

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. Ломоносова**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д. В. Скобельцына**

К. А. Стопани, С. С. Бельшев, А. А. Кузнецов, А. С. Курилик

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ПАЛЛАДИЯ

Препринт НИИЯФ МГУ №2012-5/883

Москва, 2012 г.

К. А. Стопани

e-mail: hatta@depni.sinp.msu.ru

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ПАЛЛАДИЯ

Препринт НИИЯФ МГУ №2012-5/883

Аннотация

С помощью методики наведенной активности измерены выходы фотоядерных реакций на изотопах палладия. В качестве мишени использовался образец из природного палладия, источником фотонов служит тормозное излучение с верхней энергией спектра 29.1 и 55.5 МэВ, производимое электронами, ускоренными на разрезном микротроне. Полученные значения выходов сравниваются с результатами модельных расчетов.

K. A. Stopani

PHOTONUCLEAR REACTIONS ON PALLADIUM ISOTOPES

Preprint MSU SINP N 2012-5/883

Abstract

Activation technique is used to measure the yields of photonuclear reactions on palladium isotopes. Natural palladium sample is used as a target. The bremsstrahlung photon beam with upper energies 29.1 and 55.5 MeV is produced by electrons accelerated on a race-track microtron. The obtained yields are compared with the results of model calculations.

© К. А. Стопани

© НИИЯФ МГУ, 2012, <http://www.sinp.msu.ru>

1. Введение

Данная работа посвящена определению выходов фотоядерных реакций на изотопах палладия. В состав природного палладия входят 6 изотопов, характеристики которых и процентное содержание в естественной смеси приведены в табл. 1.

Таблица 1: Процентное содержание стабильных изотопов в естественной смеси изотопов Pd, спины J и четности P основных состояний. Данные [1].

Изотоп	Содержание	$J_{g.s.}^P$	Изотоп	Содержание	$J_{g.s.}^P$
^{102}Pd	1.02%	0^+	^{106}Pd	27.33%	0^+
^{104}Pd	11.14%	0^+	^{108}Pd	26.46%	0^+
^{105}Pd	22.33%	$\frac{5}{2}^+$	^{110}Pd	11.72%	0^+

Вначале перечислим имеющиеся в литературе публикации, посвященные экспериментальному исследованию фотоядерных реакций на изотопах палладия.

Наиболее раннее исследование фотоядерных реакций на Pd было сделано в [2]. В работе описываются результаты экспериментального исследования сечений и изомерных отношений на двух изотопах палладия: ^{108}Pd и ^{110}Pd . Работа выполнялась с целью поиска изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса в четно-четных ядрах с $A \approx 100$. В качестве источника гамма-квантов использовалось тормозное излучение, рождаемое пучком электронов, ускоренных на бетатроне на 35 МэВ. Мониторинг дозы гамма-квантов осуществлялся с помощью ионизационной камеры.

Выход нейтронов измерялся при энергиях электронного пучка от 8 до 25 МэВ с шагом 250 кэВ. Нейтроны, образующиеся в результате фотонейтронных реакциях на ядре ^{108}Pd , регистрировались с помощью 4π -детектора, представляющего собой цилиндр, окружающий мишень. Регистрация нейтронов производилась в промежутках между импульсами ускорителя ($\tau \in [15 \div 600]$ мкс). В диапазоне энергий от порога отделения нуклона до 24.5 МэВ получено суммарное сечение реакций $\sigma = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{108}Pd .

Выходы реакций $^{108}\text{Pd}(\gamma, p)^{107}\text{Rh}$ и $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$ определялись по гамма-спектрам наведенной активности, которые измерялись при помощи Ge(Li)-детектора. Измерения проводились в области энергий от 8 до 29 МэВ с шагом 250 кэВ.

На рис. 1 показаны приведенные в данной работе расчеты изомерного отношения $I = \frac{\sigma_{m.s.}}{\sigma_{g.s.}}$ в реакции $^{108}\text{Pd}(\gamma, n)^{107,107m}\text{Pd}$. Показана энергетическая зависимость изомерных отношений, вычисленные с учетом разделения каналов реакций с различным числом вылетающих нейтронов при значениях параметра плотности уровней $a = 10.0, 5.0, 3.0, 1.8, 0.1$ МэВ $^{-1}$. Восстановленные сечения реакций показаны на рис. 2 и 3.

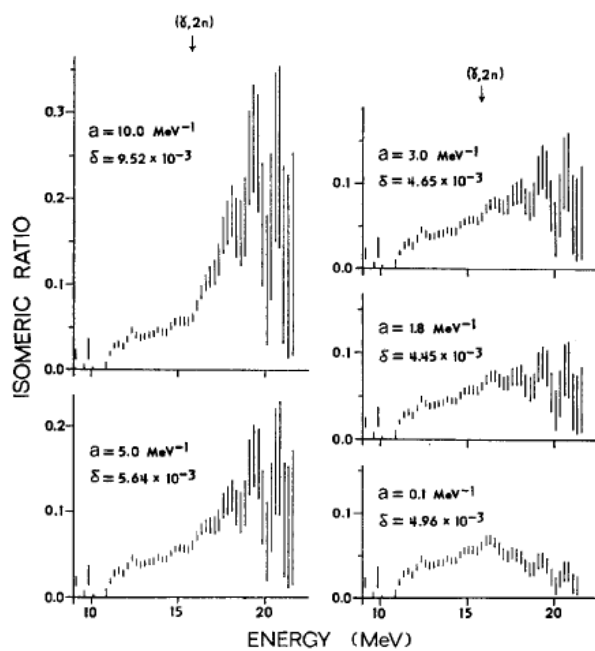


Fig. 1. The isomeric ratio for the reaction $^{108}\text{Pd}(\gamma, n)^{107}\text{Pd}$, ^{107m}Pd , obtained for five values of the level density parameter, a , used to correct the ^{108}Pd photoneutron cross section for neutron multiplicity. The r.m.s. first difference, δ , over the energy range 15.35 MeV to 17.10 MeV is given in each case. The $(\gamma, 2n)$ threshold is indicated.

Рис. 1: Зависимость изомерного отношения в реакции $^{108}\text{Pd}(\gamma, n)^{107}\text{Pd}$, ^{107m}Pd от энергии при разных значения модельных параметров (из работы [2]).

