

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, ПРИВОДЯЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ И РАСПАДУ ИЗОТОПА $^{102}\text{Pd}$

© 2020 г. С. С. Белышев<sup>1)</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1),2)</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1),2)\*</sup>,  
А. А. Просняков<sup>1)</sup>, Н. Ю. Фурсова<sup>1)</sup>, В. В. Ханкин<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.; после доработки 14.02.2020 г.; принята к публикации 14.02.2020 г.

Выполнены экспериментальные исследования и теоретические расчеты фотонейтронных реакций на легких изотопах палладия  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ . Мишень из природной смеси изотопов палладия облучалась тормозными  $\gamma$ -квантами на электронном ускорителе РМ-55 при энергии электронов 55 МэВ. Определены абсолютные выходы фотонейтронных реакций на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  с вылетом до трех нейтронов. Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по программе TALYS и оцененными сечениями.

DOI: 10.31857/S0044002720050074

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотоядерные реакции на легких стабильных изотопах палладия Pd представляют интерес с точки зрения образования  $p$ -нуклидов в процессе звездного нуклеосинтеза. Как известно, большинство стабильных ядер тяжелее железа образовались в результате  $s$ - и  $r$ -процессов [1]. Палладий имеет шесть стабильных изотопов. Характеристики стабильных изотопов Pd приведены в табл. 1. Образование изотопов  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{105}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Pd}$ ,  $^{108}\text{Pd}$ ,  $^{110}\text{Pd}$  происходит в результате  $s$ - и  $r$ -процессов. Расчеты [4] показывают, что вклад  $s$ -процесса в образование изотопов палладия относительно солнечной распространенности составляет около 40%. При этом изотоп  $^{104}\text{Pd}$  образуется практически только в результате  $s$ -процесса,  $^{110}\text{Pd}$  образуется в основном в результате  $r$ -процесса, изотопы  $^{105},^{106},^{108}\text{Pd}$  образуются в результате как  $s$ -, так и  $r$ -процессов.

Изотоп  $^{102}\text{Pd}$  относится к  $p$ -нуклидам — группе из 35 нейтронодефицитных стабильных ядер с низкой распространенностью. Образование этих ядер невозможно описать реакциями захвата нейтронов [5]. Одним из сценариев образования  $p$ -нуклидов считаются фотоядерные реакции:  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, \alpha)$  [6, 7]. Возможные пути образования и распада изотопа  $^{102}\text{Pd}$  в результате фотоядерных

реакций показаны на рис. 1. В условиях взрыва сверхновых достигается высокая температура и плотность вещества, при которых процессы фоторасщепления могут доминировать над процессом захвата нейтронов [8]. Для описания синтеза  $p$ -нуклидов, кроме процессов фоторасщепления атомных ядер, предложены и другие модели: например, ядерные реакции захвата протонов  $(p, \gamma)$ ,  $(p, n)$ , реакции под действием мощных потоков нейтринного излучения из ядра звезды [5]. Отличие распространенности  $p$ -нуклидов, рассчитанной по этим моделям эволюции состава звезды в процессе термоядерного горения с учетом всех упомянутых реакций, от наблюдаемой распространенности  $p$ -нуклидов в Солнечной системе может достигать двух порядков [9–11]. Основными причинами этих различий являются: недостаток информации о концентрации исходных ядер  $p$ -процесса в момент взрыва сверхновой, спектрах частиц, вызывающих соответствующие реакции, а также неточности в используемых скоростях и сечениях соответствующих реакций.

Экспериментальные данные по парциальным сечениям фотоядерных реакций на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  отсутствуют. При моделировании распространенности обойденных ядер используются программы статистического описания ядерных реакций, такие как TALYS [12] и NON-SMOKER [13]. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию фотонейтронных реакций, приводящих к образованию и распаду обойденного ядра  $^{102}\text{Pd}$ . Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по программе TALYS [12] и оцененными сечениями [14]. Эксперимент вы-

