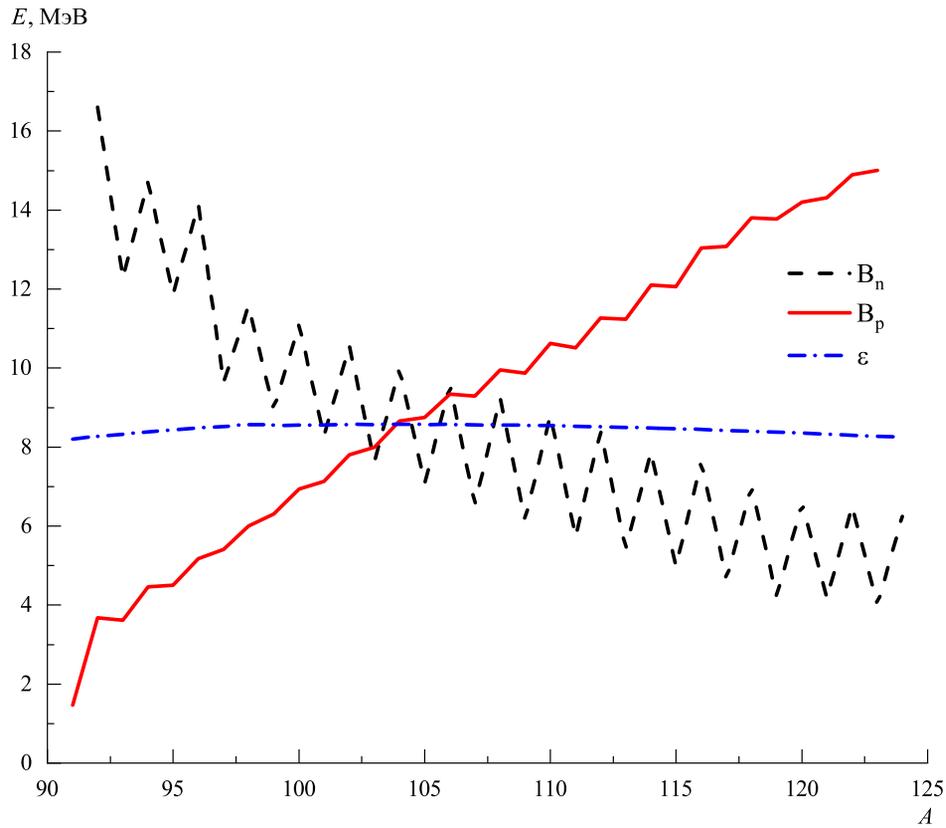


Рис. 5. Зависимость энергии отделения нейтрона  $B_n$  (штриховая линия), протона  $B_p$  (линия) и удельной энергии связи ядер  $\epsilon$  (штрихпунктирная линия) от массового числа A для изотопов палладия  $^{91-124}\text{Pd}$

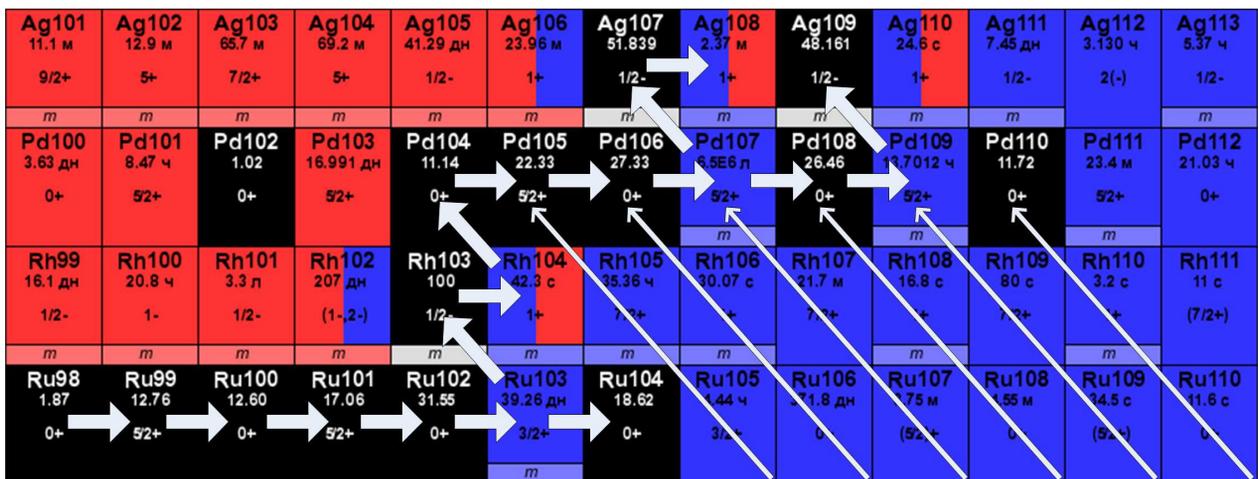


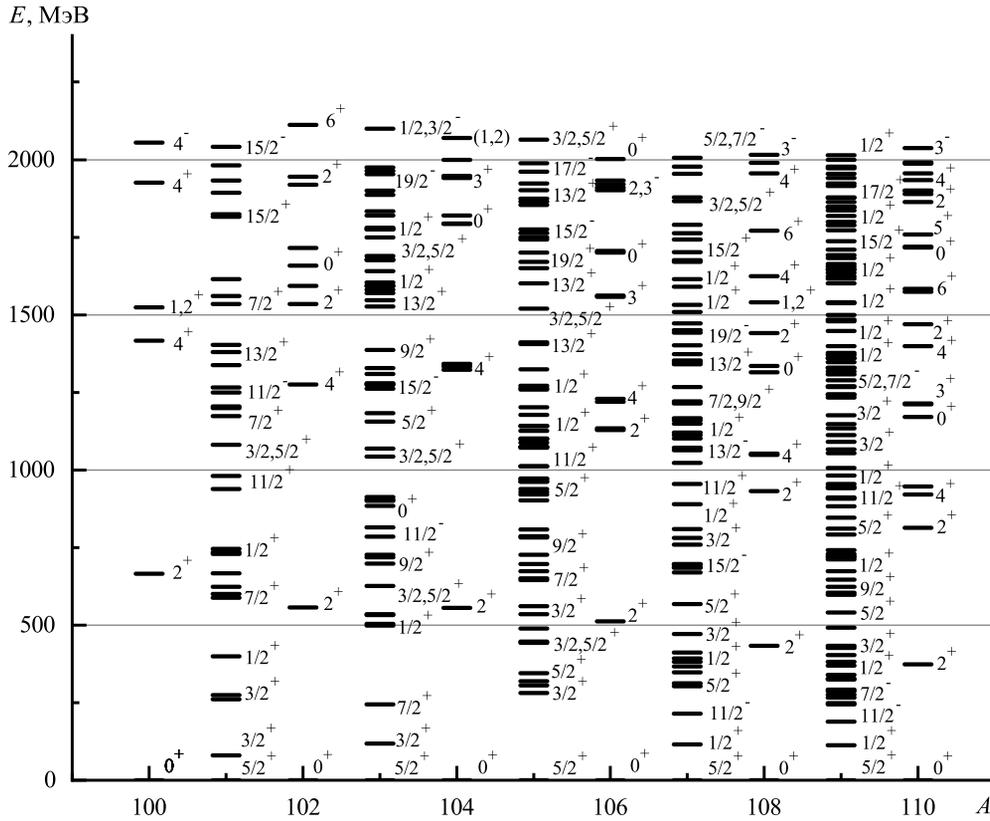
Рис. 6. Траектории s-процесса — широкая белая линия, r-процесса — тонкая белая линия для изотопов Ru, Rh, Pd и Ag  $Z = 44-47$

из изотопов, которые образуются в результате p-процесса — последовательных фотоядерных реакций ( $\gamma, 1n$ ) или многонуклонной реакции ( $\gamma, 2n$ ) на изотопах, образовавшихся в результате s- и r-процессов.

В работах [40, 41] были исследованы квадрупольные моменты стабильных изотопов Pd. В табл. 2 приведены параметры квадрупольных деформаций изотопов Pd. Величина квадрупольной деформации  $\beta_2$  составляет  $\approx 0.2$ . Деформация стабильных изотопов объясняется тем, что внешние протоны частично заполняют подоболочку  $1g_{9/2}$ , а нейтроны — подоболочку  $2d_{5/2}$ . Квадрупольная деформация изотопов Pd приводит к уширению максимума сечения ГДР.

Таблица 2. Параметры деформации стабильных изотопов палладия

A	$\beta_2^{\text{эксп}}(B(E2))$ [40]	$\beta_2^{\text{теор}}$ [41]
102	$0.196 \pm 0.006$	0.189
104	$0.209 \pm 0.007$	0.183
105		0.174
106	$0.229 \pm 0.006$	
108	$0.243 \pm 0.006$	0.157
110	$0.257 \pm 0.006$	0.129

Рис. 7. Спектры возбужденных состояний изотопов  $^{100-110}\text{Pd}$ 

Дополнительным аргументом в пользу оболочечной модели изотопов Pd является то, что нечетные изотопы Rh ( $Z = 45$ ) и Ag ( $Z = 47$ ) имеют спин-четность  $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ , а нечетные изотопы Pd ( $A = 103, 105, 107, 109$ ) имеют спин-четность  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ . На рис. 7 показаны спектры возбужденных состояний изотопов Pd ( $A = 100-110$ ). В спектрах возбужденных состояний четно-нечетных изотопов Pd отчетливо проявляется последовательность уровней повышенной четности  $2^+, 4^+, 6^+$ , характерная для квадрупольных колебаний ядерного остова. Спектры нечетных изотопов Pd указывают на эффективную связь одночастичных возбуждений нечетного нейтрона и коллективного возбуждения ядерного остова  $H = H_{\text{одночаст.}} + H_{\text{коллективн.}} + H_{\text{одночаст.коллект.}}$ .

В настоящей работе методом  $\gamma$ -активационного эксперимента измерены выходы различных реакций на природной смеси изотопов Pd. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с результатами расчетов на основе комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [42, 43].

### 1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

На тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РТМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ [44, 45] были измерены выходы фотоядерных реакций на металлической мишени из природной смеси изотопов Pd размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , толщиной  $0.399 \text{ г/см}^2$ . Схема проведения эксперимента показана на рис. 8. Длительность облучения мишени составляла 66 мин. Использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм. За тормозной мишенью располагалась металлическая

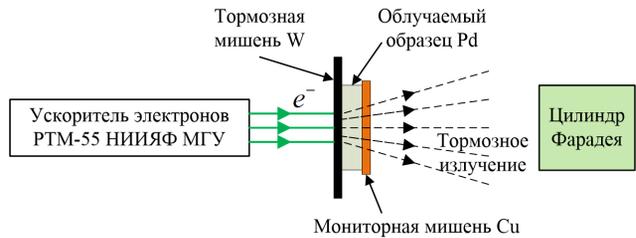


Рис. 8. Схема проведения эксперимента

мишень из палладия. За облучаемой мишенью Pd располагался монитор из меди толщиной  $0.097 \text{ г/см}^2$ . Во время облучения с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за мишенью сборкой, измерялся ток электронов ускорителя. Абсолютное значение тока вычислялось сравнением экспериментально измеренного и теоретического значений выходов на мониторе [46]. После облучения мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, где измерялась активность наведенная в облученной мишени. Время переноса составило 2 мин. Спектры  $\gamma$ -квантов измерялись в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3.7 МэВ на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Эффективность детектора рассчитывалась на основе модели установки с использованием пакета GEANT4 [47] и измерений калибровочных источников [48]. Энергетическое разрешение HPGE-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии  $E_\gamma = 150 \text{ кэВ}$  и 1.9 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$ . Общая продолжительность измерения спектров составила 780 ч. На рис. 9 представлены спектры остаточной активности облученной



Таблица 3. Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов  $^{99-101,103,109}\text{Pd}$  и  $^{99-102,104-109}\text{Rh}$ , энергии максимумов  $E_\gamma$  в спектре остаточной активности,  $I_\gamma$  — квантовые выходы соответствующих  $\gamma$ -квантов,  $Y(55\text{МэВ})_{\text{эксп}}$  — выходы образования соответствующих изотопов, отнесенные на 1 электрон падающий на тормозную мишень из вольфрама