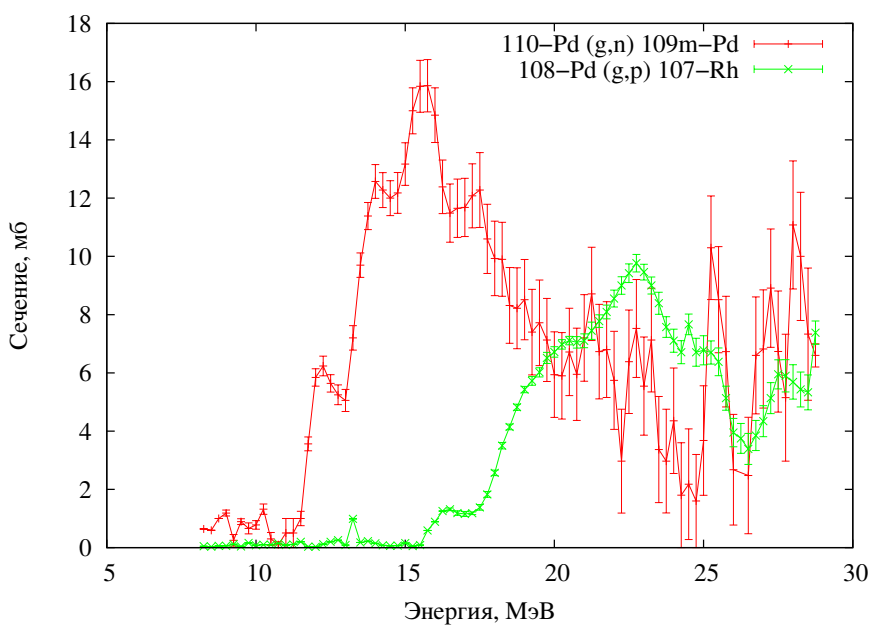


Рис. 2: Сечения реакций $^{108}\text{Pd}(\gamma, p)^{107}\text{Rh}$ и $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$ [2].

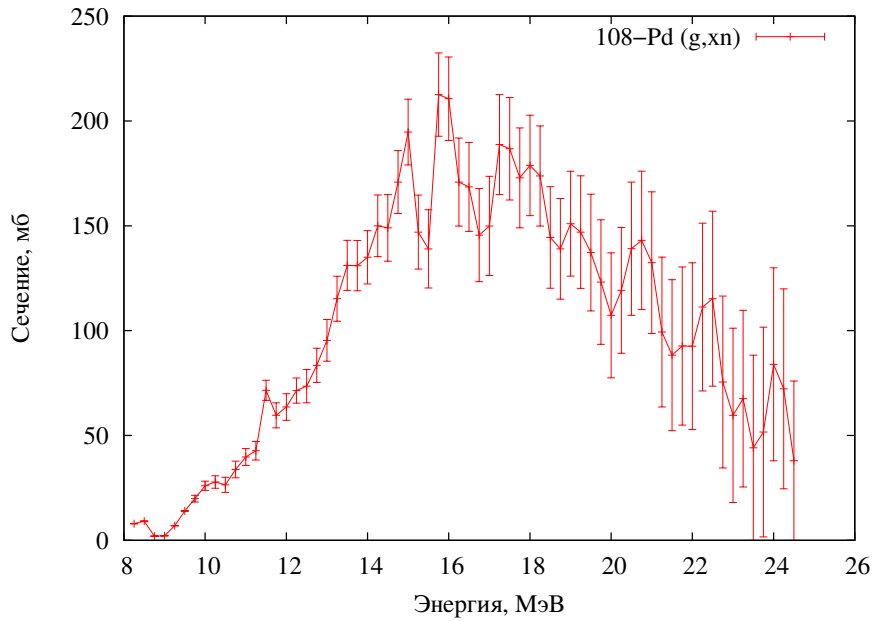


Рис. 3: Суммарное сечение реакций с вылетом нейтронов на ядре ^{108}Pd [2].

В работе [3], выполненной в Сакле, исследовались сечения фотоядерных реакций на большой группе ядер в области средних масс: в нее входят изотопы олова, теллура, кадмия и палладия, а также сурьмы, цезия, родия, серебра и индия.

Эксперимент был выполнен на пучке квазимонохроматических фотонов, полученном с помощью метода аннигиляции позитронов, рождаемых с помощью линейного ускорителя на 65 МэВ. Диапазон энергий гамма-квантов 8—30 МэВ. Для экспериментального определения сечений фотонейтронных реакций использовался метод прямого измерения выхода нейтронов с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора с эффективностью $40\% < \epsilon < 60\%$. Разделения реакций по начальным изотопам не делалось, и полученные сечения являются суммарными по всем изотопам натурального палладия. Выделялись следующие каналы реакций: $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$, $(\gamma, 2n)$ и $\sigma_{tot} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, 2n)$. Полученные в этой работе сечения на ядрах палладия приведены на рис. 4. Измеренная ширина резонанса равна $\Gamma = 7.1 \pm 0.15$ МэВ.

В работах [4] и [5] определены изомерные отношения выходов фотоядерных реакций. В обеих работах в качестве источника фотонов используется тормозное излучение, и проводятся измерения на достаточно широком диапазоне ядер. Полученные изомерные отношения в реакциях (γ, n) на ^{108}Pd и ^{110}Pd равняются 0.5 ± 0.2 и $(0.06 \div 0.11) \pm 0.02$ соответственно. В обеих работах применялась методика наведенной активности. Отметим, что изомерное состояние $11/2^-$ на энергии 214.9 кэВ в ^{107}Pd в наших измерениях не наблюдается из-за короткого периода полураспада, равного 21.3 с.

Работы [6] и [7] также посвящены определению изомерных отношений в фотонуклонных реакциях. В обеих работах приводятся результаты измерения изомерных отно-

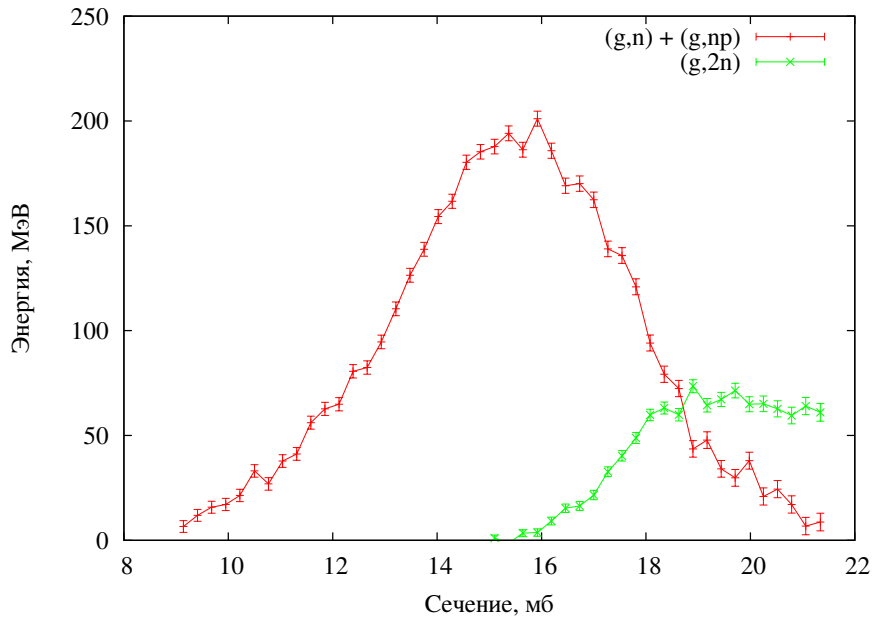


Рис. 4: Сечения фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия [3].