<sup>1)</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

\*E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

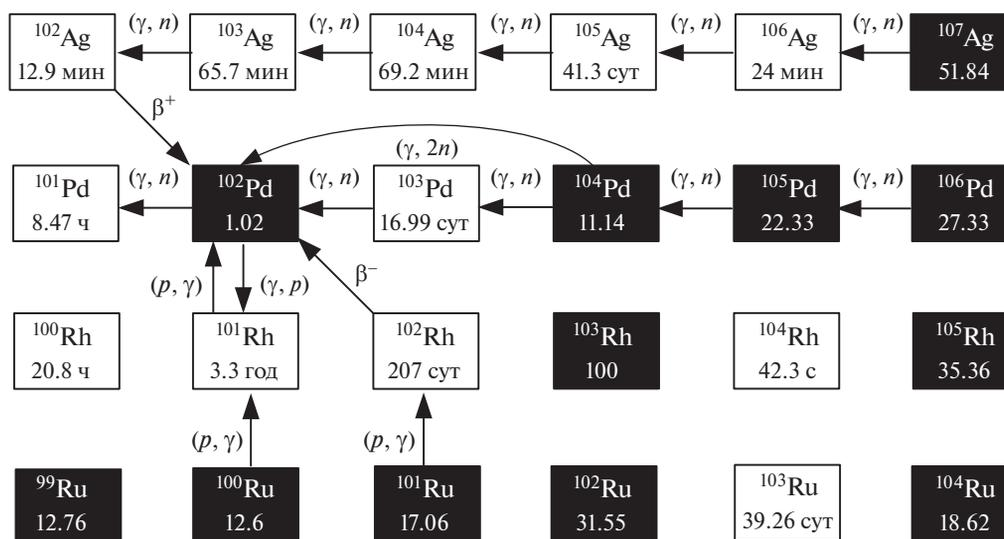


Рис. 1. Пути образования и распада изотопа  $^{102}\text{Pd}$  в результате фотоядерных реакций.

полнен на тормозном пучке ускорителя электронов РМ-55 при энергии электронов 55 МэВ.

## 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

На тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ [15, 16] измерены выходы фотоядерных реакций на мишени из природной смеси изотопов Pd. Длительность облучения мишени составляла 66 мин. Использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм. Сразу за тормозной мишенью располагалась металлическая мишень из палладия толщиной 0.399 г/см<sup>2</sup>. За облучаемой мишенью располагался монитор из меди толщиной 0.097 г/см<sup>2</sup>. Во время облучения с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за мишенной сборкой, измерялся ток электронов ускорителя. Абсолютное значение тока вычислялось сравнением экспериментально измеренного и теоретического значений выходов на мониторе из меди [17]. После облучения мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, где измерялась активность, наведенная в облученной мишени. Время переноса облученной мишени Pd 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 на GEANT4 [18] и измерений калибровочных источников [19]. Энергетическое разрешение HPGe-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии  $E_\gamma = 150$  кэВ и 1.9 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1332$  кэВ.

Поиск максимумов в спектрах  $\gamma$ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров, которая позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся максимумов и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии  $\gamma$ -квантов и периоду полураспада образовавшихся изотопов. Используемая нами методика гамма-активационных измерений подробно описана в предыдущих работах [20–22].

В табл. 2 приведены периоды полураспада изотопов  $^{99-101,103}\text{Pd}$  и энергии  $E_\gamma$  максимумов в спектре, по которым проводилась расшифровка спектров и рассчитывался выход реакций. На рис. 2 показаны спектры остаточной активности облученной палладиевой мишени сразу после облучения и через три дня после облучения.

В результате эксперимента измерялись выходы  $Y(E^m)$  фотоядерных реакций, представляющие собой свертку сечения фотоядерной реакции  $\sigma(E)$  с плотностью распределения числа тормозных фотонов по энергии на один электрон пучка ускорителя  $\phi(E, E^m)$ :

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

где  $E^m = 55$  МэВ — кинетическая энергия электронов, падающих на вольфрамовый радиатор,  $E$  — энергия тормозных  $\gamma$ -квантов, образующихся в радиаторе,  $E_{\text{пор}}$  — порог исследуемой фотоядерной реакции,  $\alpha$  — количество исследуемых

**Таблица 1.** Характеристики стабильных изотопов палладия:  $\eta$  — процентное содержание изотопа в природной смеси изотопов,  $J^P$  — спин  $J$  и четность  $P$  основного состояния изотопа,  $B_n$  — энергия отделения нейтрона (МэВ),  $B_p$  — энергия отделения протона (МэВ),  $\varepsilon$  — удельная энергия связи изотопа (МэВ),  $\beta_2^{\text{эксп}}(B(E2))$ ,  $\beta_2^{\text{теор}}$  — экспериментальные и теоретические параметры квадрупольной деформации изотопов Pd