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y(55\text{МэВ})_{\text{эксп}}$ , $e^{-1}$
$^{109g}\text{Pd}$	13.7 ч	88.04* (3.67), 311.4 (0.032), 413 (0.0066), 415.2 (0.0107), 602.5 (0.008), 636.3 (0.01), 647.3 (0.024), 781.4 (0.0112)	$(1.30 \pm 0.13) \cdot 10^{-6}$
$^{109m}\text{Pd}$	4.696 мин	188.9 (56)	$(9.67 \pm 0.38) \cdot 10^{-8}$
$^{103}\text{Pd}$	16.991 дн.	357.47 (0.0221)	$(2.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$
$^{101}\text{Pd}$	8.47 ч	269.67 (6.43), 296.29 (19), 355.28 (0.22), 453.69 (0.605), 565.98 (3.44), 590.44 (12.06), 723.75 (1.96), 992.82 (0.94), 1177.63 (0.353), 1202.04 (1.52), 1218.28 (0.52), 1289.04 (2.28)	$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$
$^{100}\text{Pd}$	3.63 дн.	74.78 (48), 84.02 (52), 126.05 (7.8) 158.87 (1.66)	$(2.27 \pm 0.17) \cdot 10^{-8}$
$^{99}\text{Pd}$	21.4 мин	136 (73)	$(9.13 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$
$^{109}\text{Rh}$	80 с	113.4 * (5.7), 178.0 (7.6), 249.2 (5.8), 581.1 (60), 901.3 (28), 947.5 (49)	$(4.19 \pm 0.25) \cdot 10^{-8}$
$^{108m}\text{Rh}$	6 мин	404.3 (26), 434.2 (87.7), 497.4 (19.3), 291.4 (7.5), 326.9 (54), 426.1 (7.7)	$(1.42 \pm 0.07) \cdot 10^{-9}$
$^{107}\text{Rh}$	21.7 мин	115.65 (0.52), 277.58 (1.7), 288.28 (0.73), 302.77 (66), 312.21 (4.8), 321.84 (2.26), 348.21 (2.27), 367.31 (1.91), 381.86 (0.65), 392.47 (8.8), 451.88* (0.51), 567.70* (1.15), 670.05 (2.22)	$(1.08 \pm 0.09) \cdot 10^{-7}$
$^{106m}\text{Rh}$	131 мин	406.17 (11.6), 429.64 (13.3), 616.174 (20.2), 717.24 (28.9), 748.44* (19.3), 793.30 (5.6), 804.34 (13), 808.37 (7.4), 824.79 (13.6), 1045.83 (30.4), 1128 (13.7), 1199.39 (11.4), 1222.88 (8.1), 1527.65 (17.5), 1572.35 (6.7)	$(6.91 \pm 0.66) \cdot 10^{-9}$
$^{105g}\text{Rh}$	35.36 час	280.41 (0.167), 306.25* (5.1), 319.14 (19)	$(1.24 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$
$^{105m}\text{Rh}$	45 с	129.78 (20)	$(3.51 \pm 0.43) \cdot 10^{-8}$
$^{104g}\text{Rh}$	42.3 с	555.796* (2)	$(4.29 \pm 2.23) \cdot 10^{-7}$
$^{104m}\text{Rh}$	4.34 мин	77.55 (2.08), 97.1 (2.99), 555.8* (0.13)	$(4.78 \pm 0.64) \cdot 10^{-8}$
$^{102g}\text{Rh}$	207 дн.	468.58* (2.9), 475.06 (46), 628.05 (4.5)	$(2.92 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$
$^{102m}\text{Rh}$	2.9 лет	475.06* (95), 631.29* (56), 697.49 (44), 766.84 (34), 1046.6* (34), 1112.84 (19)	$(1.12 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}$
$^{101g}\text{Rh}$	3.3 г.	127.23 (68), 197.99 (73)	$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}$
$^{101m}\text{Rh}$	4.34 дн.	306.86* (81), 545.12 (4.27)	$(1.79 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$
$^{100g+m}\text{Rh}$	20.8 ч	446.15 (11.98), 539.51 (80.6), 822.654 (21.09), 1107.2 (13.6), 1362.2 (15.4), 1553.4 (20.7), 1929.8 (11.6), 2375.9 (32.6)	$(4.79 \pm 0.67) \cdot 10^{-9}$
$^{99g}\text{Rh}$	16.1 дн.	89.65* (33.4), 353.05 (34.6), 528.24 (38)	$(5.97 \pm 0.41) \cdot 10^{-10}$
$^{99m}\text{Rh}$	4.7 ч	340.71 (70), 617.8* (12), 1261.2 (11)	$(1.06 \pm 0.07) \cdot 10^{-9}$

В случае измерения выхода на природной смеси изотопов итогом является выход образования изотопа в результате всех возможных реакций на природной смеси:

$$Y(E^m)_{\text{эксп}} = \alpha \sum_i \eta_i \int_{E_i^{\text{пор}}}^{E_m} W(E, E^m) \sigma_i(E) dE, \quad (12)$$

где индекс  $i$  соответствует номеру реакции, дающей вклад в образование исследуемого изотопа.

На рис. 10 показана плотность распределения числа тормозных фотонов  $W(E, E^m)$  на один электрон ускорителя при энергии электронов ускорителя 55 МэВ, рассчитанная с помощью GEANT4, тормозной мишени из вольфрама толщиной 0.2 мм и сечения реакций  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$  (штриховая линия) и  $^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{101}\text{Pd}$ , рассчитанные с помощью комбинированной модели фотонуклонных реакций.

Экспериментальные выходы реакций  $Y(E^m)_{\text{эксп}}$  рассчитывались по площадям фотопиков  $S$  в спек-

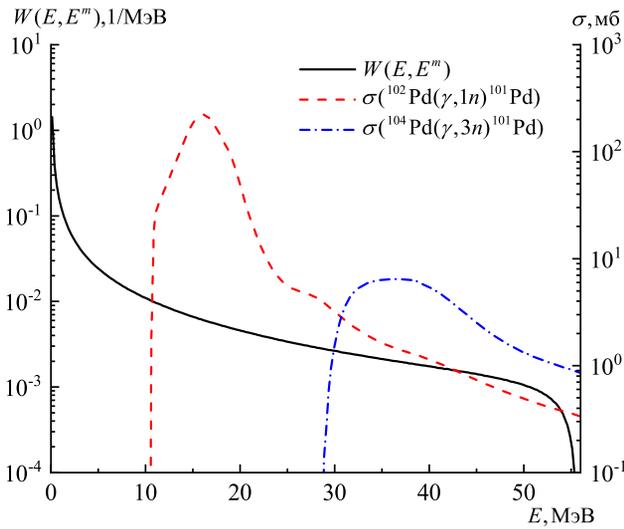


Рис. 10. Плотность распределения числа тормозных фотонов  $W(E, E^m)$  на один электрон ускорителя при энергии электронов ускорителя 55 МэВ, рассчитанная с помощью GEANT4, тормозной мишени из вольфрама толщиной 0.2 мм (линия). Сечения реакций  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$  (штриховая линия) и  $^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{101}\text{Pd}$ , рассчитанные с помощью комбинированной модели фотонуклонных реакций

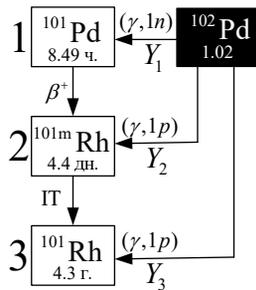


Рис. 11. Образование изотопов  $^{101}\text{Pd}$ ,  $^{101m}\text{Rh}$  и  $^{101}\text{Rh}$  в результате реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$  на изотопе  $^{102}\text{Pd}$  и  $\beta^+$ -распада изотопа  $^{101}\text{Pd}$

трах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора, тока ускорителя во время облучения и нескольких каналов распада, приводящих к образованию конечных ядер, образующихся в результате фотоядерных реакций на изотопах палладия. Расчет экспериментального выхода иллюстрирует рис. 11. Ядро  $^{101}\text{Pd}$  образуется только в результате реакции  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$ . В этом случае одного канала реакции выход рассчитывался по формуле:

$$Y(E^m)_{\text{эксп}} = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \quad (13)$$

где

$$N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}, \quad (14)$$

где  $N_{10}$  — число ядер на момент окончания облучения,  $\lambda$  — постоянная распада,  $I(t)$  — ток ускорителя,  $t_1$  — время облучения,  $t_2$  — время начала измерения спектров,  $t_3$  — время окончания измерения спектров.

В случае когда искомым изотоп  $\mathbf{2}$  ( $^{101m}\text{Rh}$ ) образуется в результате как фотоядерных реакций, так и распада родительского ядра  $\mathbf{1}$  ( $^{101}\text{Pd}$ ), выход

$Y(E^m)_{\text{эксп}}$  рассчитывался по формулам для двух каналов:

$$Y(E^m)_{\text{эксп}} = \frac{N_{20}}{e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{-\lambda_2 t} dt} - \frac{N_{10} \int_0^{t_1} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \int_0^\tau I(\tau) e^{\lambda_1 \tau} d\tau dt}{e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda_2 t} dt \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda_1 t} dt}, \quad (15)$$

$$N_{20} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left( \lambda_1 - \lambda_2 \frac{e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}}{e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}} \right), \quad (16)$$

где  $N_{20}$  — число ядер искомого изотопа  $\mathbf{2}$  ( $^{101m}\text{Rh}$ ) на момент окончания облучения,  $N_{10}$  — число ядер родительского изотопа  $\mathbf{1}$  ( $^{101}\text{Pd}$ ) на момент окончания облучения (рассчитанное по формуле (14),  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — постоянные распада соответствующих изотопов.

Калибровка тока ускорителя проводилась сравнением экспериментально измеренного выхода реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$  на мониторинговой мишени, рассчитанным по формуле (13), с выходом, рассчитанным по формуле (11) с использованием оцененного сечения и тормозного спектра, рассчитанного по программе GEANT4. Медь была выбрана в качестве монитора, потому что сечение реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$  измерено с приемлемой точностью [52].

Экспериментальные выходы образования изотопов палладия Pd и родия Rh в результате фотоядерных реакций на природной смеси изотопов палладия, рассчитанные по формулам (13–16), с учетом тока ускорителя приведены в табл. 3. Выходы образования изотопов  $^{99,100,101,103}\text{Pd}$  ранее были опубликованы нами в работе [53]. В случае когда измерен независимый выход изомерного или основного состояния около массового числа  $A$  в обозначении ядра добавлен индекс  $m$  или  $g$ , для суммарного выхода изомера и основного состояния используется индекс  $g+m$ . В случае когда в конечном ядре нет изомерных состояний, рассчитывался выход образования основного состояния; около массового числа в обозначении ядра индекс не приводится.

### 3. КОМБИНИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Следуя постулату Бора [54], в комбинированной модели фотонуклонных реакций КМФР [55] предполагается, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того, в КМФР предполагается, что в массовой области  $A$ , простирающейся от значений  $A \sim 40$  до значений  $A$ , отвечающих трансурановым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

В области низких энергий ( $E_\gamma \lesssim 40$  МэВ) в результате взаимодействия электромагнитного излучения с ядром формируются гигантские резонансы (ГР) (основным из которых является гигантский дипольный резонанс ГДР), представляющие из себя когерентную смесь одночастично-однодырочных

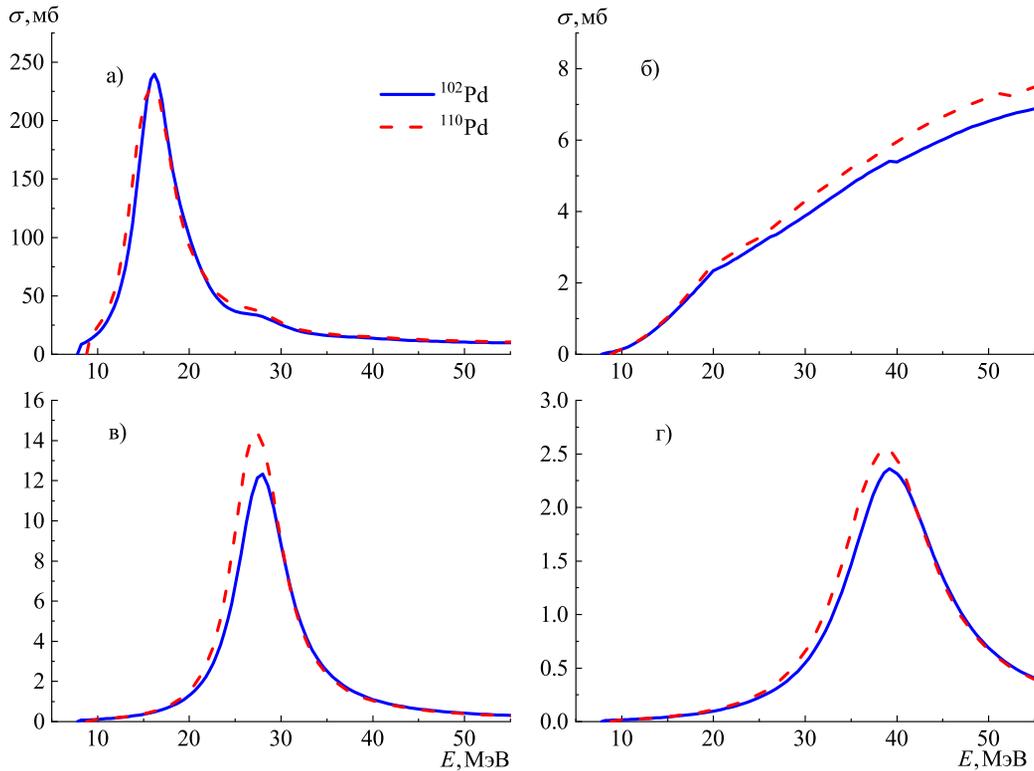


Рис. 12. Полное сечение фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{ABS})$  (а), вклад обертона ГДР2 (б), вклад квадрупольного резонанса КР (в), вклад квазидейтронного механизма КД (г) в полное сечение фотопоглощения для изотопов  $^{102}\text{Pd}$  (синяя сплошная линия) и  $^{110}\text{Pd}$  (красная штриховая линия), рассчитанные по модели КМФР

( $1p1h$ ) возбуждений. Выше этой области начинает доминировать квазидейтронный (КД) механизм фотопоглощения, при котором поглощаемый  $\gamma$ -квант взаимодействует не со всем ядром, а только с одной коррелированной протон-нейтронной парой.

Положение максимума  $E_m$  и ширина  $\Gamma_{\text{ГДР}}$  дипольного резонанса в КМФР оцениваются по полуэмпирическим формулам [56]:

$$E_m \approx 86A^{-1/3}\theta^{-1}(A) \text{ МэВ}, \quad (17)$$

$$\Gamma_{\text{ГДР}} \approx 0.0293 I(A) E_{\text{ГДР}}^2 \text{ МэВ}, \quad (18)$$

где множители

$$\theta(A) = \left[ \left( 1 + \frac{10}{3}\pi^2 x^2 + \frac{7}{3}\pi^4 x^4 \right) / (1 + \pi^2 x^2) \right]^{1/2}, \quad (19)$$

$$I(A) = \left( 1 - 3x(1 + y/3)/(1 + y) \right) / \left( 1 + y \right) \quad (20)$$

учитывают влияние диффузности ядерной поверхности на энергию и ширину ГДР. Здесь  $x = a_0/(r_0 A^{1/3})$ ,  $y = \pi^2 x^2$  и  $a_0 = 0.55$  Фм,  $r_0 = 1.07$  Фм — параметры, характеризующие ферми-фактор, описывающий распределение вещества в сферических ядрах. Константы 86 и 0.0293 подогнаны по имеющимся экспериментальным данным.

Интегральное сечение ГДР вычисляется по формуле:

$$\sigma_{\text{инт}}(\text{ГДР}) = (1 + \alpha) 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ мбн}, \quad (21)$$

где  $\alpha \approx 0.3$  — параметр, учитывающий зависимость ядерных сил от импульсов нуклонов в ядре.