шений при максимальной энергии тормозного излучения $E_{\max} = 25$ МэВ. В первой из них определены изомерные отношения для реакций (γ, n) на ^{108}Pd и ^{110}Pd , равные соответственно 0.054(60) и 0.060(7), а во второй определено изомерное отношение в реакции $^{106}\text{Pd}(\gamma, p)^{105}\text{Rh}$, равное 0.43(5).

Еще одной работой, в которой проводилось исследование выходов изомерного состояния в реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109,109\text{m}}\text{Pd}$, является работа [8], в которой приводится зависимость данного изомерного отношения, а также сечения образования конечного ядра в изомерном состоянии от энергии в диапазоне от 8 до 18 МэВ.

Одной из недавних работ, посвященных данной теме, является работа [9]. В статье описываются результаты измерения выходов фотонейтронных реакций на изотопах металлов платиновой группы (Ru, Rh, Pd, Ir и Pt). Авторы отмечают недостаточность экспериментальных данных о фотоядерных реакциях на изотопах данных элементов. Исследования выполнены на пучке тормозного излучения. Источником γ -квантов служил промышленный линейный ускоритель электронов с тормозной мишенью-конвертором толщиной 0.4 мм, изготовленной из тантала. Для удаления остаточных электронов из пучка за мишенью был помещен алюминиевый поглотитель толщиной 60 мм. Энергия электронов изменялась в диапазоне от 11 до 14 МэВ. Выходы реакций определялись с помощью метода наведенной активности. Результаты сделанных измерений показаны на рис. 5.

Измерение сечений фотонейтронных реакций в области энергий сразу за нуклонным порогом было проведено в работе [10]. Измеренные в диапазоне энергий от 7.25 до 15 МэВ сечения реакций (γ, n) на $^{105,106,108}\text{Pd}$ использовались для нахождения сечения реакции нейтронного захвата $^{107}\text{Pd}(n, \gamma)$. Данная реакция является одним из способов трансмута-

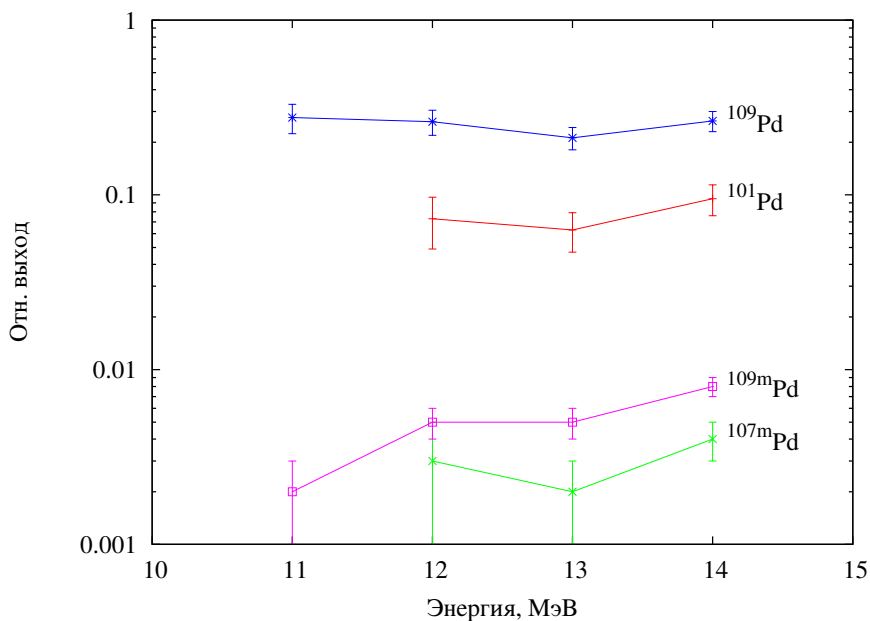


Рис. 5: Выходы продуктов фотонейтронных реакций на изотопах палладия из работы [9].

ции ^{107}Pd , являющегося долгоживущим осколком деления, в стабильный ^{108}Pd . Использовался пучок квазимонохроматических фотонов, полученных в обратном комптоновском рассеянии.

Таким образом, исследования фотоядерных реакций на изотопах палладия в большинстве случаев ограничивались простейшими реакциями с вылетом лишь одного нуклона, причем в основном лишь реакцией (γ, n) . При этом большинство работ посвящено реакциям на изотопе ^{110}Pd , удобном для исследований с помощью метода наведенной активности, а единственная реакция на изотопе ^{102}Pd с низким содержанием в естественной смеси описывается лишь в одной работе при энергии облучения ниже максимума гигантского дипольного резонанса. В целом энергии фотонов, при которых проводились исследования не превышали 30 МэВ, что делало невозможным наблюдение реакций с вылетом большего числа нуклонов (в работе [4] максимальная энергия пучка фотонов составляла 55.5 МэВ, однако получено лишь изомерное отношение в реакциях (γ, n) при данной энергии).

2. Определение выходов фотоядерных реакций с помощью метода наведенной активности

В данной работе для измерения выходов фотоядерных реакций при верхней энергии тормозного спектра 29.1 и 55.5 МэВ использовался метод наведенной активности. При каждой энергии электронов эксперимент был разбит на два этапа: облучение мишени потоком тормозного излучения и последующее измерение спектров наведенной активности с

помощью детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектор). Для облучения на энергии 29.1 МэВ использовался микротрон РТМ-70 [11]. Длительность облучения составила около 3 часов. В процессе облучения при помощи ионизационной камеры, подключенной к АЦП, записывался ток электронного пучка. Средний ток за время облучения составил 0.7 нА. Тормозная мишень-конвертор из свинца имела толщину 3 мм, что соответствует максимальному выходу тормозного излучения на данной энергии. За конвертором располагалась алюминиевая пластина толщиной 32 мм, предназначенная для поглощения электронов, прошедших через конвертор. За поглотителем располагалась палладиевая мишень, площадь которой составляла 50 мм², а толщина около 0.3 мм. Через 10 мин после окончания облучения палладиевая мишень была перенесена на германиевый детектор, снабженный радиационной защитой, для измерения спектров наведенной активности. Измерения продолжались около 2 месяцев, и за это время было измерено 1609 спектров. Длительность измерения каждого спектра составляла от 60 (сразу после облучения) до 1800 сек (через 2 часа после облучения). Спектры автоматически измерялись и записывались в специальную базу данных, описанную в [12].