Изотоп	$\eta, \%$	$J^P$	$B_n$	$B_p$	$\varepsilon$	$\beta_2^{\text{эксп}}(B(E2))$ [2]	$\beta_2^{\text{теор}}$ [3]
$^{102}\text{Pd}$	1.02	$0^+$	10.57	7.81	8.58	$0.196 \pm 0.006$	+0.189
$^{104}\text{Pd}$	11.14	$0^+$	9.98	8.66	8.59	$0.209 \pm 0.007$	+0.183
$^{105}\text{Pd}$	22.33	$5/2^+$	7.09	8.75	8.57		+0.174
$^{106}\text{Pd}$	27.33	$0^+$	9.56	9.35	8.58	$0.229 \pm 0.006$	
$^{108}\text{Pd}$	26.46	$0^+$	9.23	9.95	8.57	$0.243 \pm 0.006$	+0.157
$^{110}\text{Pd}$	11.72	$0^+$	8.81	10.63	8.55	$0.257 \pm 0.006$	+0.129

**Таблица 2.** Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов  $^{99-101,103}\text{Pd}$ , 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

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y(55 \text{ МэВ})_{\text{эксп}}, e^{-1}$
$^{103}\text{Pd}$	16.991 сут	357.47 (0.0221)	$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-6}$
$^{101}\text{Pd}$	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)	$(1.38 \pm 0.07) \times 10^{-7}$
$^{100}\text{Pd}$	3.63 сут	74.78 (48), 84.02 (52), 126.05 (7.8) 158.87 (1.66)	$(2.27 \pm 0.17) \times 10^{-8}$
$^{99}\text{Pd}$	21.4 мин	136 (73)	$(9.13 \pm 0.40) \times 10^{-10}$

ядер, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  мишени,  $\eta$  — процентное содержание исследуемого изотопа в природной смеси изотопов Pd.

Экспериментальные выходы реакций  $Y(E^m)_{\text{эксп}}$  рассчитывались по площадям фотопиков  $S$  в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора, тока ускорителя во время облучения и нескольких каналов распада, приводящих к образованию исследуемых изотопов:

$$Y(E^m)_{\text{эксп}} = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \quad (2)$$

где

$$N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}, \quad (3)$$

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

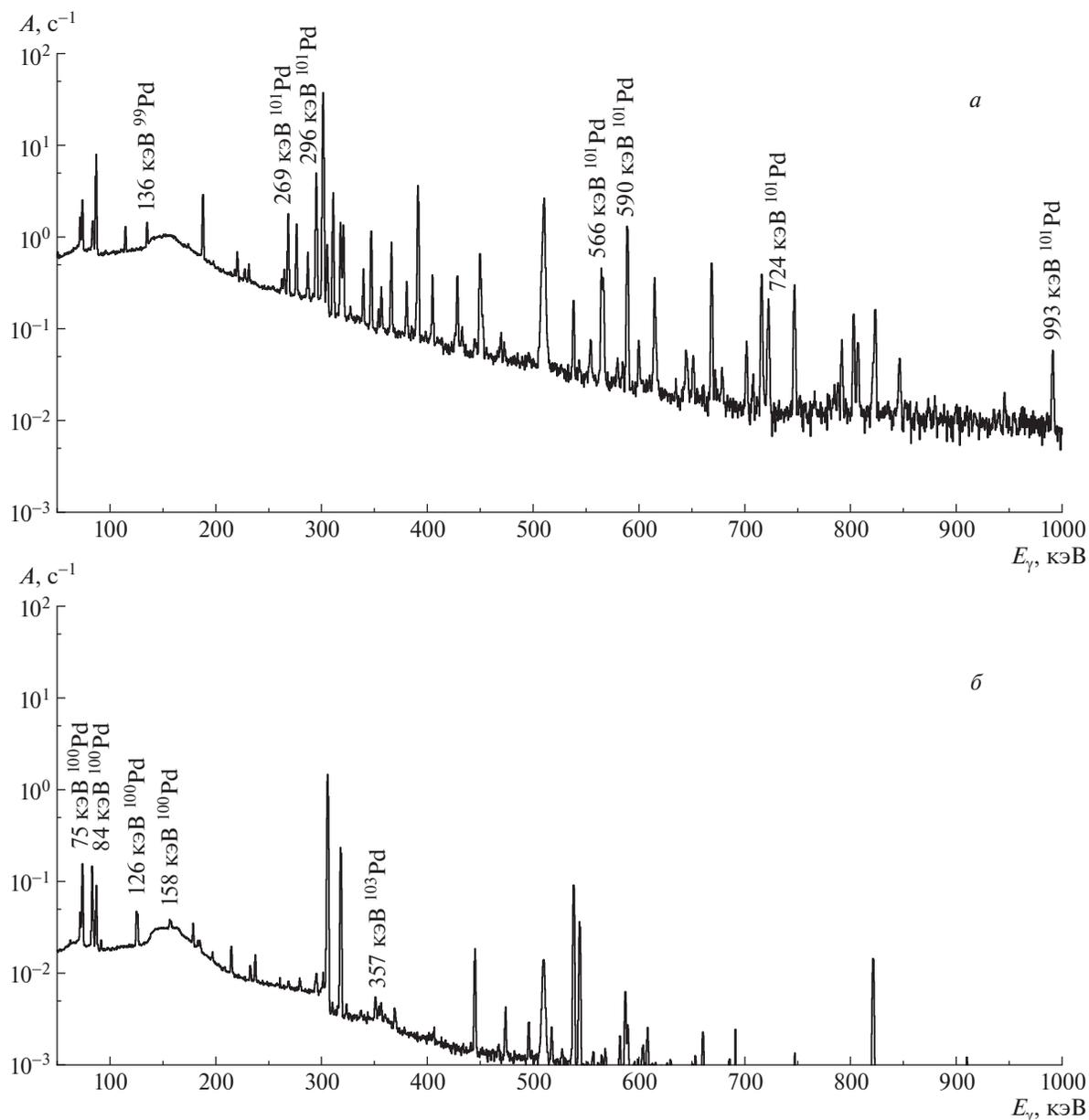
Калибровка тока ускорителя проводилась сравнением экспериментально измеренного выхода ре-