Для сферических ядер ГДР аппроксимируется лоренцевой кривой с параметрами  $E_m$ ,  $\Gamma_{\text{ГДР}}$  и  $\sigma_{\text{инт}}$ . Для деформированных ядер учитывается расщепление ГДР на две компоненты, отвечающие продольным ( $\parallel$ ), вдоль оси симметрии ядра, и поперечным ( $\perp$ ), перпендикулярно к этой оси, дипольным колебаниям. Согласно модели Даноса—Окомото [4, 15]  $\sigma_{\text{ГДР}\perp}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{ГДР}\parallel}^{\text{инт}} = 2$  и  $E_{\text{ГДР}\perp}/E_{\text{ГДР}\parallel} = 0.911R_{\parallel}/R_{\perp} + 0.089$ , где  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  — полуоси ядерного сфероиды вдоль и поперек оси симметрии ядра. Это позволяет вычислить энергии  $E_{\text{ГДР}\parallel}$  и  $E_{\text{ГДР}\perp}$ , если известен параметр квадрупольной деформации ядра  $\beta_2$ , так как  $E_{\text{ГДР}} = (E_{\text{ГДР}\parallel} + 2E_{\text{ГДР}\perp})/3$  и  $R_{\parallel}/R_{\perp} = \sqrt{(4\beta_2 + 3)/(3 - 2\beta_2)}$ . В КМФР параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$  оценивается по данным Стоуна [57] о статических квадрупольных моментах.

В отличие от широко распространенных вычислительных кодов, таких как TALYS, GNASH и EMPIRE в КМФР, при расчете сечения фотопоглощения учитывается не только гигантский дипольный резонанс и квазидейтронный механизм фотопоглощения, но и вклад в это сечение изовекторного квадрупольного резонанса (КР) и обертона ГДР (ГДР2). Энергии и интегральные сечения этих ГР вычисляются в рамках полумикроскопической модели (ПМ) с мультиполь-мультипольными остаточными силами [17, 58]. В результате получены следующие оценки:  $E_{\text{КР}} \approx 132A^{-1/3}$  МэВ,  $\sigma_{\text{КР}}^{\text{инт}} \approx 0.99A$  МэВ Фм<sup>2</sup>,  $E_{\text{ГДР2}} \approx 122A^{-0.245}$  МэВ и  $\sigma_{\text{ГДР2}}^{\text{инт}} \approx 0.025 \sigma_{\text{ГДР}}^{\text{инт}}$ .

Ширины КР и ГДР2 приравняются к ширинам, следующим из экситонной модели для соответствующих входных  $1p1h$ -состояний.

Сечение квазидейтронного фотопоглощения рассчитывается в рамках квазидейтронной модели Левинжера с поправками на блокинг-эффект Паули, введенными в работе [60].

На рис. 12 показаны вклады сечений квадрупольного резонанса (КР), обертона гигантского резонанса (ГДР2) и квазидейтронного механизма (КД) в полное сечение поглощения в области энергий до 55 МэВ на изотопах палладия  $^{102,110}\text{Pd}$ . Соответствующие интегральные сечения фотоядерных реакций на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$  приведены в табл. 4.

Таблица 4. Интегральные сечения полного сечения поглощения  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, ABS)$ , гигантского дипольного резонанса  $\sigma_{\text{ГДР}}^{\text{инт}}$ , обертона  $\sigma_{\text{ГДР2}}^{\text{инт}}$ , квадрупольного резонанса  $\sigma_{\text{КР}}^{\text{инт}}$ , квазидейтронного механизма  $\sigma_{\text{КД}}^{\text{инт}}$  для изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$ , рассчитанные по модели КМФР в области энергий  $\gamma$ -квантов до 60 МэВ

A	Интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ , МэВ·мб				
	$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, ABS)$	$\sigma_{\text{ГДР}}^{\text{инт}}$	$\sigma_{\text{КР}}^{\text{инт}}$	$\sigma_{\text{ГДР2}}^{\text{инт}}$	$\sigma_{\text{КД}}^{\text{инт}}$
102	2100	1767	115	35.0	184
103	2118	1780	118	34.3	187
104	2121	1777	119	35.6	188
105	2154	1805	121	37.4	191
106	2147	1796	122	36.3	193
107	2194	1838	124	35.2	196
108	2180	1820	126	37.9	197
109	2232	1869	128	36.8	200
110	2221	1854	128	37.6	201

В рамках ПМ учитывается также изоспиновое расщепление ГДР, что дает для средних и умеренно тяжелых ядер ( $A \lesssim 130$ ) результаты, близкие к тем, которые были получены Фальерсом [59], однако для более тяжелых ядер получаемое энергетическое расщепление  $T_{<}$  и  $T_{>}$  компонент ГДР заметно превышает данные работы [59].

Для описания процесса распада первичного ядерного фотовозбуждения, сопровождающегося эмиссией из ядра нуклонов и фотонов и распределением энергии возбуждения по все большому числу частично-дырочных пар (пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия), в КМФР используются экситонная и испарительная модели. В рамках экситонной модели описывается предравновесная стадия этого процесса. Она длится сравнительно недолго, давая заметный вклад в эмиссию нуклонов только на начальном этапе, так как с ростом числа частично-дырочных пар средняя энергия возбужденных нуклонов, а следовательно, и их вероятность вылета из ядра быстро уменьшаются. Поэтому в КМФР рассматривается вариант экситонной модели, в котором не учитываются обратные переходы, обусловленные аннигиляцией частично-дырочных пар. После достижения ядерной системой состояния теплового равновесия начинается процесс медленного испарения нуклонов. Он дает основной вклад в их эмиссию. В КМФР для описания этого процесса используется испарительная модель Вайскопфа—Эвина.

Принятая в КМФР экситонная модель имеет ряд специфических особенностей. Во-первых, используемые в ней плотности  $\omega(m, E) \equiv \omega(p_{\pi}, p_{\nu}, h_{\pi}, h_{\nu}, E)$

$m$ -экситонных состояний (где  $m = p_{\pi} + p_{\nu} + h_{\pi} + h_{\nu}$  — полное число экситонов,  $p_{\pi}, p_{\nu}, h_{\pi}, h_{\nu}$  — число протонных ( $\pi$ ) и нейтронных ( $\nu$ ) частиц и дырок,  $E$  — энергия возбуждения состояния) вычислялись не на основе эквидистантной модели одночастичных уровней, а исходя из модели ферми газа. Во-вторых, в стандартной экситонной модели предполагается, что во входном состоянии представлены с равной вероятностью все возможные при данной энергии возбуждения  $E$   $1p1h$ -конфигурации и не учитывается влияние орбитального  $l$  и полного  $j$  угловых моментов возбужденного нуклона на его способность покинуть ядро. Такое игнорирование оболочечной структуры входного состояния приводит к некорректному рассмотрению полупрямого фотоэффекта. В частности, к занижению выхода высокоэнергетичных нейтронов. В оболочечной модели входное дипольное состояние аксиально симметричного ядра трактуется как когерентная суперпозиция  $1p1h$ -состояний  $|\alpha, \beta^{-1}\rangle$ , где  $|\alpha\rangle = \sum_{lj\epsilon\alpha} c_{lj} |nljm\rangle$  и  $|\beta\rangle$  — одночастичные состояния с определенной проекцией  $m$  углового момента на ось симметрии ядра, отвечающие, например, потенциалу Нильссона ( $|nljm\rangle$  — собственные состояния сферического гармонического осциллятора).

Скорость распада такого входного состояния при энергии  $E$  с вылетом из ядра нуклона с энергией  $\epsilon$  может быть представлена в виде

$$\lambda_{\text{дип}}(\epsilon, E) = \sum_{\alpha\beta^{-1}} P_{\alpha\beta^{-1}} \sum_{lj\epsilon\alpha} c_{lj}^2 \lambda(\alpha\beta^{-1}, E; \epsilon ljm), \quad (22)$$

где  $P_{\alpha\beta^{-1}}$  — относительная вероятность дипольного возбуждения конфигурации  $|\alpha\beta^{-1}\rangle$ , пропорциональная квадрату матричного элемента одночастичного  $E1$ -перехода  $\langle\alpha|2t_z r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})|\beta\rangle^2$  (сумма таких вероятностей для всех нуклонных переходов одного типа должна равняться 1);  $\lambda(\alpha\beta^{-1}, E; \epsilon ljm)$  — вероятность распада в единицу времени конфигурации  $|\alpha\beta^{-1}, E\rangle$  с испусканием  $\epsilon ljm$ -нуклона. Эта величина может быть определена с помощью принципа детального равновесия (см. [55]).

Таким образом, в КМФР при вычислении скорости эмиссии нуклона из входного дипольного состояния учитывается влияние оболочечной структуры этого состояния.

Для корректного описания конкуренции нейтронного и протонного каналов распада ГДР необходимо в рамках экситонной и испарительной моделей учитывать сохранение изоспина, так как  $T_{>}$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу (в ядрах с  $N > Z$ ) или нейтронному каналу (в ядрах с  $Z > N$ ). Без учета этого обстоятельства невозможно правильно описать выход фотонуклонов ни из сравнительно легких ядер (с массовым числом  $A \sim 40-50$ ), в которых  $T_{>}$ -компонента ГДР имеет значительную величину, ни из тяжелых ядер, где, несмотря на малость этой компоненты, она служит основным источником фотопротонов.

При описании распада ГДР для каждого промежуточного ядра  $\{Z', N'\}$ , образующегося в ходе термализации нуклонной системы, можно ограничиться двумя значениями изоспина:  $T'_0$  и  $T'_0 + 1$ ,

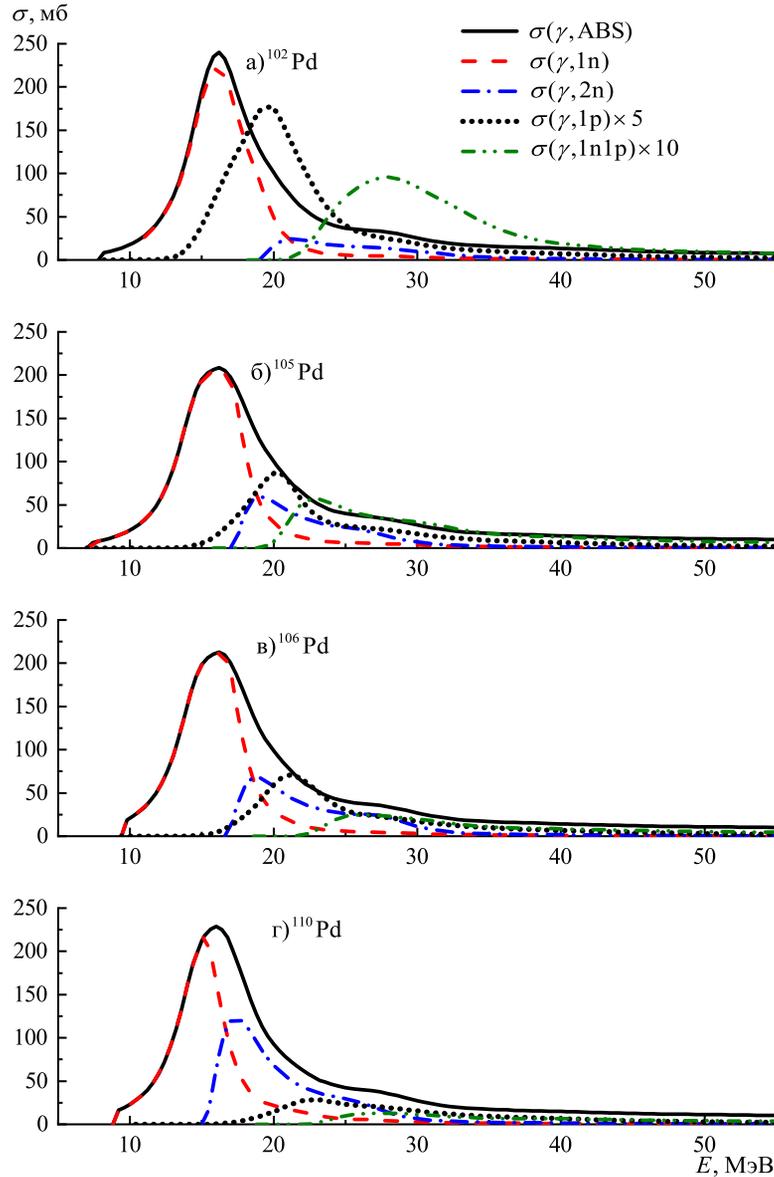


Рис. 13. Полное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов ( $\gamma, ABS$ ), парциальные сечения реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 1p$ ), ( $\gamma, 1p1n$ ) на изотопах  $^{102,105,106,110}\text{Pd}$ , рассчитанные на основе КМФР

где  $T'_0 = |(N' - Z')/2|$  — значение изоспина промежуточного ядра в основном состоянии, поскольку ГДР расположен при сравнительно низких энергиях возбуждения  $\lesssim 30$  МэВ, что существенно упрощает проблему учета изоспиновых эффектов.

В КМФР скорость распада  $m$ -экситонного состояния  $|m, E, T\rangle$  начального ядра в состояние  $|m-1, E', T'\rangle$  конечного ядра вследствие эмиссии нуклона с энергией  $\varepsilon$  определяется выражением:

$$\lambda(m, \varepsilon, E, T \rightarrow T') = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(m-1; E', T')}{\omega(m, E)} f(T' \rightarrow T), \quad (23)$$

где использованы обычные обозначения и следует только уточнить, что  $\omega(m, E) = \omega(m, E, T_0) + \omega(m, E, T_0 + 1)$  — полная плотность состояний начального ядра при энергии  $E$  и множитель  $f(T' \rightarrow T)$  характеризует долю состояний  $|m, E, T\rangle$ , заселяемых в результате обратных переходов  $T' \rightarrow T$ . Так как вероятность такого события

пропорциональна произведению плотности состояний  $|m-1, E', T'\rangle$  на квадрат соответствующего коэффициента Клебша—Гордана, то множитель  $f(T' \rightarrow T)$  можно, очевидно, представить в виде

$$f(T' \rightarrow T) = \omega(m-1, E', T') (T' T_{0Z} - t_z \frac{1}{2} t_z |T T_{0Z}|)^2 \times \\ \times \left( \omega(m-1, E', T'_0) (T'_0 T_{0Z} - t_z \frac{1}{2} t_z |T T_{0Z}|)^2 + \right. \\ \left. + \omega(m-1, E', T'_0+1) (T'_0+1 T_{0Z} - t_z \frac{1}{2} t_z |T T_{0Z}|)^2 \right)^{-1}, \quad (24)$$

где  $t_z = \pm 1/2$  —  $z$ -проекция изоспина вылетающего нуклона.