При облучении на энергии 55.5 МэВ использовался ускоритель РТМ-55 [13]. Схема облучения в общем повторяла описанную выше. Использовался конвертер из вольфрама, толщиной 2.2 мм, расположенный под углом около 30° к оси электронного пучка. За ним, также под углом к пучку, была расположена палладиевая мишень, та же самая, что и в первом облучении. Для учета остаточной активности долгоживущих изотопов, таких как ¹⁰¹Rh (период полураспада 3.3 лет), произведенных в первом облучении, было проведено предварительное измерение спектров до облучения. Алюминиевый поглотитель не использовался. Ток пучка также измерялся ионизационной камерой и записывался. Средний ток пучка составлял около 70 нА, а время облучения составило 45 мин. Через 10 мин после окончания облучения было начато измерение спектров, продолжавшееся в течение 1.5 месяцев. Число спектров, измеренных и записанных в БД, составило 2063.

На рис. 6 приведены спектры остаточной активности, измеренные через 2 часа после окончания каждого облучения. Видно, что суммарная активность мишени после облучения на энергии 55.5 МэВ была заметно (примерно на порядок) выше, а также видны пики, соответствующие ядрам, не наблюдавшимся в 29.1-МэВном облучении (отмечен изотоп ^{99m}Rh, образующийся в реакции ¹⁰²Pd ($\gamma, 2n1p$)).

3. Результаты анализа спектров

Анализ измеренных спектров проводился при помощи уже упомянутой системы набора и анализа данных [12], в которую входит программа PEAKDECO, предназначенная для поиска пиков, определения их параметров и построения кривой распада. Продукты

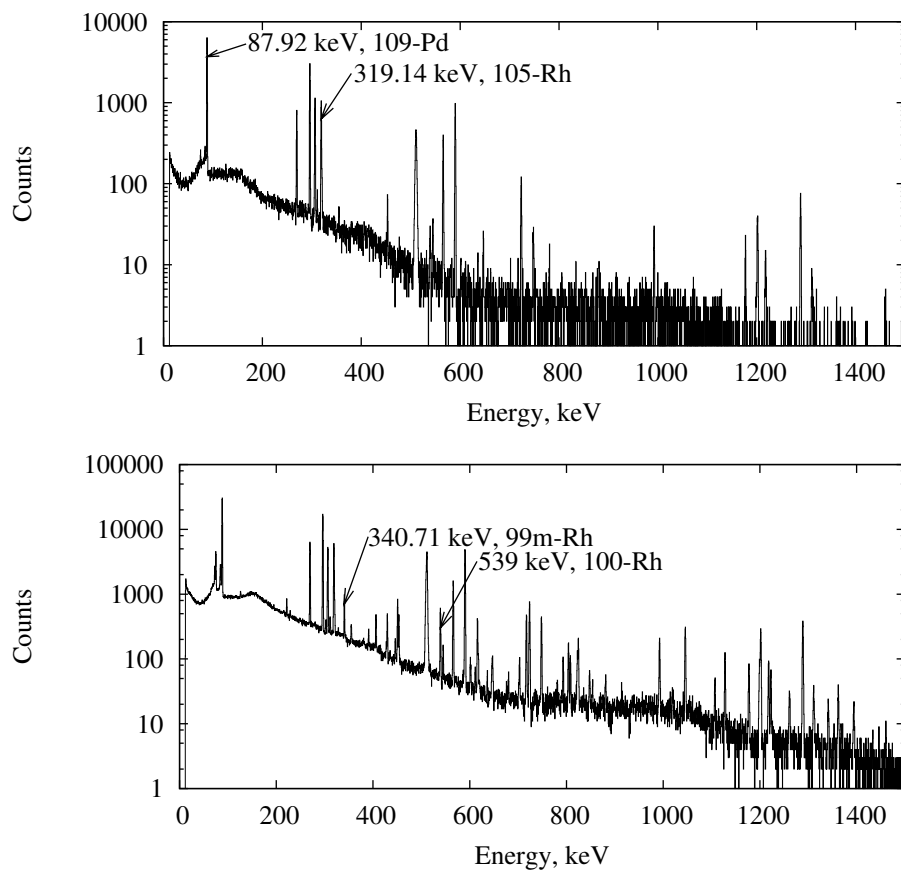


Рис. 6: Спектры наведенной активности через 2 часа после окончания облучений при энергии 29.1 МэВ (верхний) и 55.5 МэВ (нижний). Время набора каждого спектра 1800 сек.

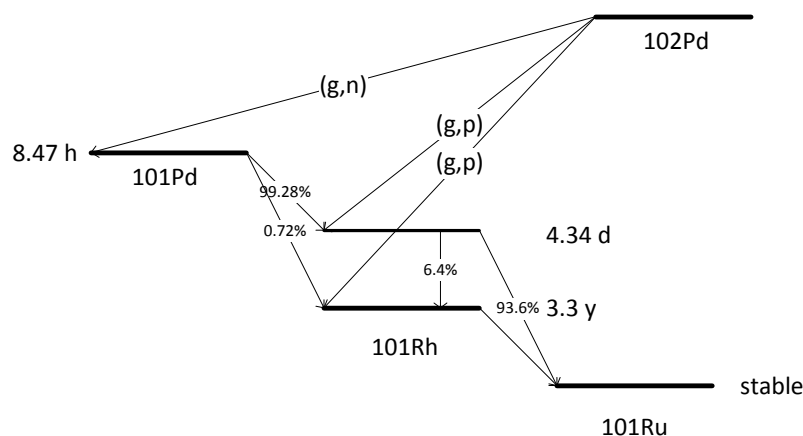


Рис. 7: Цепочка распадов ядер с массовым числом 101, образующихся в реакциях на ядре ^{102}Pd .

фотоядерных реакций идентифицировались по энергии и периоду полураспада с пиками, обнаруженными в спектрах γ -квантов с использованием спектроскопических данных из [14] и [15].

Во многих случаях нестабильные ядра, образованные в фотоядерных реакциях входят в достаточно сложные цепочки последовательных бета-распадов. Примером такой цепочки могут служить распады ядер с массовым числом 101 (рис. 7), наблюдавшиеся при обеих энергиях облучения. В таких случаях для определения выходов реакций использовался метод сведения к линейной статистической модели, описанный в [16].

Полученные в результате анализа выходы приведены в табл. 2 и 3. В дополнение к экспериментальным значениям выходов в таблицах также приведены результаты модельных расчетов, выполненных с помощью TALYS [17] и с помощью комбинированной модели гигантского дипольного резонанса [18].