акции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$  на мониторинговой мишени, рассчитанного по формуле (2), с выходом, рассчитанным по формуле (1) с использованием оцененного сечения реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$ , полученного в работе [23], и тормозного спектра, рассчитанного по программе GEANT4.

Экспериментальные выходы фотоядерных реакций с образованием  $^{99-101,103}\text{Pd}$  на природной смеси изотопов палладия, рассчитанные по формуле (2), приведены в табл. 2.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

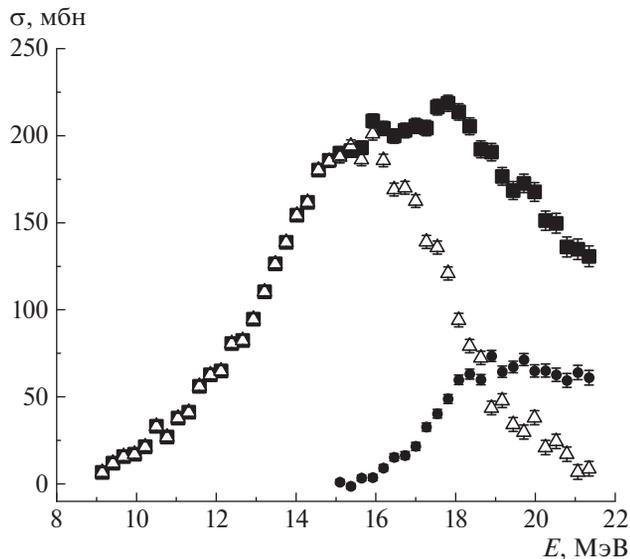
При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов наблюдается широкий максимум, расположенный в области энергий 8–30 МэВ — гигантский дипольный резонанс (ГДР). Все стабильные изотопы палладия (табл. 1) деформированы в основном состоянии, что должно приводить к уширению сечения поглощения фотонов (при небольших значениях параметра квадрупольной деформации) или расщеплению его на две компоненты, обусловленные колебаниями ядра вдоль большой и малой осей ядер-



**Рис. 2.** Спектры остаточной активности облученного образца из природной смеси изотопов палладия сразу после облучения (а) и через три дня после облучения (б). Продолжительность измерений спектров составляла 1 и 20 ч соответственно.

ного эллипсоида. Этот эффект должен проявляться в сечениях фотоядерных реакций  $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$  и  $\sigma(\gamma, 1n)$ . Экспериментальные сечения фотонейтронных реакций на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  в литературе отсутствуют. В работе [24] были измерены сечения фотонейтронных реакций  $\sigma(\gamma, Xn)$ ,  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  на природной смеси изотопов палладия. Эксперимент был выполнен в Сакле на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции позитронов на лету. Сечения реакций  $\sigma(\gamma, Xn)$ ,  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$  и

$\sigma(\gamma, 2n)$ , измеренные в Сакле [24], приведены на рис. 3. В работе [24] на основе измерений сечений фотоядерных реакций для ядер с  $100 < A < 130$  показано, что ширина ГДР на естественной смеси изотопов палладия, олова, теллура и кадмия растет с увеличением параметра деформации. Экспериментальное значение ширины ГДР  $\Gamma = 7.1 \pm \pm 0.1$  МэВ, полученное в работе [24], хорошо совпадает с расчетами на основе динамической коллективной модели ядра [25, 26] в приближении гармонических колебаний ядерной поверхности с параметром деформации  $\beta = 0.23$ .