В среднетяжелых и тяжелых ядрах в рассматриваемой области энергий  $\omega(m-1, E', T'_0) \approx \omega(m-1, E') \gg \omega(m-1, E', T'_0+1)$  и  $f(T'_0 \rightarrow T_0) \approx 1$ , поэтому при описании распадных характеристик  $T_{<}$ -компоненты

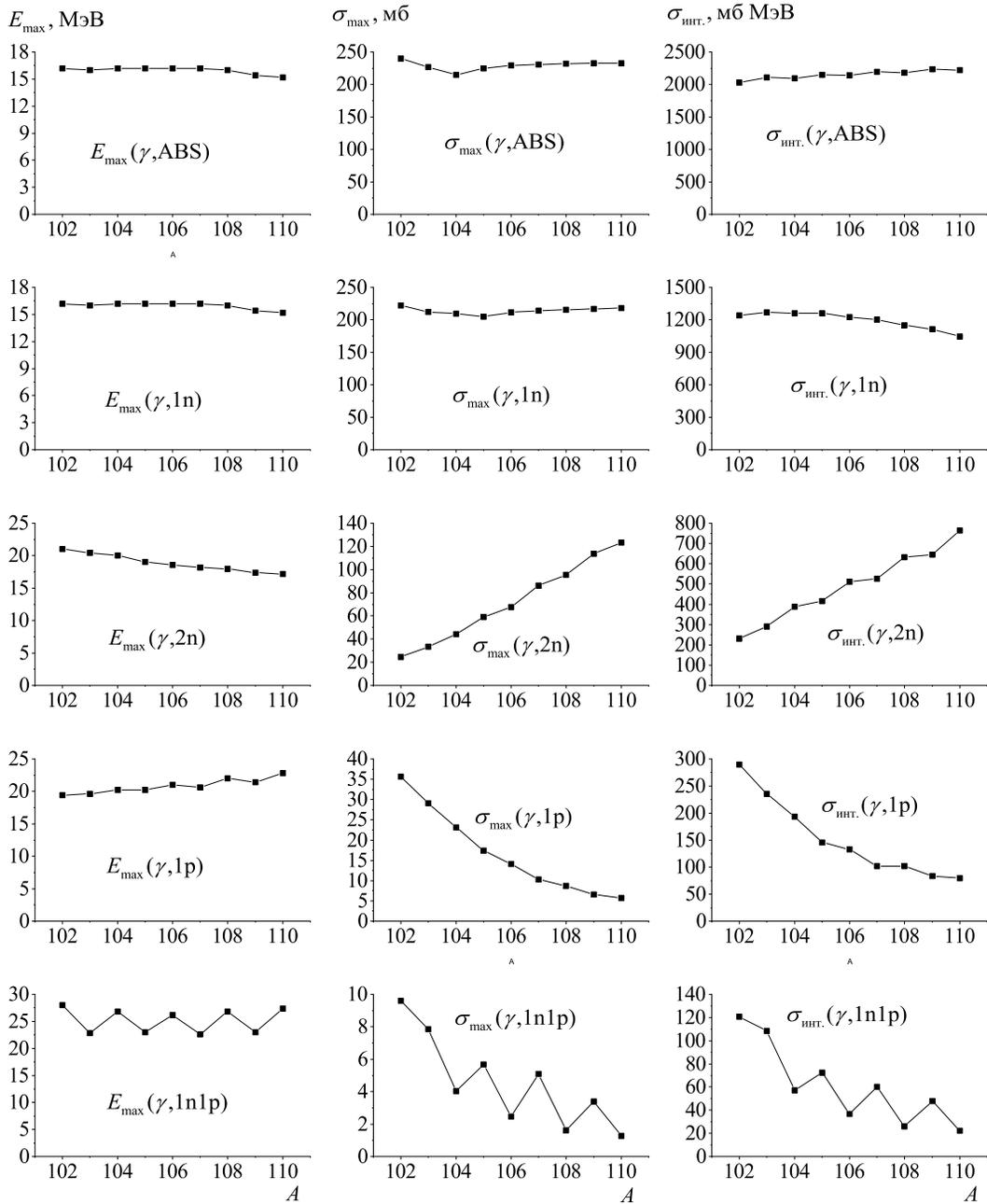


Рис. 14. Зависимости от массового числа  $A$  положения максимума сечения  $E_{\max}$  (первый столбик), величины максимума сечения  $\sigma_{\max}$  (второй столбик) и интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$  (третий столбик) для реакции полного поглощения  $\gamma$ -квантов ( $\gamma, ABS$ ) и реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 1p1n)$  (сверху вниз) на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$ , рассчитанные на основе КМФР

ГДР можно пренебречь переходами в состояния конечного ядра с  $T' = T'_0 + 1$ . При этом формула (23) трансформируется в стандартную формулу экситонной модели [61]. Аналогичная ситуация имеет место при протонном распаде  $T_{>}$ -компоненты ГДР тяжелых ядер, так как такой распад идет в основном на  $T'_0$ -состояния конечного ядра. При нейтронном распаде  $T_{>}$ -компоненты ГДР доступны только  $(T'_0 + 1)$ -состояния конечного ядра (при этом  $f(T'_0 + 1 \rightarrow T_0 + 1) = 1$ ). Скорость такого распада, пропорциональная  $\omega(m-1, E', T'_0 + 1)$ , значительно меньше скорости протонного распада  $\lambda(m, \varepsilon, E, T_0 + 1 \rightarrow T'_0) \propto \omega(m-1, E', T'_0)$ , что объясняет причину преимущественного вылета протонов в  $T_{>}$ -канале реакции для среднетяжелых и тяжелых ядер.

Сказанное выше об учете изоспина на предравновесной стадии распада ГДР справедливо и для испарительной стадии, надо только в формуле (23) заменить плотности  $m$ -экситонных состояний на полные плотности ядерных уровней. В настоящей работе описание испарительной стадии реакции базировалось на плотностях ядерных состояний, вычисляемых в рамках Constant Temperature Model Gilbert and Cameron [62], с теми же параметрами, что и в коде TALYS. Рассчитанные по КМФР полные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов  $\sigma(\gamma, ABS)$  в области энергий до 55 МэВ и сечения реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 1p)$ ,  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  на изотопах  $^{102,105,106,110}\text{Pd}$  приведены на рис. 13. На рис. 13 сечение реакции  $\sigma(\gamma, 1p)$  увеличено в 5 раз, сечение реакции  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  увеличено в 10 раз. На рис. 14 показаны зависи-

мости от массового числа  $A$  положения максимума сечений  $E_{\max}$ , величины максимума сечений  $\sigma_{\max}$  и интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$  для реакции полного поглощения  $\gamma$ -квантов ( $\gamma, ABS$ ) и реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 1p$ ), ( $\gamma, 1p1n$ ) на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$ , рассчитанные на основе КМФР.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Информация о сечениях фотоядерных реакций на отдельных изотопах Pd крайне ограничена. В работе [63] на пучке квазимоноэнергетических фотонов была измерена сумма сечений реакций  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  и сечение реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  на природной смеси изотопов Pd. Полученные результаты приведены на рис. 15. Здесь же для сравнения показаны соответствующие сечения, рассчитанные на основе комбинированной модели фотоядерных реакций.

На изотопе  $^{108}\text{Pd}$  также на пучке квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов была измерена сумма сечений реакций  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  и сечение реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  [64]. Полученные результаты и сравнение их с результатами расчетов на основе КМФР показано на рис. 16, а. На рис. 16, б показано сечение реакции  $\sigma(\gamma, 1p)$  на изотопе  $^{108}\text{Pd}$ . На рис. 16, в показано сечение реакции ( $\gamma, 1n$ ) на изотопе  $^{110}\text{Pd}$  с образованием конечного ядра  $^{109}\text{Pd}$  в изомерном состоянии с энергией 0.188 МэВ. В работе [65] на пучке квазимоноэнергетических фотонов, полученных в результате обратного комптоновского рассеяния на ускорителе TERAS (Tsukuba Electron Ring for Accelerating and Storage), измерены сечения реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  в области энергий от порога до 13.74 МэВ на изотопах  $^{105,106,108}\text{Pd}$ . Полученные экспериментальные данные сравниваются с расчетными по КМФР на рис. 17. Этими работами ограничиваются экспериментальные данные по измеренным сечениям фотоядерных реакций на изотопах Pd.

Основными каналами распада ГДР изотопов Pd являются каналы распада с испусканием одного и двух нейтронов. Из данных, приведенных на рис. 12, видно, что в области энергий до 40 МэВ основной вклад в полное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов вносит электрический дипольный резонанс.

Анализ основных каналов распада ГДР изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$  и результаты расчетов, выполненных на основе КМФР показывают, что

- положения максимумов полных сечений ГДР расположены при энергии  $\approx 14$  МэВ, имеют величины сечений в максимуме  $\approx 210-240$  мб и слабо зависят от массового числа  $A$ ;
- интегральные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов увеличиваются от 2100 МэВ·мб до 2230 МэВ·мб при увеличении массового числа  $A$  от 102 до 110;
- величины сечений в максимуме реакций ( $\gamma, 1n$ ) слабо зависят от массового числа  $A$ ;
- интегральные сечения реакции ( $\gamma, 1n$ ) уменьшаются с ростом  $A$ , что объясняется увеличением сечений конкурирующей реакции ( $\gamma, 2n$ );
- сечения в максимуме и интегральные сечения реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  увеличиваются с ростом массового числа  $A$ , что объясняется уменьшением порога реакции ( $\gamma, 2n$ ) с ростом  $A$ ;

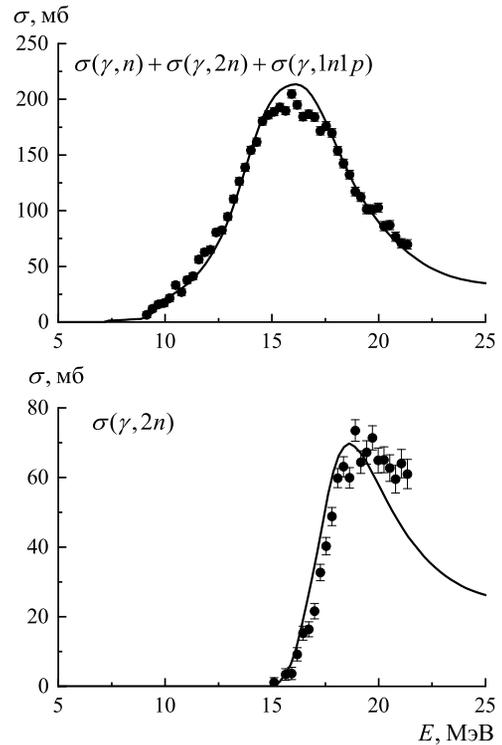


Рис. 15. Сечения реакций  $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  на природной смеси изотопов Pd, полученные в [63] (точки), и расчет по модели КМФР (сплошная линия)

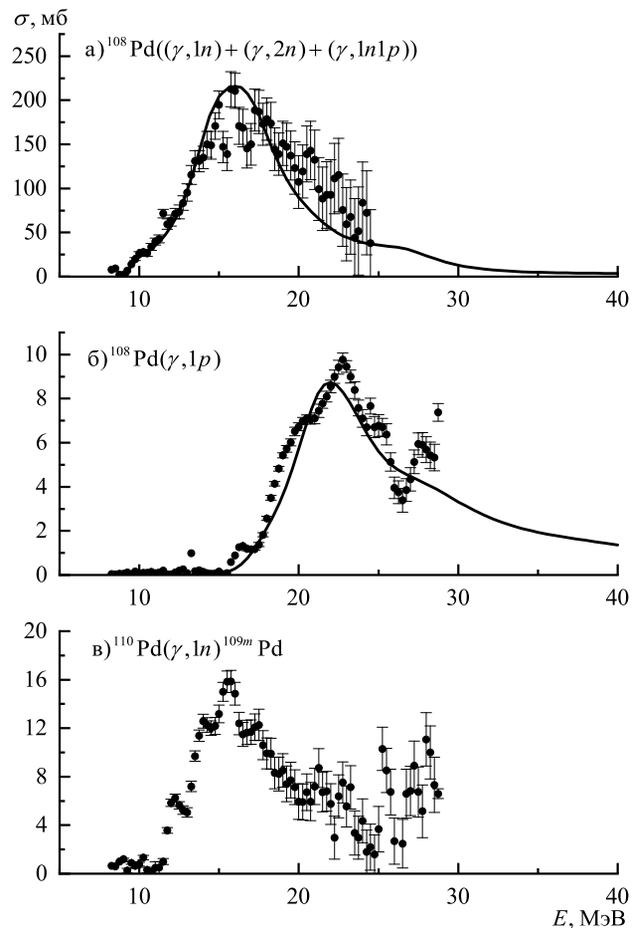


Рис. 16. Сечения реакций  $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  (а) и сечение реакции  $\sigma(\gamma, 1p)$  (б) на изотопе  $^{108}\text{Pd}$ , полученные в [64] (точки), и расчет по модели КМФР (сплошная линия), сечение реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$  (в), полученное в [64] (точки)

Таблица 5. Интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$  реакции полного фотопоглощения  $(\gamma, ABS)$  и реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$ ,  $(\gamma, 2n1p)$  на изотопах палладия  $^{102-110}\text{Pd}$  в области энергий от порога реакций до 55 МэВ, рассчитанные на основе КМФР

A	Интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ , МэВ·мб						
	$(\gamma, ABS)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$	$(\gamma, 1p)$	$(\gamma, 1n1p)$	$(\gamma, 2n1p)$
102	2027	1243	231	43.2	289	120	73.3
103	2106	1271	290	83.6	235	108	65.2
104	2094	1261	388	90.0	193	57.2	45.0
105	2150	1262	416	148	146	72.1	31.1
106	2143	1226	511	120	133	36.7	27.6
107	2192	1203	525	178	102	59.9	21.0
108	2179	1149	632	137	101	26.1	21.0
109	2233	1115	645	201	83.2	47.6	15.4
110	2219	1049	765	152	79.8	22.3	18.7