4. Расчет теоретических значений выходов

Для расчета теоретических значений выходов наблюдаемых фотоядерных реакций была использована модель пакета TALYS [17] и комбинированная модель гигантского дипольного резонанса [18].

Пакет TALYS является универсальной программой для расчета свойств ядерных реакций различного типа в области энергий от 1 кэВ до 200 МэВ. Поглощение фотонов ядром в TALYS представляется как сумма двух процессов: формирование ГДР и квазидейтронного возбуждения. Оба компонента вычисляются на основе набора табличных параметров из библиотеки RIPL [19] и ряда аппроксимирующих функций. На одном из последних этапов расчета в TALYS используется статистическая модель для расчета вероятностей

различных каналов распада возбужденного составного состояния, и, таким образом, с его помощью могут быть вычислены сечения различных фотоядерных реакций.

Программа, выполняющая расчеты по комбинированной модели [18] в отличие от TALYS предназначена специально для расчета параметров ГДР. Она основана на полумикроскопическом представлении ГДР как коллективного колебания взаимодействующих систем нуклонов в среднем одночастичном потенциале. В этой модели явным образом учитываются эффекты конфигурационного, изоспинового и деформационного расщепления ГДР. Кроме полного сечения фотопоглощения рассчитываются парциальные сечения, соответствующие распаду ГДР с испусканием различных продуктов реакций.

Сечения фотоядерных реакций при различных энергия γ -квантов, рассчитанные с помощью данных моделей, были использованы для вычисления теоретических значений выходов по формуле

$$Y_{\text{теор}}(T) = \sum_{i=1}^M \sigma(E_i)N(E_i),$$

где $\sigma(E_i)$ — рассчитанное сечение реакции, $N(E_i)$ — число фотонов с энергией E_i в i -м бине тормозного спектра, рассчитанного с помощью GEANT4, M — число точек, в которых был произведен расчет сечений и число бинов рассчитанного тормозного спектра, а T — максимальная энергия тормозных γ -квантов, таким образом $E_M = T$.

5. Нормированные выходы реакций

Приведенные в в сводных таблицах 2 и 3 значения выходов реакций нормированы на найденный с хорошей точностью выход наиболее интенсивно протекающей реакции с образованием ^{109}Pd , что позволяет избавиться от всевозможных неопределенностей, связанных с неполнотой данных о токе и форме пучка в процессе облучения. Без проведения нормировки приводимые выше абсолютные значения выходов нельзя непосредственно сравнивать с результатами других экспериментов или теоретических расчетов.

Благодаря тому, что в состав природного палладия входят лишь изотопы с четным A (за исключением ^{105}Pd), при облучении с энергией 29.1 МэВ можно с достаточной точностью пренебречь вкладом реакций на соседних изотопах в полученные выходы, и считать, что выход ядра равен выходу реакции с наименьшим числом вылетающих нуклонов. По этой причине в табл. 2 для каждого образующегося изотопа приведена только одна реакция.

В случае облучения на 55.5 МэВ ситуация меняется, поскольку верхняя граница тормозного спектра уже значительно выше порогов реакций с вылетом как одного, так и трех нуклонов, приводящих к образованию одного и того же изотопа в качестве продукта реакции, и реакции с вылетом трех нуклонов протекают со значительной интенсивностью.

Таблица 2: Экспериментальные выходы фотоядерных реакций на ядрах мишени. Значения выходов нормированы на выход реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$.

Энергия облучения 29.1 МэВ

Реакция	Относительный выход реакций		
	Эксперимент	TALYS [17]	Модель [18]
$^{102}\text{Pd}(\gamma, n)^{101}\text{Pd}$	1.018(4)	1.0	0.89
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$	1.000(4)	1.0	1.0
$^{102}\text{Pd}(\gamma, p)^{101}\text{Rh}$	0.140(1)	0.12	0.11
$^{106}\text{Pd}(\gamma, p)^{105}\text{Rh}$	0.0537(3)	0.0026	0.051
$^{108}\text{Pd}(\gamma, p)^{107}\text{Rh}$	0.0427(3)	0.0011	0.034
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{100}\text{Pd}$	0.171(8)	0.098	0.063

Поэтому приведенные в табл. 3 значения выходов являются суммами выходов реакций на нескольких изотопах палладия с коэффициентами, соответствующими разнице в процентном содержании изотопов в мишени. Для иллюстрации сказанного в табл. 4 приведены рассчитанные по модели [18] и TALYS [17] вклады реакций с вылетом нескольких нуклонов в совокупный выход изотопов. В таблице приведена величина r , рассчитанная по формуле

$$r = \frac{\beta Y_{\text{теор}}(\gamma, x + kn)}{\alpha Y_{\text{теор}}(\gamma, x) + \beta Y_{\text{теор}}(\gamma, x + kn)},$$

где $Y_{\text{теор}}(x)$ — рассчитанный по модели выход реакции с образованием данного изотопа и вылетом продуктов x , а $Y_{\text{теор}}(\gamma, x + kn)$ — выход реакции с образованием того же изотопа, идущей на более тяжелом изотопе палладия, в результате которой кроме x вылетает еще $k = \{1, 2\}$ нейтрона, α и β — процентное содержание соответствующих изотопов в мишени.

Как видно учет вклада, вносимого в выходы реакциями с вылетом нескольких нуклонов, при энергии облучения 55.5 МэВ действительно является необходимым, т. к. в некоторых случаях его величина достигает десятков процентов. Примером могут служить реакции на ^{102}Pd и ^{104}Pd , вклад которых в образование, например, ^{101}Rh является сравнимым по величине, что объясняется десятикратным отличием процентного содержания ^{102}Pd и ^{104}Pd в облучаемой мишени. Кроме того, отметим, что модели дают существенно различающиеся результаты вклада реакций: например, согласно расчету на TALYS практически весь выход ^{105}Ru обусловлен не реакцией на ближайшем изотопе палладия, т.е. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 1n2p)^{105}\text{Ru}$, а реакцией на следующем по массе стабильном изотопе палладия, т.е. $^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n2p)^{105}\text{Ru}$, расчетное значение выхода которой на TALYS оказывается выше в 10 раз. Кроме того, как будет отмечено позднее при более детальном сравнении, результаты расчета по модели [18] в целом лучше согласуются с экспериментом, в связи с чем для разделения каналов реакций мы будем пользоваться именно результатами этой модели.

Таблица 3: Экспериментальные выходы фотоядерных реакций на ядрах мишени. Значения выходов нормированы на выход реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$.