**Рис. 3.** Сечения фотоядерных реакций на природной смеси изотопов палладия, измеренные в работе [24]: ■ —  $\sigma(\gamma, Xn)$ ,  $\triangle$  —  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ , ● —  $\sigma(\gamma, 2n)$ . До порога реакции  $(\gamma, 2n)$  сечения реакций  $(\gamma, Xn)$  и  $(\gamma, 1n)$  совпадают.

Сечение  $\sigma(\gamma, Xn)$ , полученное в работе [24], использовалось для оценки сечений фотонейтронных реакций на стабильных изотопах палладия [14, 27]. Сечения реакции  $\sigma(\gamma, 1n) - \sigma(\gamma, 9n)$  на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  из библиотеки KAERI [14] оценены из экспериментальных данных и результатов расчетов с помощью программы GNASH [28]. На рис. 4 приведено сравнение оцененных сечений реакций  $\sigma(\gamma, Xn)$ ,  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$  на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  и расчетов с помощью программы TALYS [12]. Интегральные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ , рассчитанные от порога реакции до 55 МэВ, при-

**Таблица 3.** Пороги  $E_{\text{пор}}$  и интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$  фотонейтронных реакций на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ , интегральные сечения рассчитаны от порога реакции до 55 МэВ

Реакция	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$ , МэВ мбн	
		KAERI	TALYS
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.57	1287	1169
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	18.84	492	430
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	29.96	101	86
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	9.98	1287	1138
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.61	499	633
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	28.18	101	193

ведены в табл. 3. В области энергий, где расположено сечение реакции  $\sigma(\gamma, 3n)$ , существенный вклад дает квазидейтронный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов, что приводит к увеличению ошибки при расчете сечения реакции  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

В работах [29, 30] измерялись выходы реакции  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$  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 [29, 30], показывают, что в районе порога выход реакции  $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$  совпадает с выходом, рассчитанным из сечения по программе NON-SMOKER [13], и занижен относительно расчетов по программе TALYS [12] и оцененных сечений [14].

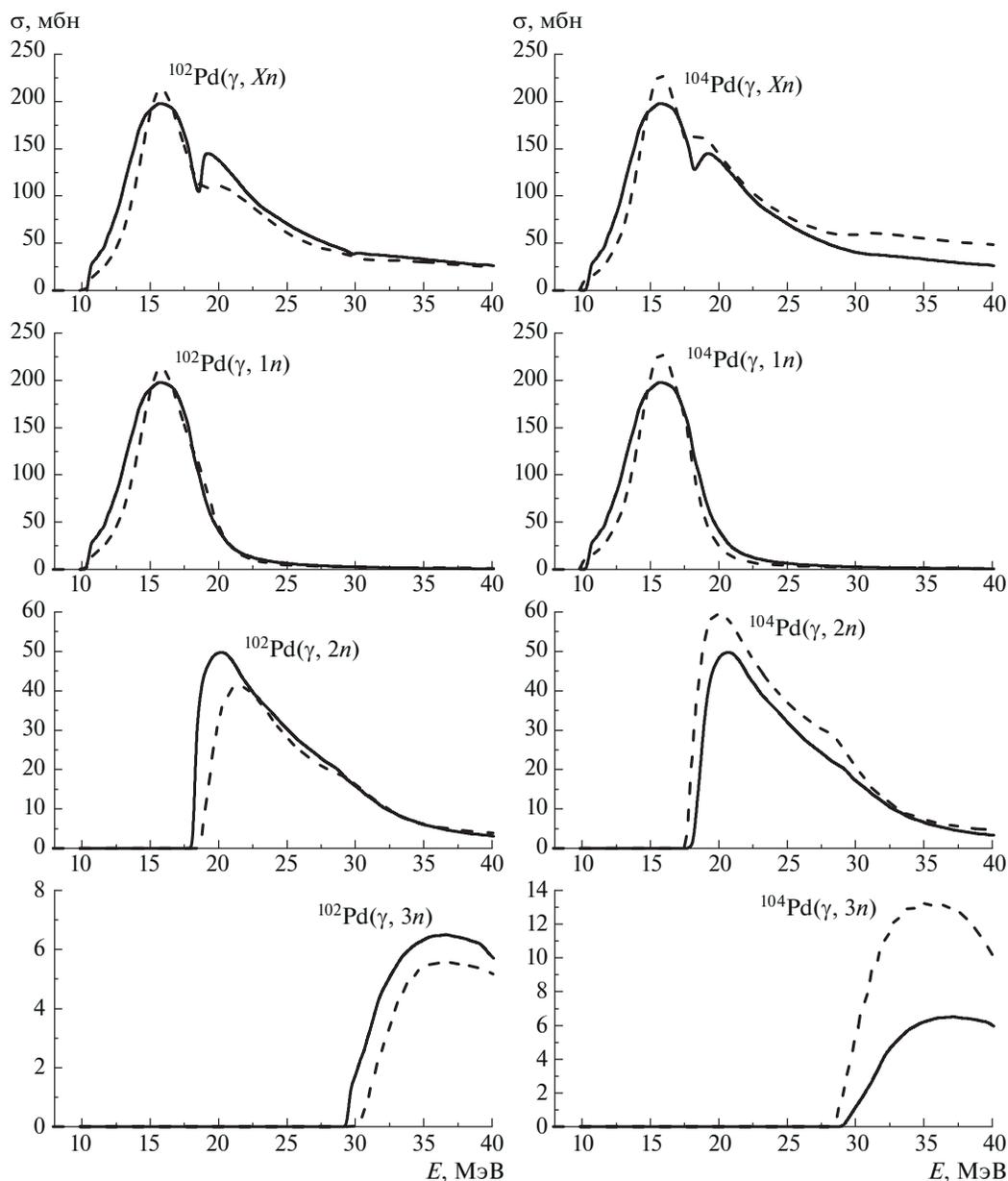
Измеренные в настоящей работе выходы фотонейтронных реакций с образованием  $^{99-101,103}\text{Pd}$  на природной смеси изотопов палладия сравниваются с выходами, рассчитанными из оцененных и теоретических сечений.