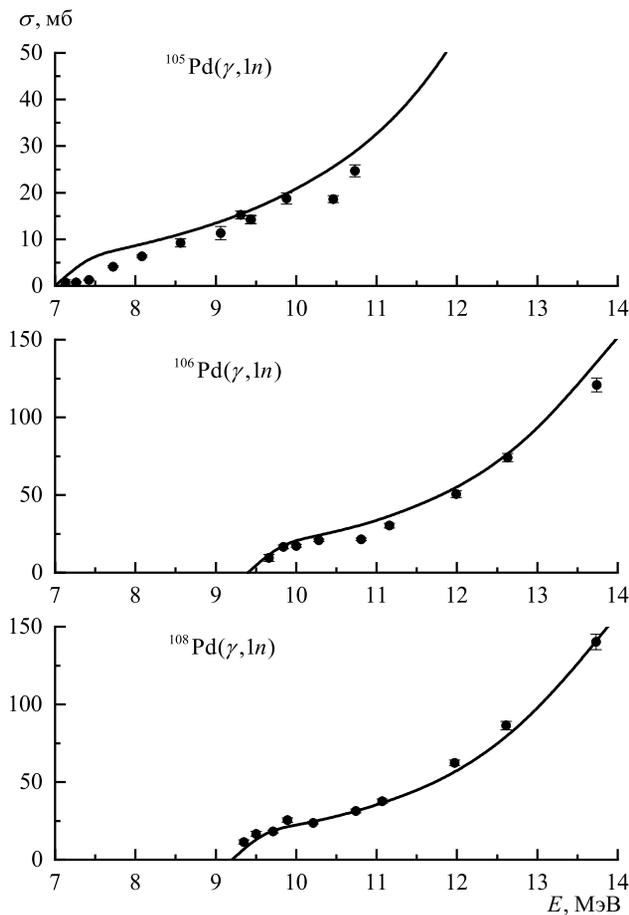


Рис. 17. Сечения реакций  $(\gamma, n)$  на изотопах  $^{105,106,108}\text{Pd}$ , полученные в [65] (точки), и расчет по модели КМФР (сплошная линия)

- в зависимости интегральных сечений реакций  $(\gamma, 2n)$  в четно-четных изотопах Pd отчетливо прослеживается эффект спаривания нейтронов во внешних оболочках.
- в сечениях реакций  $\sigma(\gamma, 1p)$  проявляется тенденция уменьшения величины сечения реакции в максимумах и интегральных сечений при увеличении массового числа A, что объясняется уменьшением величин порогов фотонейтронных реакций и соответственно большей вероятности распада по нейтронному каналу;

- сечения реакции  $(\gamma, 1n1p)$  в максимуме уменьшаются от 10 мб до 2–3 мб, что сопровождается уменьшением интегрального сечения реакции  $(\gamma, 1n1p)$  от 120 МэВ·мб до 30 МэВ·мб при увеличении массового числа A;
- в сечениях реакции  $\sigma(\gamma, 1p1n)$  также отчетливо проявляется эффект спаривания нейтронов. При этом если спаривание нейтронов в четно-четных протонах Pd приводит к увеличению сечения, в случае реакции  $(\gamma, 1n1p)$  спаривание нейтронов приводит к уменьшению величины сечения в максимуме и величины интегрального сечения с ростом массового числа A.

Одними из основных характеристик, описывающих ГДР, являются интегральные сечения реакции полного поглощения, интегральные сечения парциальных реакций:

$$\sigma_{\text{инт}}(E^m) = \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) dE. \quad (25)$$

Интегральные сечения реакций зависят от двух параметров: от величины сечения реакции  $\sigma(E)$  и от величины области энергии  $E_{\text{порог}} - E^m$ , в которой расположено сечение реакции. Интегральные сечения основных фотоядерных реакций на изотопах палладия  $^{102-110}\text{Pd}$ , рассчитанные на основе КМФР, приведены в табл. 5.

В экспериментах на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения измеряются выходы реакции, которые в случае достаточно высокой верхней границы тормозного спектра перекрывают сразу несколько возможных каналов реакции. Абсолютным выходом фотоядерной реакции, в  $\gamma$ -активационном эксперименте измеренным на тормозном пучке, называется число реакций в исследуемой мишени, отнесенное к единице прошедшего через нее заряда пучка электронов ускорителя (11), (12). Сравнение абсолютных выходов фотоядерных реакций на изотопах палладия, полученных в настоящем эксперименте (13)–(16), теоретически рассчитанных по формуле (12) на основе сечений, рассчитанных по КМФР, и тормозного спектра, рассчитанного на основе модели установки на GEANT4, для изотопов палладия приведено в табл. 6. Так как эксперимент выполнялся на природной смеси изотопов, то за исключением  $^{109}\text{Pd}$

Таблица 6. Сравнение экспериментальных  $Y_{\text{эксп}}$  и теоретических выходов фотоядерных реакций на изотопах палладия, рассчитанные на основе КМФР ( $Y_{\text{КМФР}}$ ). Для парциальных реакций во второй колонке приведен коэффициент, равный содержанию стабильных изотопов палладия на природной смеси, на которых происходят реакции, приводящие к образованию исследуемых изотопов.  $E_{\text{п}}$  — пороги парциальных реакций, приводящих к образованию исследуемых изотопов;  $Y_{\text{эксп}}$  — экспериментальные выходы;  $Y_{\text{КМФР}}$  — теоретически рассчитанные на основе КМФР (12) выходы реакций на природной смеси изотопов Pd и рассчитанные по (11) вклады на отдельных изотопах природной смеси Pd

Изотоп	Реакция образования изотопа	$E_{\text{п}}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}, e^{-1}$	$Y_{\text{КМФР}}, e^{-1}$	
$^{109}\text{Pd}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	8.8	$(1.40 \pm 0.13) \cdot 10^{-6}$	$1.43 \cdot 10^{-6}$	
$^{103}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$		$(2.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$	$2.31 \cdot 10^{-6}$	
	$= 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n) +$	10.0			$1.54 \cdot 10^{-6}$
	$+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n) +$	17.1			$6.47 \cdot 10^{-7}$
	$+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	26.6		$1.18 \cdot 10^{-7}$	
$^{101}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$		$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$	$1.90 \cdot 10^{-7}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n) +$	10.5			$1.35 \cdot 10^{-7}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n) +$	28.2			$3.29 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	35.3			$2.24 \cdot 10^{-8}$
$^{100}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$		$(2.33 \pm 0.16) \cdot 10^{-8}$	$2.28 \cdot 10^{-8}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n) +$	18.8			$1.37 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n) +$	36.5			$7.48 \cdot 10^{-9}$
	$+ 0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	43.5			$1.62 \cdot 10^{-9}$
$^{99}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$		$(0.91 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$	$1.37 \cdot 10^{-9}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n) +$	29.9			$1.31 \cdot 10^{-9}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	47.6			$5.90 \cdot 10^{-11}$
$^{109}\text{Rh}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1p) =$	10.6	$(4.18 \pm 0.18) \cdot 10^{-8}$	$4.93 \cdot 10^{-8}$	
$^{107}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(1.08 \pm 0.09) \cdot 10^{-7}$	$1.57 \cdot 10^{-7}$	
	$= 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$	9.9			$1.52 \cdot 10^{-7}$
	$+ 0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 2n 1p)$	16.4			$5.40 \cdot 10^{-9}$
$^{105}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(1.59 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$	$2.39 \cdot 10^{-7}$	
	$= 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$	9.3			$2.25 \cdot 10^{-7}$
	$+ 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 1n 1p) +$	16.6			$1.39 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n 1p)$	31.5			$1.19 \cdot 10^{-10}$
$^{104}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(4.77 \pm 2.23) \cdot 10^{-7}$	$2.60 \cdot 10^{-7}$	
	$= 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$	8.8			$2.18 \cdot 10^{-7}$
	$+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n 1p) +$	18.3			$4.20 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 3n 1p)$	34.1			$2.42 \cdot 10^{-10}$
$^{102}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(4.04 \pm 0.36) \cdot 10^{-8}$	$4.66 \cdot 10^{-8}$	
	$= 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n 1p) +$	18.0			$2.78 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n 1p) +$	25.1			$1.88 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n 1p)$	34.6			$5.68 \cdot 10^{-9}$
$^{101}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(3.26 \pm 0.30) \cdot 10^{-8}$	$4.46 \cdot 10^{-8}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$	7.8			$2.25 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n 1p) +$	25.4			$1.33 \cdot 10^{-8}$
	$+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 3n 1p)$	32.5			$8.81 \cdot 10^{-9}$
$^{100}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p) =$		$(4.97 \pm 0.68) \cdot 10^{-9}$	$9.88 \cdot 10^{-9}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n 1p) +$	17.7			$5.54 \cdot 10^{-9}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n 1p)$	35.3			$4.34 \cdot 10^{-9}$
$^{99}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in jp) =$		$(1.66 \pm 0.08) \cdot 10^{-9}$	$2.14 \cdot 10^{-9}$	
	$= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n 1p) +$	25.8			$2.05 \cdot 10^{-9}$
	$+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n 1p)$	44.9			$9.26 \cdot 10^{-11}$

и  $^{109}\text{Rh}$  в образование изотопов Pd и Rh вносят вклады несколько проходящих по порогу реакций. Экспериментальный выход включает все возможные каналы реакций на стабильных изотопах природной смеси Pd. Во второй колонке табл. 6 приведены

реакции, приводящие к образованию изотопа. Для парциальных реакций во второй колонке приведен коэффициент, равный содержанию стабильных изотопов палладия, на которых происходят реакции, приводящие к образованию исследуемых изотопов.

В третьей колонке приведены пороги парциальных реакций, приводящих к образованию исследуемых изотопов. В четвертой колонке — экспериментальные выходы. Выходы нормированы на один электрон пучка ускорителя, падающий на тормозную мишень. В пятой колонке приведены теоретически рассчитанные на основе КМФР (12) выходы реакций на природной смеси изотопов Pd и рассчитанные по (11) вклады на отдельных изотопах природной смеси Pd. КМФР позволяет рассчитывать сечения фотоядерных реакций с образованием исследуемого изотопа, т.е. сумму основного и изомерного состояния. В табл. 6 приведены только суммарные выходы образования изотопов ( $g + m$ ) из табл. 3. Видно хорошее согласие экспериментальных данных с расчетами, выполненными по модели КМФР.

На тормозных пучках  $\gamma$ -квантов активационным методом фоторасщепление изотопов Pd исследовалось в работах [66–74, 76]. В основном в этих работах измерялись изомерные отношения, т.е. отношения выходов образования конечных изотопов в изомерном и основном состояниях  $\frac{Y^m}{Y^g}$ . Относительные выходы фотоядерных реакций под действием тормозного спектра  $\gamma$ -квантов с верхней границей 29.1 и 55 МэВ были измерены в работе [66]. В табл. 7 результаты работы [66], полученные при облучении тормозным спектром  $\gamma$ -квантов с верхней границей 55 МэВ, сравниваются с полученными в настоящей работе экспериментальными данными и расчетами на основе модели КМФР. Выходы нормированы на выход реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$ . В целом наблюдается удовлетворительное согласие с учетом систематических и статистических погрешностей экспериментов и приближений, заложенных в КМФР. Общей тенденцией является уменьшение выхода реакции с увеличением числа частиц в конечном состоянии.

В изотопах  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{104}\text{Rh}$  и  $^{102}\text{Rh}$ , как правило, доминирует распад на основное состояние ядра. В табл. 8 приведены изомерные отношения  $Y_m/Y_g$  фотоядерных реакций, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения 55 МэВ, для изотопов  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{99,101,102,104,105}\text{Rh}$ . При уменьшении массового числа  $A$  в изотопах  $^{101}\text{Rh}$  и  $^{99}\text{Rh}$  выход образования изотопа в изомерном состоянии превышает выход изотопа в основном состоянии. Вероятность заселения изомера в результате фотоядерных реакций зависит от разницы спинов в основном и изомерном состоянии ядер, образующихся при распаде ГДР, от величины энергии изомерного состояния, энергии и множественности вылетевших в результате фотоядерных реакций частиц [77]. На рис. 18 показаны изомерные отношения  $Y_m/Y_g$  фотоядерных реакций, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения 55 МэВ и в работах [66–74, 76], для изотопов  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{99,101,102}\text{Rh}$  в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра  $E^m$ . В случае фотонейтронной реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$  ( $J^P(^{110}\text{Pd}) = 0^+$ ) определяющим фактором в вероятности заселения изомерного состояния будет разница спинов основного  $5/2^+$  и изомерного  $11/2^-$  состояний. Изомерное отношение зависит

Таблица 7. Сравнение относительных экспериментальных выходов, полученных в настоящей работе, с результатами работы [66] и теоретическими расчетами по КМФР при максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения 55 МэВ. Выходы нормированы на выход реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$

Изотоп	$Y_{\text{эксп}}, 1/e$	$Y_{\text{эксп}}, 1/e$ [66]	$Y_{\text{КМФР}}, 1/e$
$^{109g}\text{Pd}$	$0.931 \pm 0.092$	$0.890 \pm 0.006$	
$^{109m}\text{Pd}$	$0.0691 \pm 0.0027$	$0.1090 \pm 0.001$	
$^{109g+m}\text{Pd}$	$1.000 \pm 0.092$	$1.000 \pm 0.008$	1
$^{109}\text{Rh}$	$0.0299 \pm 0.0018$	$0.0230 \pm 0.00040$	0.0345
$^{108m}\text{Rh}$	$0.0010 \pm 0.0001$	$0.0112 \pm 0.00038$	
$^{107}\text{Rh}$	$0.0771 \pm 0.0066$	$0.1027 \pm 0.00063$	0.1101
$^{106m}\text{Rh}$	$0.0049 \pm 0.0005$	$0.0049 \pm 0.00009$	
$^{105g}\text{Rh}$	$0.089 \pm 0.005$	$0.147 \pm 0.00084$	
$^{105m}\text{Rh}$	$0.0251 \pm 0.0031$		
$^{105g+m}\text{Rh}$	$0.114 \pm 0.004$		0.167
$^{104g.s.}\text{Rh}$	$0.306 \pm 0.159$		
$^{104m}\text{Rh}$	$0.0341 \pm 0.0045$	$0.0353 \pm 0.00144$	
$^{104g+m}\text{Rh}$	$0.341 \pm 0.159$		0.182
$^{103}\text{Pd}$	$1.486 \pm 0.075$	$2.314 \pm 0.038$	1.61
$^{102g}\text{Rh}$	$0.0209 \pm 0.0020$	$0.0208 \pm 0.00021$	
$^{102m}\text{Rh}$	$0.0080 \pm 0.0016$	$0.0055 \pm 0.0004$	
$^{102g+m}\text{Rh}$	$0.0289 \pm 0.0026$	$0.0263 \pm 0.00042$	0.033
$^{101}\text{Pd}$	$0.0983 \pm 0.0052$	$0.1260 \pm 0.00073$	0.133
$^{101g}\text{Rh}$	$0.0104 \pm 0.0008$	$0.0101 \pm 0.00017$	
$^{101m}\text{Rh}$	$0.0128 \pm 0.0020$	$0.0147 \pm 0.00163$	
$^{101g+m}\text{Rh}$	$0.0233 \pm 0.021$	$0.0248 \pm 0.00164$	0.0326
$^{100}\text{Pd}$	$0.0162 \pm 0.0012$	$0.0144 \pm 0.00008$	0.0159
$^{100g+m}\text{Rh}$	$0.00355 \pm 0.00048$	$0.00355 \pm 0.00003$	0.00691
$^{99}\text{Pd}$	$0.00065 \pm 0.00003$	$0.00051 \pm 0.00001$	0.00096
$^{99g}\text{Rh}$	$0.00043 \pm 0.00003$	$0.00055 \pm 0.00002$	
$^{99m}\text{Rh}$	$0.00076 \pm 0.00005$	$0.00077 \pm 0.00002$	
$^{99g+m}\text{Rh}$	$0.00118 \pm 0.00006$	$0.00132 \pm 0.00006$	0.00150