Энергия облучения 55.5 МэВ

Реакция	Относительный выход реакций		
	Эксперимент	TALYS [17]	Модель [18]
(γ, n)			
$^{102}\text{Pd}(\gamma, n)^{101}\text{Pd} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{101}\text{Pd}$	1.449(7)	1.1	1.1
$^{104}\text{Pd}(\gamma, n)^{103}\text{Pd} + 2.00 \text{ }^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{103}\text{Pd}$	2.44(4)	1.4	1.1
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$	0.1091(6)	0.04	
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g.s.}\text{Pd}$	0.891(6)	0.96	1
(γ, p)			
$^{102}\text{Pd}(\gamma, p)^{101m}\text{Rh} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{101m}\text{Rh}$	0.17(2)	0.12	
$^{102}\text{Pd}(\gamma, p)^{101g.s.}\text{Rh} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{101g.s.}\text{Rh}$	0.125(1)	0.10	0.20
$^{105}\text{Pd}(\gamma, p)^{104m}\text{Rh} + 1.22 \text{ }^{106}\text{Pd}(\gamma, np)^{104m}\text{Rh}$	0.0186(7)	0.0025	
$^{105}\text{Pd}(\gamma, p)^{104g.s.}\text{Rh} + 1.22 \text{ }^{106}\text{Pd}(\gamma, np)^{104g.s.}\text{Rh}$		0.0067	0.086
$^{106}\text{Pd}(\gamma, p)^{105m}\text{Rh} + 0.97 \text{ }^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{105m}\text{Rh}$		0.00072	
$^{106}\text{Pd}(\gamma, p)^{105g.s.}\text{Rh} + 0.97 \text{ }^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{105g.s.}\text{Rh}$	0.0630(3)	0.0014	0.061
$^{108}\text{Pd}(\gamma, p)^{107}\text{Rh} + 0.44 \text{ }^{110}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{107}\text{Rh}$	0.0455(2)	0.0025	0.049
$^{110}\text{Pd}(\gamma, p)^{109}\text{Rh}$	0.023(4)	0.0011	0.039
(γ, np)			
$^{102}\text{Pd}(\gamma, np)^{100}\text{Rh} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)^{100}\text{Rh}$	0.0408(3)	0.052	0.052
$^{104}\text{Pd}(\gamma, np)^{102m}\text{Rh} + 2.00 \text{ }^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{102m}\text{Rh}$	0.0058(5)	0.0087	
$^{104}\text{Pd}(\gamma, np)^{102g.s.}\text{Rh} + 2.00 \text{ }^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{102g.s.}\text{Rh}$	0.0219(3)	0.036	0.027
$^{108}\text{Pd}(\gamma, np)^{106m}\text{Rh} + 0.44 \text{ }^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)^{106m}\text{Rh}$	0.00216(4)	0.00091	
$^{108}\text{Pd}(\gamma, np)^{106g.s.}\text{Rh} + 0.44 \text{ }^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)^{106g.s.}\text{Rh}$		0.0012	0.010
$^{110}\text{Pd}(\gamma, np)^{108m}\text{Rh}$	0.00112(4)		
$^{110}\text{Pd}(\gamma, np)^{108g.s.}\text{Rh}$		0.0012	0.0086
Остальные			
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{100}\text{Pd} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n)^{100}\text{Pd}$	0.1652(8)	0.14	0.098
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{99}\text{Pd} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)^{99}\text{Pd}$	0.0059(1)	0.0032	0.0048
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{99m}\text{Rh} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n1p)^{99m}\text{Rh}$	0.0087(2)	0.0056	
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{99g.s.}\text{Rh} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n1p)^{99g.s.}\text{Rh}$	0.0064(3)	0.0047	0.0076
$^{102}\text{Pd}(\gamma, na)^{97}\text{Ru} + 10.92 \text{ }^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n1\alpha)^{97}\text{Ru}$	0.0049(8)	0.0018	1.3×10^{-6}
$^{105}\text{Pd}(\gamma, 2p)^{103}\text{Ru} + 1.22 \text{ }^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n2p)^{103}\text{Ru}$	$7.66(9) \times 10^{-4}$	6.9×10^{-6}	2.8×10^{-5}
$^{108}\text{Pd}(\gamma, 1n2p)^{105}\text{Ru} + 0.44 \text{ }^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n2p)^{105}\text{Ru}$	$1.5(1) \times 10^{-4}$	6.1×10^{-6}	1.6×10^{-6}

Также из табл. 4 видно, что во многих случаях в рамках экспериментальной погрешности можно говорить об измеренных выходах, как о выходах первой реакции в сумме.

Если вернуться к анализу полученных выходов, то, прежде всего, отметим достаточно хорошее соответствие экспериментальных и рассчитанных по обеим моделям выходов реакций (γ, n). В то же время выходы реакций (γ, p), рассчитанные с помощью TALYS в большинстве случаев оказываются на порядок ниже экспериментальных и рассчитанных по модели [18]. Исключением является выход реакций с образованием ^{101}Rh , для которого, как уже говорилось на 55.5 МэВ дает большой вклад реакция ($\gamma, 2n1p$) на ^{104}Pd .

Существенное расхождение между TALYS и моделью [18] и экспериментальными выходами, отмеченное для реакций (γ, p) отсутствует в случае реакций (γ, np). Это можно связать с вкладом прямых и предравновесных процессов в реакциях с вылетом одного протона и с большей ролью статистического канала при испускании двух нуклонов. В

Таблица 4: Расчет относительного вклада r в выход данного изотопа реакций на более тяжелом исходном изотопе Pd по сравнению с выходом реакции с вылетом одного нуклона, идущей на ближайшем изотопе.

Изотоп	r : TALYS	r : модель [18]
^{101}Pd	0.041	0.097
^{103}Pd	0.320	0.250
^{101}Rh	0.467	0.318
^{104}Rh	0.304	0.163
^{107}Rh	0.112	0.015
^{102}Rh	0.330	0.188
^{100}Rh	0.223	0.210
^{106}Rh	0.028	0.010
^{99}Pd	0.005	0.004
^{99}Rh	0.020	0.019
^{100}Pd	0.115	0.120
^{103}Ru	0.633	0.328
^{105}Ru	0.821	0.000
^{105}Rh	0.511	0.030
^{97}Ru	0.157	0.000

фотопротонных реакциях на средних и тяжелых ядрах проявляется явление изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса, приводящее к увеличению выхода протонов, которое обычно не учитывается в статистической модели. Относительное согласие экспериментальных и теоретических результатов в остальных реакциях с вылетом еще большего числа нуклонов, где механизм реакции является чисто статистическим, подтверждает данный вывод.