В случае, если эксперимент выполняется на природной смеси изотопов, измеряется выход образования ядра в результате всех возможных реакций на стабильных изотопах элемента. При расчете теоретических выходов учитывались вклады реакций от более тяжелых изотопов с учетом их процентного содержания  $\eta_i$  в природной смеси:

$$Y(E^m)_{\text{теор}} = \alpha \sum_i \eta_i \int_{E_{\text{инт}}}^{E^m} \phi(E, E^m) \sigma_i(E) dE, \quad (4)$$

где индекс  $i$  соответствует стабильному изотопу в природной смеси изотопов Pd.

Сравнение абсолютных выходов фотоядерных реакций на изотопах палладия, полученных в настоящем эксперименте  $Y_{\text{эксп}}$  (формулы (2)–(3)), теоретически рассчитанных с помощью программы TALYS ( $Y_{\text{TALYS}}$ ) [12] и оцененных сечений из библиотеки KAERI ( $Y_{\text{KAERI}}$ ) [14] для изотопов палладия  $^{99-103}\text{Pd}$  приведено в табл. 4. В первой колонке приведены изотопы, образующиеся в результате фотоядерных реакций. Во второй колонке приведены основные фотоядерные реакции, в которых образуются изотопы. В третьей колонке приведены пороги парциальных реакций, приводящих к образованию исследуемых изотопов. В четвертой колонке приведены экспериментальные выходы. Выходы нормированы на один электрон пучка ускорителя, падающий на тормозную мишень. В пятой и шестой колонках приведены суммарные теоретические выходы фотонейтронных реакций на природной смеси изотопов Pd, рассчитанные по формуле (4) на основе сечений, рассчитанных с помощью программы TALYS, и оцененных сечений



**Рис. 4.** Сечения реакций  $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$ ,  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$  на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ : оцененные сечения из библиотеки KAERI [14] (сплошная линия) и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS [12] (штриховая линия).

из библиотеки KAERI. В пятой и шестой колонках также приведены выходы на отдельных изотопах природной смеси Pd, рассчитанные по формуле (1).

Для изотопов  $^{99-101,103}\text{Pd}$  выходы фотонейтронных реакций, рассчитанные из теоретических и оцененных сечений, оказываются завышенными относительно экспериментальных. Это объясняется тем, что в расчетах, выполненных на основе программы TALYS и GNASH, не учитывается изоспиновое расщепление ГДР, которое должно приводить к увеличению вероятности фотопротонных реакций и снижению вероятности фотонейтронных

реакций. При поглощении дипольных  $\gamma$ -квантов в ядрах с  $N \neq Z$  возбуждаются две ветви гигантского резонанса  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ , где  $T_0$  — изоспин основного состояния ядра:

$$T_0 = \frac{|N - Z|}{2}. \quad (5)$$

Отношение интегральных сечений  $\sigma_>$  и  $\sigma_<$ , взвешенное по тормозному спектру, для состояний  $T_>$  и  $T_<$  определяется соотношением [31]:

$$\frac{\sigma_>}{\sigma_<} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5T_0 A^{-2/3}}. \quad (6)$$