Таблица 8. Изомерные отношения  $Y_m/Y_g$  фотоядерных реакций, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения 55 МэВ, для изотопов  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{99,101,102,104,105}\text{Rh}$ .  $J_g^P$  и  $J_m^P$  — спин и четность основного и изомерного состояний

Изотоп	$J_g^P$	$J_m^P$	$Y_m/Y_g$
$^{109}\text{Pd}$	$5/2^+$	$11/2^-$	$0.074 \pm 0.008$
$^{105}\text{Rh}$	$1/2^-$	$7/2^+$	$0.28 \pm 0.04$
$^{104}\text{Rh}$	$5^+$	$1^+$	$0.11 \pm 0.06$
$^{102}\text{Rh}$	$1^-, 2^-$	$6^{(+)}$	$0.38 \pm 0.008$
$^{101}\text{Rh}$	$1/2^-$	$9/2^+$	$1.23 \pm 0.22$
$^{99}\text{Rh}$	$1/2^-$	$9/2^+$	$1.78 \pm 0.17$

от орбитального момента вылетевшего нейтрона, это отношение растет с ростом средней энергией возбуждения начального ядра (максимальной энергии тормозного спектра  $E^m$ ). Изомерные отношения  $^{99,101,102,105}\text{Rh}$  в несколько раз выше, чем для  $^{109}\text{Pd}$ . В случае фотопротонных реакций центробежный барьер ниже, чем кулоновский, поэтому зависимость изомерных отношений от разности спинов будет меньше, чем в случае фотонейтронных реакций.

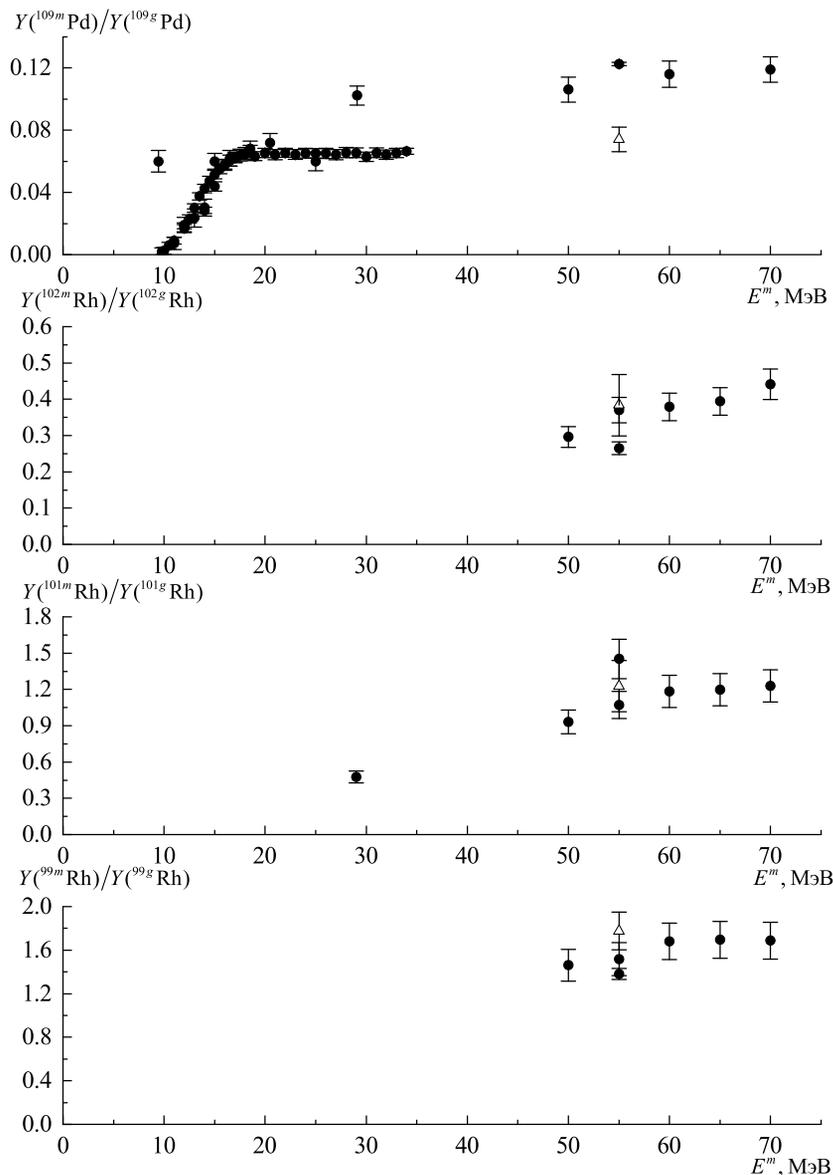


Рис. 18. Изомерные отношения  $Y_m/Y_g$  фотоядерных реакций, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -излучения 55 МэВ (треугольники) и в работах [66–74, 76] (точки), для изотопов  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{99,101,102}\text{Rh}$  в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра  $E^m$

Эти отношения также растут с ростом энергии облучения. Зависимость изомерных отношений от множественности вылетевших частиц проявляется в более высоком изомерном отношении для  $^{99}\text{Rh}$  (основная реакция  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{99}\text{Rh}$ ) по сравнению с  $^{101}\text{Rh}$  (основная реакция  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1p)^{101}\text{Rh}$ ).

В работах [74, 76] измерялись выходы реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$  и  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$  на тормозных пучках гамма-квантов при энергии электронов ускорителя от 11 до 14 МэВ. Для получения абсолютных значений выходов использовалась нормировка на сечение реакции  $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ . Результаты, полученные в работах [74, 76], хорошо согласуются между собой. На рис. 19 показано отношение выходов  $Y(^{101}\text{Pd})/Y(^{109}\text{Pd})$  на природной смеси изотопов Pd, рассчитанное на основе данных работ [66, 74], и настоящей работы, в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра  $E^m$ . В области энергий ГДР это отношение растет, т.к. порог и максимум сечения реакции  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$  выше, чем порог и максимум сечения реакции  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$ .

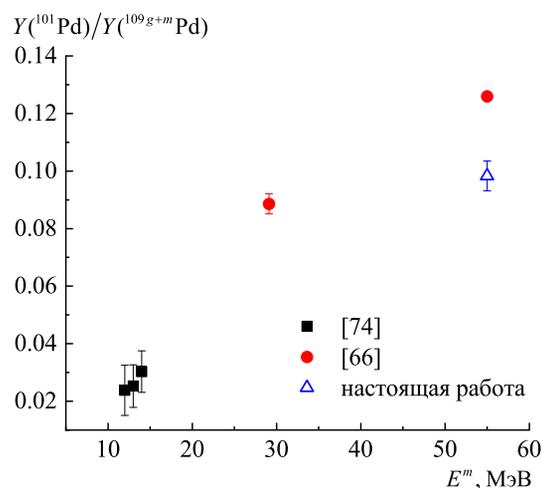


Рис. 19. Отношение выходов  $Y(^{101}\text{Pd})/Y(^{109}\text{Pd})$  на естественной смеси изотопов Pd, рассчитанные на основе данных из работ [74] (квадраты), [66] (кружки) и настоящей работы (треугольник), в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра  $E^m$

При энергии облучения выше 30 МэВ рост отношения  $Y(^{101}\text{Pd})/Y(^{109g+m}\text{Pd})$  происходит из-за вклада реакции  $^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{101}\text{Pd}$ .

Абсолютные выходы фотоядерных на тормозных пучках в экспериментах, выполненных в различной геометрии, будут отличаться друг от друга из-за различий в потоке тормозных фотонов. Для сравнения результатов различных экспериментов необходимо предположение, что формы тормозного спектра в сравниваемых экспериментах не различаются, а различие есть только в общем числе фотонов, и отнести выходы реакций к числу тормозных фотонов, а не к заряду пучка. Очевидный способ нормировки на число фотонов сталкивается с трудностью: число фотонов увеличивается в области низкоэнергетической части тормозного спектра как  $1/E$ . Возможны два способа решить эту проблему:

1. Нормировать выход на число фотонов в тормозном спектре только от порога конкретной реакции:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_i^{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_i^{\text{порог}}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (26)$$

Эта формула имеет вид среднего значения сечения  $\sigma(E)$  с весом  $W(E, E^m)$ , поэтому получившееся значение имеет размерность сечения и его следует называть средним сечением реакции  $\langle \sigma \rangle$  взвешенным по тормозному спектру с данной верхней границей  $E^m$ . Среднее сечение образования изотопа на естественной смеси изотопов описывается формулой

$$\langle \sigma^{\text{nat}} \rangle = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_i^{\text{порог}}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\sum_i \eta_i \int_{E_i^{\text{порог}}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (27)$$

Нормировочный коэффициент в этом случае зависит от порога реакции, поэтому среднее сечение взвешенное по тормозному спектру имеет смысл приводить только в случае реакций на моноизотопах или когда существует доминирующий канал реакции.

2. Нормировать выход на число эквивалентных квантов:

$$\sigma_q = \frac{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} EW(E, E^m) dE}. \quad (28)$$

Численное значение  $\sigma_q$  отличается от среднего сечения реакции  $\langle \sigma \rangle$ , взвешенного по тормозному спектру. Размерность этой величины также совпадает с размерностью сечения. Преимущество данного определения в том, что нормировочный коэффициент не зависит от порога реакции. Эта величина называется сечением на эквивалентный квант. Ввиду сделанного выше предположения о неизменности формы тормозного спектра в качестве функции  $W(E, E^m)$  в обоих случаях следует взять сечение образования тормозных фотонов  $\sigma(E, E^m)$ . Сечение на эквивалентный квант в случае реакций на природной смеси изотопов будет включать все возможные каналы образования конечного изотопа с учетом процентного содержания исходных ядер:

$$\sigma_q^{\text{prod}} = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot \sigma(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \sigma(E, E^m) dE}, \quad (29)$$

где  $\sigma(E, E^m)$  рассчитывается на основе таблиц Зельтцера—Бергера [75].

Сравнение экспериментальных  $\sigma_q^{\text{prod}}_{\text{эксп}}$  и теоретических  $\sigma_q^{\text{prod}}_{\text{КМФР}}$  сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия при облучении тормозным спектром с верхней границей 55 МэВ приведено в табл. 9. Экспериментальные сечения образования конечных изотопов на эквивалентный квант  $\sigma_q^{\text{prod}}_{\text{эксп}}$  включают все возможные каналы образования ядра. Приведены суммарные теоретические сечения на эквивалентный квант на природной смеси и парциальные по отдельным каналам с учетом процентного содержания исходных ядер в природной смеси, рассчитанные по формуле (29). В последней колонке приведены сечения на эквивалентный квант соответствующей реакции на моноизотопах  $\sigma_q_{\text{КМФР}}$ , рассчитанные по формуле (28). Также как и в случае выходов реакций видно хорошее согласие между экспериментальными сечениями на эквивалентный квант и теоретическими, рассчитанными по КМФР.

Интегральное сечение реакции, выход реакции, среднее сечение взвешенное по тормозному спектру и сечение на эквивалентный квант однозначно связаны между собой. На рис. 20 приведены интегральные сечения, выходы, средние сечения, взвешенные по тормозному спектру и сечения на эквивалентный квант фотоядерных реакций  $(\gamma, ABS)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$  на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$ . Видна отчетливая корреляция между этими величинами. Различие в поведении наблюдается для средних сечений в случае  $(\gamma, 1n)$ - и  $(\gamma, ABS)$ -реакций. Связано это с тем, что порог  $(\gamma, 1n)$ -реакций сильно меняется при переходе от четного к нечетному по  $N$  изотопам, для нечетных по  $N$  изотопам порог ниже и, следовательно, нормировочный коэффициент, связанный с количеством  $\gamma$ -квантов, сильно растет. Из-за этого среднее сечение взвешенное по тормозному спектру для нечетных по  $N$  изотопам палладия, становится меньше, чем для четных, при этом для выходов, интегральных сечений и сечений на эквивалентный квант ситуация обратная. Теоретические сечения на эквивалентный квант на изотопах палладия  $^{102-110}\text{Pd}$  приведены в табл. 10.

Хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими выходами и сечениями на эквивалентный квант стало возможным благодаря использованию в теоретических расчетах изоспинового расщепления ГДР. На вероятность распада ГДР по протонному и нейтронному каналам существенное влияние оказывает изоспиновое расщепление гигантского резонанса.