6. Фотонейтронные реакции

Как видно из табл. 2 при 29.1 МэВ экспериментальные и расчетные значения выходов фотонейтронных реакций совпадают с хорошей точностью. При энергии облучения 55.5 МэВ, однако, есть достаточно существенные расхождения: измеренный выход фотонейтронной реакции с образованием изотопа ^{101}Pd на треть превышает рассчитанные с помощью обеих моделей значения. Еще больше отклонение в случае фотонейтронной реакции с образованием ^{103}Pd .

Объяснить данное расхождение можно, обратившись к рис. 8, где приведено полное суммарное сечение фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n)$ на всех изото-

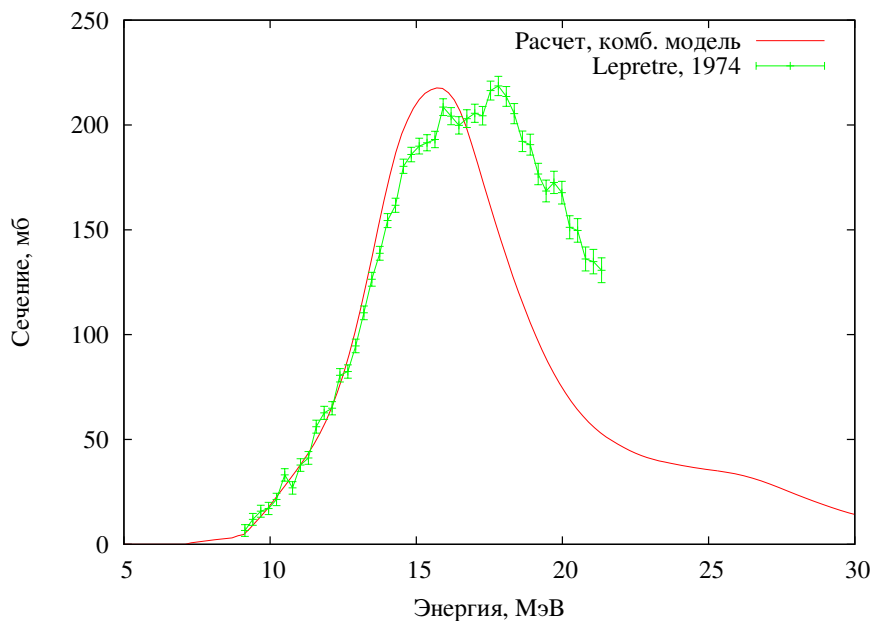


Рис. 8: Сравнение полных сечений фотонейтронных реакций, полученных в работе [3] и рассчитанных по модели [18].

пах природного палладия, полученное в работе [3] и результат расчета соответствующей величины по модели [18].

Как видно, в области энергий, находящейся за максимумом ГДР расчет существенно занижает величину сечения. На энергии облучения 55.5 МэВ число γ -квантов в тормозном спектре в этой области энергий гораздо выше, чем при облучении на 29.1 МэВ, поэтому в последнем случае расхождение отсутствует.

7. Фотопротонные реакции

Расхождение между экспериментальными выходами и результатами расчета на TALYS гораздо сильнее в случае фотопротонных реакций. Оно наблюдается как при энергии облучения 29.1 МэВ, так и при 55.5 МэВ. Из табл. 2 видно, что значения выходов фотопротонных реакций, которые предсказывает комбинированная модель [18] практически совпадают с результатом измерения, в то время как результат расчета, выполненного с помощью TALYS, меньше на порядок.

На рис. 9 приведено сравнение выходов фотопротонных реакций, полученных в результате измерения при облучении на энергии 55.5 МэВ, и результат расчета по обеим моделям (значение полного экспериментального выхода при $A = 105$ рассчитано из полученного в эксперименте выхода изомерного состояния ^{104m}Rh и изомерного отношения, определенного с помощью TALYS). Как видно, и в этом случае наблюдается согласие результатов расчета по комбинированной модели [18], а расчет на TALYS дает заниженные на 1–2

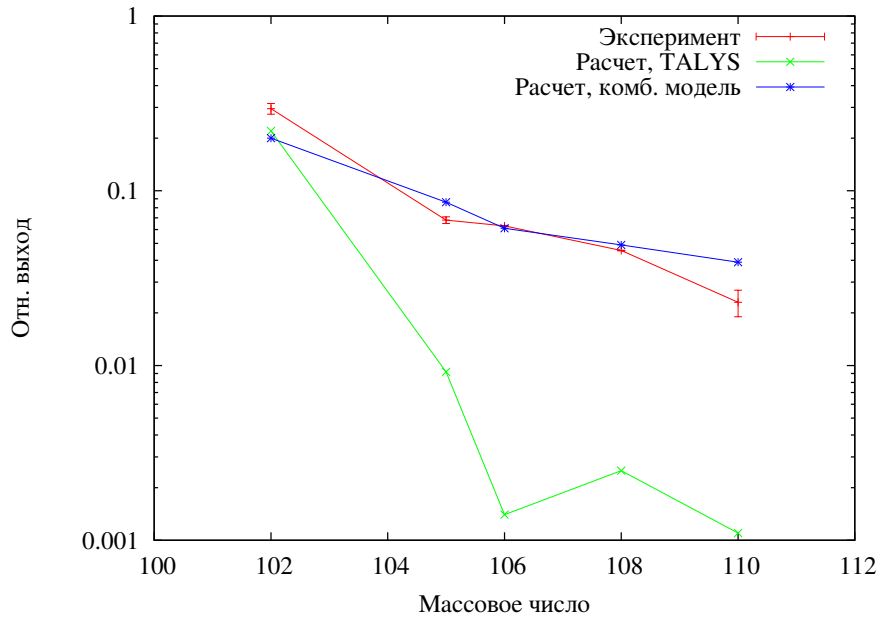


Рис. 9: Сравнение выходов фотопротонных реакций при энергии облучения 55.5 МэВ.