**Таблица 4.** Сравнение экспериментальных  $Y_{\text{эксп}}$  и теоретических выходов изотопов палладия  $^{99-103}\text{Pd}$ ; теоретические выходы рассчитывались на основе оцененных сечений КАЕРИ ( $Y_{\text{КАЕРИ}}$ ) и теоретических сечений из программы TALYS ( $Y_{\text{TALYS}}$ )

Изотоп	Реакция образования изотопа	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$Y(55 \text{ МэВ})_{\text{эксп}}$ , 1/e	$Y_{\text{КАЕРИ}}$ , 1/e	$Y_{\text{TALYS}}$ , 1/e
$^{103}\text{Pd}$	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-6}$	$2.62 \times 10^{-6}$	$2.52 \times 10^{-6}$
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.0		$1.58 \times 10^{-6}$	$1.38 \times 10^{-6}$
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.1		$1.03 \times 10^{-6}$	$8.98 \times 10^{-7}$
	$^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	26.6			$2.33 \times 10^{-7}$
$^{102}\text{Pd}$	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$			$6.11 \times 10^{-7}$	$7.31 \times 10^{-7}$
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.6		$4.65 \times 10^{-7}$	$4.32 \times 10^{-7}$
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	24.7		$1.46 \times 10^{-7}$	$2.14 \times 10^{-7}$
	$^{106}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	34.3			$8.51 \times 10^{-8}$
$^{101}\text{Pd}$	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(1.38 \pm 0.07) \times 10^{-7}$	$2.03 \times 10^{-7}$	$2.46 \times 10^{-7}$
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.5		$1.45 \times 10^{-7}$	$1.27 \times 10^{-7}$
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	28.2		$3.52 \times 10^{-8}$	$7.05 \times 10^{-8}$
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	35.3		$2.33 \times 10^{-8}$	$4.92 \times 10^{-8}$
$^{100}\text{Pd}$	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(2.27 \pm 0.17) \times 10^{-8}$	$3.77 \times 10^{-8}$	$4.11 \times 10^{-8}$
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	18.8		$3.02 \times 10^{-8}$	$2.50 \times 10^{-8}$
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	36.5		$7.42 \times 10^{-9}$	$1.61 \times 10^{-8}$
$^{99}\text{Pd}$	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(9.13 \pm 0.40) \times 10^{-10}$	$3.24 \times 10^{-9}$	$3.12 \times 10^{-9}$
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	29.9		$3.20 \times 10^{-9}$	$2.65 \times 10^{-9}$
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	47.6		$4.51 \times 10^{-11}$	$4.75 \times 10^{-10}$

Для легких изотопов  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$   $\sigma_{>}/\sigma_{<} \approx 0.1$  и  $\sigma_{>}/\sigma_{<} \approx 0.07$  соответственно. По правилам отбора по изоспину состояния  $T_{>}$  распадаются преимущественно по протонному каналу, что приводит к подавлению распадов ГДР с нейтронами в конечном состоянии.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования фотонейтронных реакций на легких изотопах палладия  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ . Мишень из природной смеси изотопов палладия облучена тормозными гамма-квантами от электронного ускорителя РМ-55 при максимальной энергии 55 МэВ. Определены абсолютные выходы фото-ядерных реакций на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$  с вылетом до трех нейтронов. Сравнение с результатами расчетов по программе TALYS и оцененными сечениями из библиотеки КАЕРИ показало, что во всех случаях теоретические сечения фотонейтронных реакций оказываются завышенными. Это связано с тем, что в теоретических расчетах парциальных сечений не учитывалось изоспиновое расщепление ГДР, которое должно приводить к существенному

увеличению доли фотопротонных реакций и снижению доли фотонейтронных реакций в полном сечении фотопоглощения на изотопах  $^{102}\text{Pd}$  и  $^{104}\text{Pd}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. S. Raman, C. W. Nestor, and P. Tikkanen, *At. Data Nucl. Data Tables* **78**, 1 (2001).
3. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **68**, 1407 (2005) [*Phys. At. Nucl.* **68**, 1352 (2005)].
4. M. Arnould, *Phys. Rep.* **450**, 97 (2007).
5. M. Arnould and S. Goriely, *Phys. Rep.* **384**, 1 (2003).
6. S. E. Woosley and W. M. Howard, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **36**, 285 (1978).
7. M. Rayet, N. Prantzos, and M. A. Arnould, *Astron. Astrophys.* **227**, 271 (1990).
8. C. Travaglio, F. K. Röpkе, R. Gallino, and W. Hillebrandt, *Astrophys. J.* **739**, 93 (2011).
9. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
10. B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras, L. Bildsten, E. F. Brown, A. Dotter, C. Mankovich, M. H. Montgomery, D. Stello, F. X. Timmes,