В ядрах с  $N \neq Z$  при поглощении электрических дипольных  $\gamma$ -квантов возбуждаются две ветви гигантского дипольного резонанса:  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ , где  $T_0 = \frac{|N-Z|}{2}$ . На рис. 21 показаны возбуждения изоспиновых компонент  $T_<$  и  $T_>$  гигантского дипольного резонанса в начальном ядре  $(N, Z)$  и их распад по протонному  $(N, Z - 1)$  и нейтронному  $(N - 1, Z)$  каналам. Величина изоспинового расщепления состояний  $T_<$  и  $T_>$   $\Delta E = E(T_>) - E(T_<)$  в начальном ядре и отношение

Таблица 9. Сравнение экспериментальных  $\sigma_{\text{эксп}}^{\text{prod}}$  и теоретических  $\sigma_{\text{КМФР}}^{\text{prod}}$  сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия. Для парциальных реакций во второй колонке приведен коэффициент, равный содержанию стабильных изотопов палладия в природной смеси, на которых происходят реакции, приводящие к образованию исследуемых изотопов.  $\sigma_{\text{КМФР}}$  — сечение на эквивалентный квант соответствующей реакции на моно-изотопе

Изотоп	Реакция образования изотопа	$\sigma_{\text{эксп}}^{\text{prod}}$ , мб	$\sigma_{\text{КМФР}}^{\text{prod}}$ , мб	$\sigma_{\text{КМФР}}$ , мб
$^{109g}\text{Pd}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	$8.34 \pm 0.84$		
$^{109m}\text{Pd}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	$0.656 \pm 0.026$		
$^{109g+m}\text{Pd}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	$9.00 \pm 0.84$	9.71	82.9
$^{103}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$ $= 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n) +$ $+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n) +$ $+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	$14.1 \pm 0.7$	15.40 10.21 4.39 0.80	91.6 19.7 2.93
$^{101}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n) +$ $+ 0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	$0.933 \pm 0.049$	1.264 0.895 0.218 0.152	87.7 1.96 0.68
$^{100}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n) +$ $+ 0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	$0.154 \pm 0.011$	0.152 0.091 0.050 0.011	8.93 0.45 0.049
$^{99}\text{Pd}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	$(6.19 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$	$9.11 \cdot 10^{-3}$ $8.72 \cdot 10^{-3}$ $0.39 \cdot 10^{-3}$	0.855 $3.51 \cdot 10^{-3}$
$^{109}\text{Rh}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1p)$	$0.284 \pm 0.017$	0.334	2.85
$^{108m}\text{Rh}$	$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1p1n)$	$(9.63 \pm 0.49) \cdot 10^{-3}$		
$^{107}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$ $+ 0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	$0.732 \pm 0.062$	1.069 1.032 0.037	3.90 0.312
$^{106m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.047 \pm 0.04$		
$^{105g}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.840 \pm 0.051$		
$^{105m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.238 \pm 0.029$		
$^{105g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$ $+ 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	$1.078 \pm 0.042$	1.618 1.523 0.094	5.572 0.357
$^{104g}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$2.91 \pm 1.51$		
$^{104m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.324 \pm 0.043$		
$^{104g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$ $+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n1p) +$ $+ 0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	$3.23 \pm 1.51$	1.79 1.48 0.285 0.024	6.62 1.04 0.089
$^{102g}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.198 \pm 0.019$		
$^{102m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.076 \pm 0.015$		
$^{102g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n1p) +$ $+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n1p) +$ $+ 0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	$0.274 \pm 0.024$	0.350 0.184 0.127 0.039	1.66 0.570 0.141
$^{101g}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.099 \pm 0.008$		
$^{101m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.122 \pm 0.019$		
$^{101g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1p) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n1p) +$ $+ 0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	$0.221 \pm 0.020$	0.297 0.150 0.088 0.060	14.7 0.791 0.268
$^{100g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n1p) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	$0.0337 \pm 0.0046$	0.0675 0.0368 0.0288	3.61 0.259
$^{99g}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.0040 \pm 0.0003$		
$^{99m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p)$	$0.0072 \pm 0.0005$		
$^{99g+m}\text{Rh}$	$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) =$ $= 0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p) +$ $+ 0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n1p)$	$0.0112 \pm 0.0006$	0.0142 0.0136 0.0006	1.33 0.0055

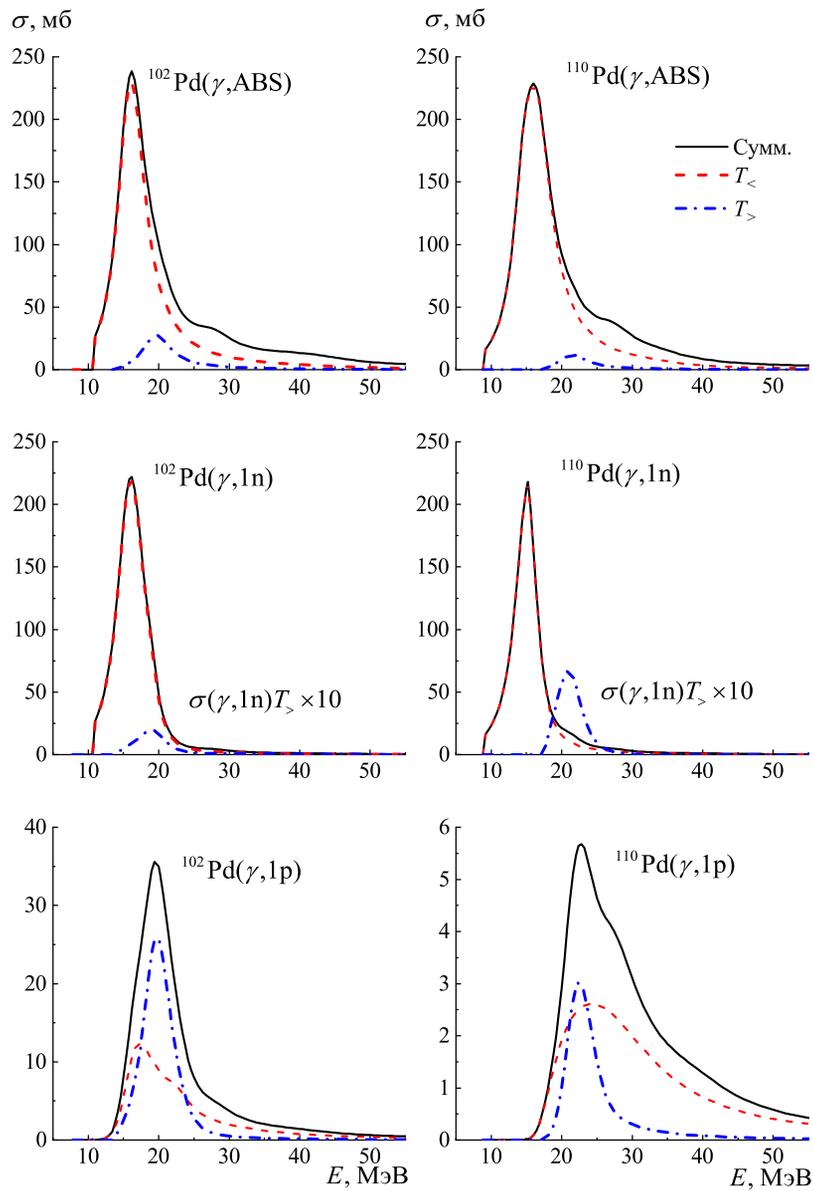


Рис. 20. Интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$ , выходы  $Y$ , средние сечения взвешенные по тормозному спектру  $\langle\sigma\rangle$  и сечения на эквивалентный квант  $\sigma_q$  фотоядерных реакций  $(\gamma, ABS)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 1p1n)$  на изотопах палладия  $^{102-110}\text{Pd}$ , рассчитанные на основе КМФР

Таблица 10. Теоретические сечения на эквивалентный квант  $\sigma_{q \text{ КМФР}}$  (мб), фотоядерных реакций на изотопах палладия  $^{102-110}\text{Pd}$

A	$\sigma_q \text{ КМФР, мб}$							
	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$	$(\gamma, 4n)$	$(\gamma, 1p)$	$(\gamma, 1n1p)$	$(\gamma, 2n1p)$	$(\gamma, 3n1p)$
102	87.7	8.93	0.855	0.121	14.66	3.605	1.332	0.131
103	93.6	12.01	1.935	0.217	12.09	3.617	1.216	0.396
104	91.6	16.39	1.959	0.445	8.79	1.656	0.791	0.259
105	97.3	19.66	3.750	0.679	6.62	2.383	0.570	0.268
106	93.2	24.18	2.932	1.047	5.57	1.043	0.478	0.141
107	95.0	27.05	4.909	1.110	4.17	1.983	0.375	0.178
108	89.0	32.30	3.569	1.432	3.90	0.705	0.357	0.089
109	89.8	35.56	5.913	1.421	3.19	1.473	0.267	0.134
110	82.9	41.91	4.239	1.773	2.85	0.587	0.312	0.064

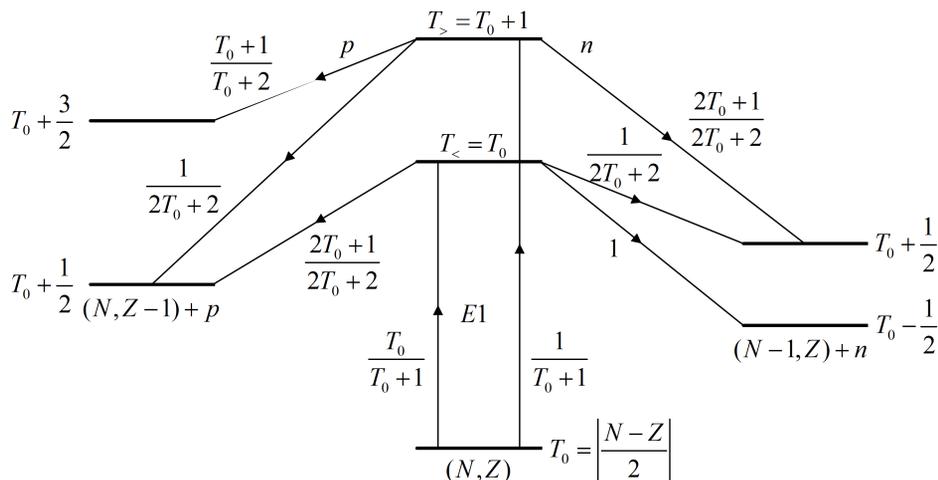


Рис. 21. Схема возбуждения состояний  $T_<$  и  $T_>$  в ядре  $(N, Z)$  и их распад по нейтронному каналу  $(N - 1, Z)$  и протонному каналу  $(N, Z - 1)$

Таблица 11. Интегральные сечения  $\sigma_{<}^{инт}$ ,  $\sigma_{>}^{инт}$  изоспиновых компонент реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$ , отношение сечений реакций  $\frac{\sigma_{>}^{инт}}{\sigma_{<}^{инт}}$ , рассчитанные на основе КМФР для изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$

A	$(\gamma, 1n)$			$(\gamma, 1p)$		
	$\sigma_{<}^{инт}$ , МэВмб	$\sigma_{>}^{инт}$ , МэВмб	$\frac{\sigma_{>}^{инт}}{\sigma_{<}^{инт}}$	$\sigma_{<}^{инт}$ , МэВмб	$\sigma_{>}^{инт}$ , МэВмб	$\frac{\sigma_{>}^{инт}}{\sigma_{<}^{инт}}$
102	1192	12	0.010	125	143	1.14
103	1219	14	0.011	113	104	0.92
104	1199	23	0.019	79	95	1.20
105	1194	28	0.023	69	61	0.88
106	1161	35	0.030	61	56	0.92
107	1133	34	0.030	57	31	0.54
108	1081	38	0.035	54	32	0.59
109	1051	32	0.030	53	18	0.34
110	991	30	0.030	48	18	0.38

сечений образования состояний  $\sigma_{>}(T_>)$  и  $\sigma_{<}(T_<)$ , согласно [59], определяются соотношениями

$$\Delta E = E(T_>) - E(T_<) = \frac{60}{A}(T_0 + 1)\text{МэВ}. \quad (30)$$

$$\frac{\sigma_{>}}{\sigma_{<}} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{1 + 1.5T_0A^{-2/3}}. \quad (31)$$

В табл. 12 приведены величины изоспинового расщепления ГДР и отношение сечений  $\frac{\sigma_{>}}{\sigma_{<}}$ , рассчитанные на основе соотношений (30), (31) для изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$ . В табл. 11 приведены интегральные сечения  $\sigma_{<}^{инт}$ ,  $\sigma_{>}^{инт}$  изоспиновых компонент реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$ , отношение сечений реакций  $\frac{\sigma_{>}^{инт}}{\sigma_{<}^{инт}}$ , рассчитанные на основе КМФР для изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$ .

Из рис. 21 видно, что распад возбужденных состояний ГДР с изоспином  $T_> = T_0 + 1$  по нейтронному каналу на низколежащие состояния  $T = T_0 - \frac{1}{2}$  с испусканием нейтрона запрещен, что приводит к увеличению сечения реакции  $(\gamma, 1p)$  и к сдвигу максимума сечения реакции  $(\gamma, 1p)$  относительно реакции  $(\gamma, 1n)$  в сторону высоких энергий в ядре  $(N, Z)$ . Величины изоспинового расщепления ГДР

Таблица 12. Величины изоспинового расщепления ГДР  $E(T_>) - E(T_<)$ , отношение сечений реакций  $\sigma_{>}/\sigma_{<}$ , рассчитанные на основе соотношений (30), (31) для изотопов  $^{102-110}\text{Pd}$

A	$E(T_>) - E(T_<)$ , МэВ	$\frac{\sigma_{>}}{\sigma_{<}}$
102	3.5	0.098
103	3.8	0.083
104	4.0	0.070
105	4.3	0.060
106	4.5	0.052
107	4.8	0.045
108	5.0	0.038
109	5.2	0.033
110	5.5	0.029

были рассчитаны на основе КМФР. На рис. 22 показаны сечения реакций и сечения компонент ГДР  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$  реакций  $(\gamma, ABS)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 1p)$  на изотопах  $^{102,110}\text{Pd}$ . Сечения компонент реакций  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)T_<$  и  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)T_>$  на рис. 22 увеличены в 10 раз.