- and R. Townsend, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 4 (2013).
11. B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, M. Cantiello, L. Dessart, R. Farmer, H. Hu, N. Langer, R. H. D. Townsend, D. M. Townsley, and F. X. Timmes, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220**, 15 (2015).
  12. A. J. Konig, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, May 22–27, 2007*, Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray (EDP Sciences, 2008), p. 211.
  13. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **88**, 1 (2004).
  14. Y. O. Lee and Y. Han, *KAERI Photoneutron Data Library, KAERI/TR-1512/2000* (Korea Atomic Energy Research Institute, 2000).
  15. A. I. Karev, A. N. Lebedev, V. G. Raevsky, A. N. Ermakov, A. N. Kamanin, V. V. Khankin, N. I. Pahomov, V. I. Shvedunov, N. P. Sobenin, L. Brothers, and L. Wilhide, in *Proceedings of the XXII Russian Particle Accelerator Conference Rurac-2010* (Budker INP, Novosibirsk, 2010), p. 316.
  16. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин, В. И. Шведунов, А. И. Карев, Н. И. Пахомов, Н. П. Собенин, Н. В. Шведунов, А. Н. Каманин, Е. Е. Журавлев, ПТЭ № 2, 20 (2018) [*Instrum. Exp. Tech.* **61**, 173 (2018)].
  17. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* **51**, 67 (2015).
  18. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, and H. Burkhardt, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
  19. С. С. Бельшев, А. В. Дружинина, *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, № 2*, 1820206 (2018) [*Memoirs of the Faculty of Physics, № 2*, 1820206 (2018)].
  20. С. С. Бельшев, К. А. Стопани, С. Ю. Трошиев, А. С. Курилик, А. А. Кузнецов, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 4*, 42 (2011) [*Moscow Univ. Bull.* **66**, 363 (2011)].
  21. Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 1*, 27 (2013) [*Moscow Univ. Bull.* **68**, 27 (2013)].
  22. S. S. Belyshev, A. N. Ermankov, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. I. Shvedunov, and K. A. Stopani, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **745**, 133 (2014).
  23. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 351 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **80**, 317 (2016)].
  24. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssière, and K. Kernbach, *Nucl. Phys. A* **219**, 39 (1974).
  25. M. G. Huber, M. Danes, H. J. Weber, and W. Greiner, *Phys. Rev.* **155**, 1073 (1967).
  26. T. D. Ubras and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1026 (1970).
  27. M. B. Chawick, M. Herman, P. Obložinsky, M. E. Dunn, Y. Danon, A. C. Kahler, D. L. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla, R. Brewer, D. A. Brown, R. Capote, A. D. Carlson, Y. S. Cho, and H. Derrien, *Nucl. Data Sheets* **112**, 2887 (2011).
  28. M. B. Chadwick and P. G. Young, Lawrence Livermore, National Laboratory UCRL-ID-118721 (1994).
  29. J. Tickner, R. Bencardino, and G. Roach, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **268**, 99 (2010).
  30. Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov, V. Popov, S. Kochetov, N. Avramenko, V. Maslyuk, V. Mazur, O. Parlag, D. Simochko, and I. Gajnish, in *Proceedings of the 4th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE – Kyiv 2012), September 3–7, 2012*, Ed. by I. M. Vyshnevskiy (Kyiv, Ukraine, 2012), p. 570.
  31. S. Fallieros and B. Goulard, *Nucl. Phys. A* **147**, 593 (1970).

## INVESTIGATION OF PHOTONEUTRON REACTIONS LEADING TO THE FORMATION AND DISINTEGRATION OF THE $^{102}\text{Pd}$ ISOTOPE

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

<sup>1)</sup>*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

<sup>2)</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

Experimental and theoretical studies of photoneutron reactions on palladium light isotopes  $^{102}\text{Pd}$  and  $^{104}\text{Pd}$  are performed. A target from a natural mixture of palladium isotopes was irradiated with bremsstrahlung  $\gamma$  quanta on the RTM-55 electron accelerator with electron energy of 55 MeV. The absolute yields of photoneutron reactions on the  $^{102}\text{Pd}$  and  $^{104}\text{Pd}$  isotopes with the emission of up to three neutrons are determined. The results obtained are compared with the results of calculations using the TALYS program and estimated cross sections.