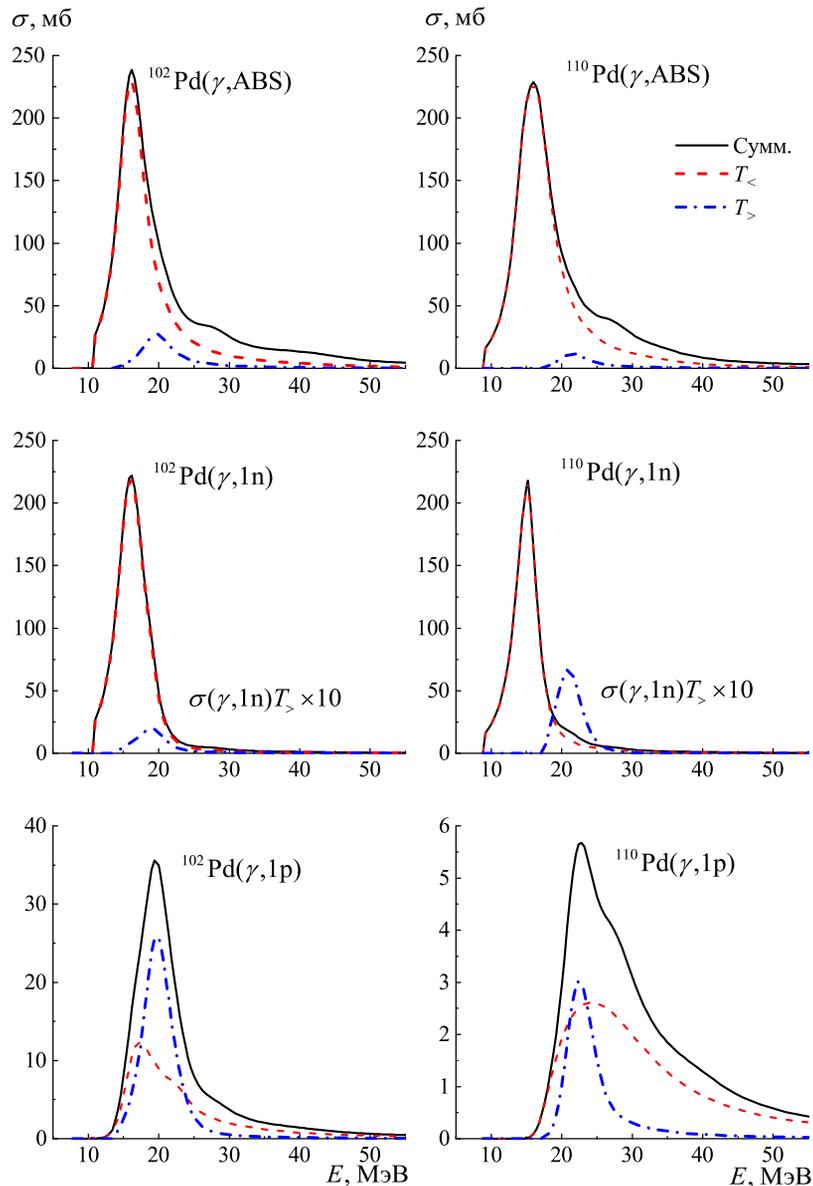


Рис. 22. Сечения реакций и сечения компонент ГДР  $T_{<} = T_0$  и  $T_{>}T_0 + 1$  реакций  $(\gamma, ABS)$  (верхний ряд),  $(\gamma, 1n)$  (средний ряд),  $(\gamma, 1p)$  (нижний ряд) изотопов  $^{102}\text{Pd}$  (левый столбик),  $^{110}\text{Pd}$  (правый столбик). Сечения компонент реакций  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)T_{<}$  и  $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)T_{>}$  увеличены в 10 раз

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На пучке тормозного  $\gamma$ -излучения с максимальной энергией 55 МэВ измерены выходы фотоядерных реакций на природной смеси изотопов Pd. В рамках комбинированной модели фотоядерных реакций рассчитаны сечения и выходы фотоядерных реакций на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$ . В области энергий  $\gamma$ -квантов до 50 МэВ в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов на изотопах  $^{102-110}\text{Pd}$  доминирует E1 гигантский дипольный резонанс. Распад ГДР изотопов Pd происходит преимущественно с испусканием нейтронов. Основными каналами распада являются каналы распада  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . При этом интегральное сечение реакции  $\sigma_{\text{инт}}(\gamma, 1n)$  в 3–5 раз превышает интегральное сечение реакции  $\sigma_{\text{инт}}(\gamma, 2n)$ . В исследованных фотоядерных реакциях в области энергии ГДР обычно непосредственно регистрируются нейтроны и протоны. Прямой метод регистрации нейтронов приводит к систематическим ошибкам в сечениях реакций

$(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  и в конечном счете к систематическим ошибкам в определении характеристик ГДР. В  $\gamma$ -активационной методике регистрируются конечные ядра, образующиеся в результате распада ГДР, что позволяет более надежно в одном эксперименте измерять выходы различных фотоядерных реакций и получить независимую информацию о сечениях парциальных реакций. В тяжелых изотопах Pd существенную роль играет изоспиновое расщепление ГДР, учет которого позволяет правильно описать фотопротонный канал распада ГДР.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
2. Goldhaber M., Teller E. // Phys. Rev. 1948. **74**. P. 1046.
3. Danos M. // Ann. d. Phys. Leipzig. 1952. **10**. P. 265.
4. Okamoto K. // Progr. Theor. Phys. 1956. **15**. P. 75.
5. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B. 1964. **134**. P. 284.

6. *Huber M G, Danos M., Weber H. J., Greiner W.* // Phys. Rev. 1968. **155**. P. 1073.
7. *Wilkinson D. H.* // Physica. 1956. **22**. P. 1039.
8. *Elliott J. P., Flowers B. H.* // Proc. Roy. Soc. A. 1956. **242**. P. 57.
9. *Brown G. E., Bolsterli M.* // Phys. Rev. Lett. 1959. **3**. P. 472.
10. *Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.* // ЖЭТФ 1960. **39**. С. 108.
11. *Балашов В. В., Чернов В. М.* // ЖЭТФ. 1962. **43**. С. 227.
12. *Соловьев В. Г.* // ЭЧАЯ. 1978. **9**. С. 580.
13. *Малов Л. А., Соловьев В. Г.* // ЭЧАЯ. 1980. **11**. С. 301.
14. *Вдовин А. И., Соловьев В. Г.* // ЭЧАЯ. 1983. **14**. № 2. С. 237.
15. *Danos M.* // Nucl. Phys. 1958 **5**. P. 23.
16. *Okamoto K.* // Phys. Rev. 1958 **37**. P. 110.
17. *Kelly M. A., Berman B. L., Bramblett R. L., Fultz S. C.* // Phys. Rev. 1969. **179**, P. 1194.
18. *Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.* // В кн.: Труды третьей Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. Изд. АН СССР, М.—Л., 1962, С. 486.
19. *Neudatchin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.* // Phys. Lett. 1964. **10**. P. 180.
20. *Эрамжян Р. А.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1964. **28**. С. 1181.
21. *Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G.* // Phys. Rep. 1986. **136**. P. 229.
22. *Bethe H. A., Peierls R. E.* // Proc. Roy. Soc. 1935. **148**. P. 146.
23. *Hara K. Y., Utsunomiya H., Goko S.* // Phys. Rev. D. 2003. **68**. P. 072001.
24. *Moreh R., Kennett T. J., Prestwich W. V.* // Phys. Rev. C. 1989. **39**. P. 1247.
25. *Birenbaum Y., Kahane S., Moreh R.* // Phys. Rev. C. 1985. **32**. P. 1825.
26. *Bernabei R., Incicchitti A., Mattioli M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. **57**. P. 1542.
27. *Baglin J. E. E., Carr R. W., Bentz E. J., Wu C.-P.* // Nucl. Phys. A. 1973 **201**. P. 593.
28. *Skopik D. M., Shin Y. M., Phenneger M. C., Murphy J. J.* // Phys. Rev. C. 1974. **9**. P. 531.
29. *Levinger J. S.* // Phys. Rev. 1951. **84**. P. 43.
30. *Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М.: Университетская книга, 2008.
31. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Издательство Московского университета, 1979.
32. *Berman B. L., Caldwell J. T., Harvey R. R., et al.* // Phys. Rev. 1967. **162**. P. 1098.
33. *Leprêtre A., Beil H., Bergère R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. **219**. P. 39.
34. *Fultz S. C., Berman B. L., Caldwell J. T. et al.* // Phys. Rev. 1969. **186** P. 1255.
35. *Wolynec E., Martinez A. R. V., Gouffon P. et al.* // Phys. Rev. 1984. **29**. P. 1137.
36. *Wolynec E., Martins M. N.* // Rev. Brasil. Fis. 1987. **17**. P. 56.
37. *Варламов В. В., Песков Н. Н., Руденко Д. С. и др.* // ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы. 2003. № 1–2, С. 48.
38. *Weller H. R., Ahmed M. W., Gao H. et al.* // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2009. **62**. P. 257.
39. *Ando A., Amano S., Hashimoto S. et al.* // Journal of Synchrotron Radiation. 1998. **5**. P. 342.
40. *Raman S., Nestor C. W., Tikkanen P.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2001 **78**. P. 1.
41. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЯФ. 2005. **68**. С. 1407.
42. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460.
43. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЯФ. 2008. **71**. С. 517.
44. *Raevsky V. G., Karev A. I., Lebedev A. N.* // Proc. XXII Russian Particle Accelerator Conf. Rupac-2010. (Novosibirsk, Budker INP, 2010). P. 316.
45. *Ермаков А. Н., Ишханов Б. С., Ханкин В. В. и др.* // ПТЭ. 2018. № 2. С. 20.
46. *Belyshev S. S., Filipescu D. M., Gheoghe I. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 67.
47. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. **506**. P. 250.
48. *Бельшев С. С., Дружинина А. В.* // Ученые записки физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 2. 1820206.
49. *Бельшев С. С., Стопани К. А., Кузнецов А. А. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 4. С. 42. (*Belyshev S. S., Stopani K. A., Troschiev S. Yu. et al.* // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2011. **66**, N 363.)
50. *Ишханов Б. С., Кузнецов А. А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2013. № 1. С. 27. (*Ishkhanov B. S., Kuznetsov A. A.* // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2013. **68**, N 1. P. 27.)
51. *Belyshev S. S., Ermakov A. N., Ishkhanov B. S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2014. **745**. P. 133.
52. *Варламов В. В., Давыдов А. И., Макаров М. А. и др.* // Изв. РАН Сер. физ. 2016. **80**. С. 351.
53. *Бельшев С. С., Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. и др.* // ЯФ. 2020. в печати.
54. *Bohr N.* // Nature. 1936. **137**. P. 344.
55. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЯФ. 2015. **78**. P. 601.
56. *Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. **66**. P. 659.
57. *Stone N.* // *Table of New Nuclear Moments*, Preprint 1997 (A revision of the *Table of Nuclear Moments* by P. Raghavan (Atom. Data Nucl. Data Tables. 1989. **42**. P. 189))
58. *Бор О., Моттельсон Б.* // Структура атомного ядра. т. 2, С. 437. М.: Мир, 1977.
59. *Fallieros S., Goulard B.* // Nucl. Phys. A. 1970. **147**. P. 593.
60. *Chadwick M. B. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. **44**. P. 814.
61. *Cline C. K., Blann M.* // Nucl. Phys. A. 1971. **172**. P. 225.
62. *Gilbert A., Cameron A. G. W.* // Can. J. Phys. 1965. **43**. P. 1446.
63. *Lepretre A., Beil H., Bergere R., Carlos P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. **219**. P. 39.
64. *Deague T. K., Muirhead E. G., Spicer B. M.* // Nucl. Phys. A. 1969. **139**. P. 501.
65. *Utsunomiya H., Goriely S., Akimune H., Harada H. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. **82**. P. 064610.
66. *Стопани К. А.* / Фотоядерные реакции на изотопах палладия. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Москва, 2012.
67. *Белов А. Г., Гангрский Ю. П., Тончев А. П., Балабанов Н. П.* // ЯФ. 1996. **59**. С. 585.
68. *Мазур В. М., Биган З. М., Симочко Д. М.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2007. **54**. С.744.
69. *Павланов С. Р., Рахманов Ж., Каюмов М. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2011. **75**. С. 239.
70. *Tickner J., Bencardino R., Roach G.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2010. **268**. P. 99.
71. *Hoang D. C., Tran T. D., Truong T. A., Phan A.* // Bulgarian Journal of Physics, 1987. **14**. P. 152.
72. *Гангрский Ю. П. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2001. **65**. С.111.
73. *Rahman Md.S., Lee M. W., Kim K. S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. B. 2012. **276**. P. 44;

74. *Nguyen V. D., Pham D. K., Kim T. T. et al. // Appl. Rad. Isotopes 2017. 128. P. 148*
75. *Berger M. J., Seltzer S. M. // Phys. Rev. C. 1970. 2. P. 621.*
76. *Skakun Y. et al // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. 2012. P. 570.*
77. *Бельшев С. С., Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. и др. // ЯФ. 2015. 78. С. 953.*

### Photodisintegration of Palladium Isotopes

**S. S. Belyshev<sup>2</sup>, B. S. Ishkhanov<sup>1,2</sup>, A. A. Kuznetsov<sup>1,2,a</sup>, V. N. Orlin<sup>1</sup>, A. A. Prosnjakov<sup>2</sup>, N. J. Fursova<sup>2</sup>, V. V. Khankin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics; <sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*  
*E-mail: <sup>a</sup>kuznets@depni.sinp.msu.ru.*

Experimental studies and theoretical calculations of photonuclear reactions on a natural mixture of palladium isotopes have been performed. The yields of photonuclear reactions on a natural mixture of Pd isotopes were measured for bremsstrahlung  $\gamma$  radiation with a maximum energy of 55 MeV. The results are compared with calculations using the combined model of photonuclear reactions.

*Keywords:* photonuclear reactions, gamma activation analysis.

PACS: 25.20.-x.

*Received 05 May 2020.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2020. 75, No. 6. Pp. 513–540.*

#### Сведения об авторах

1. Бельшев Сергей Сергеевич — ассистент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: [belyshev@depni.sinp.msu.ru](mailto:belyshev@depni.sinp.msu.ru).
2. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: [bsi@depni.sinp.msu.ru](mailto:bsi@depni.sinp.msu.ru).
3. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: [kuznets@depni.sinp.msu.ru](mailto:kuznets@depni.sinp.msu.ru).
4. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; (495) 939-25-58, e-mail: [orlinvn@yandex.ru](mailto:orlinvn@yandex.ru).
5. Просняков Александр Александрович — аспирант; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: [aa.prosnjakov@physics.msu.ru](mailto:aa.prosnjakov@physics.msu.ru).
6. Фурсова Надежда Юрьевна — студент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: [nfursova@bk.ru](mailto:nfursova@bk.ru).
7. Ханкин Вадим Валерьевич — науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: [v-k32@yandex.ru](mailto:v-k32@yandex.ru).