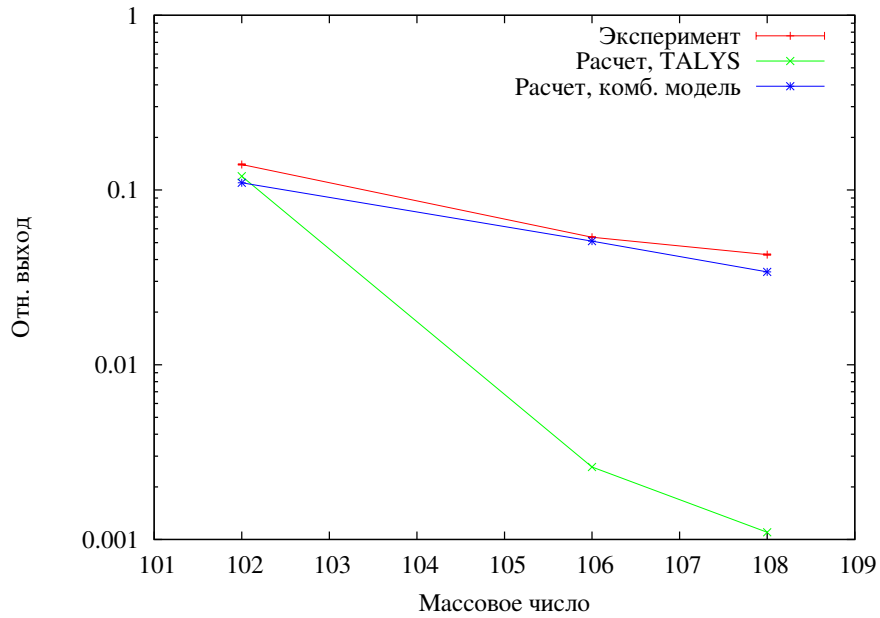


Рис. 10: Сравнение выходов фотопротонных реакций при энергии облучения 29.1 МэВ.

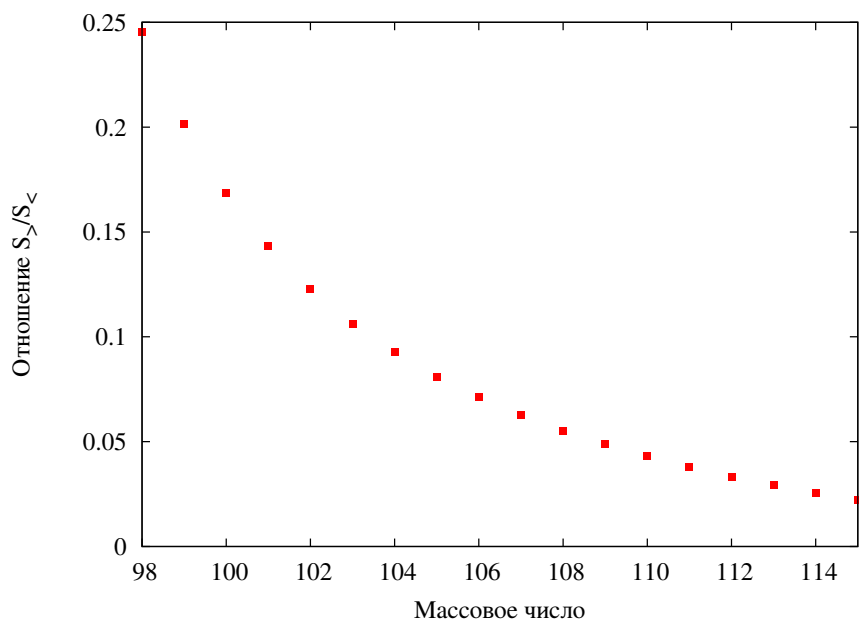


Рис. 11: Отношение сечений каналов ГДР $S_{>}/S_{<}$ [20].

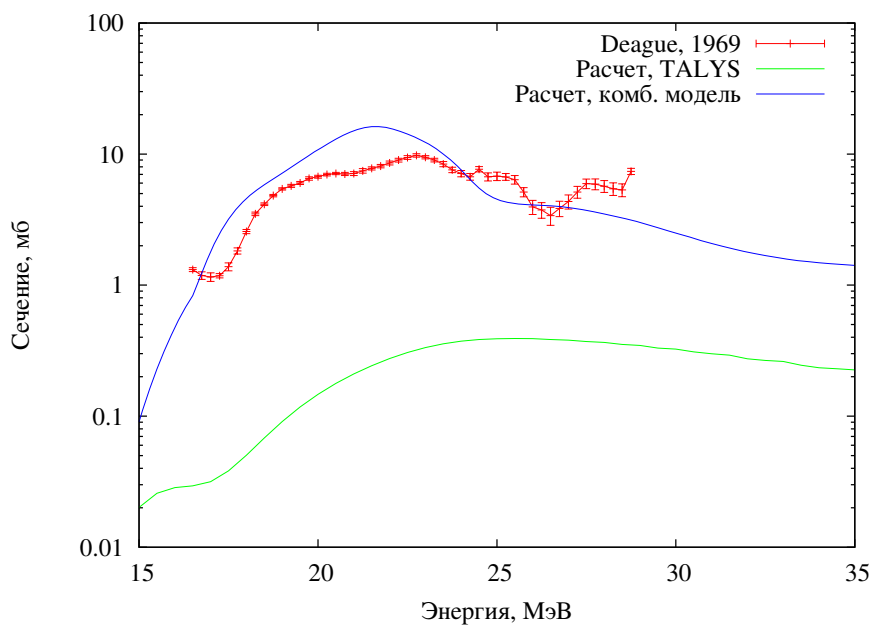


Рис. 12: Сечения реакции $^{108}\text{Pd}(\gamma,p)^{107}\text{Rh}$ из работы [2], рассчитанные с помощью TALYS и рассчитанные с помощью комбинированной модели [18].

порядка результаты. Аналогичная закономерность наблюдается и при энергии 29.1 МэВ (рис. 10).

Данное поведение, характерное для статистической модели, не учитывающей вклад прямых и предравновесных процессов в фотопротонные реакции, хорошо известно. Оно связано с явлением изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса [21], которое проявляется в образовании в сечении ГДР двух ветвей: $T_{<}$, соответствующей нулевому изменению изоспина при поглощении фотона, и $T_{>}$, соответствующей изоспину составного ядра $T_0 + 1$, где T_0 — изоспин начального ядра. В основном вылет фотопротона происходит из состояния $T_{>}$. Поскольку в результате изоспинового расщепления центр сечения $T_{>}$ соответствует более высокой энергии возбуждения, то вероятность вылета протона увеличивается. Отношение сечений образования ветвей ГДР согласно [20] дается формулой

$$\frac{\sigma_{>}}{\sigma_{<}} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}},$$

где A — массовое число начального ядра. На рис. 11 показана зависимость отношения сечений $\frac{\sigma_{>}}{\sigma_{<}}$ от A для различных изотопов палладия. Уменьшение $\sigma_{>}/\sigma_{<}$ с ростом A совпадает с уменьшением выхода фотопротонных реакций. На рис. 12 показано сравнение экспериментального сечения фотопротонной реакции с образованием ^{107}Rh на ядре ^{108}Pd с расчетом по обеим моделям. В TALYS для расчета распада ГДР используется статистическая модель, дающая заниженное на два порядка значение сечения. Отметим, что уменьшение выхода реакций (γ, p) с увеличением массового числа A связано также с ростом порога отделения протона. На рис. 13 показана зависимость порогов различных реакций от массового числа изотопов палладия.

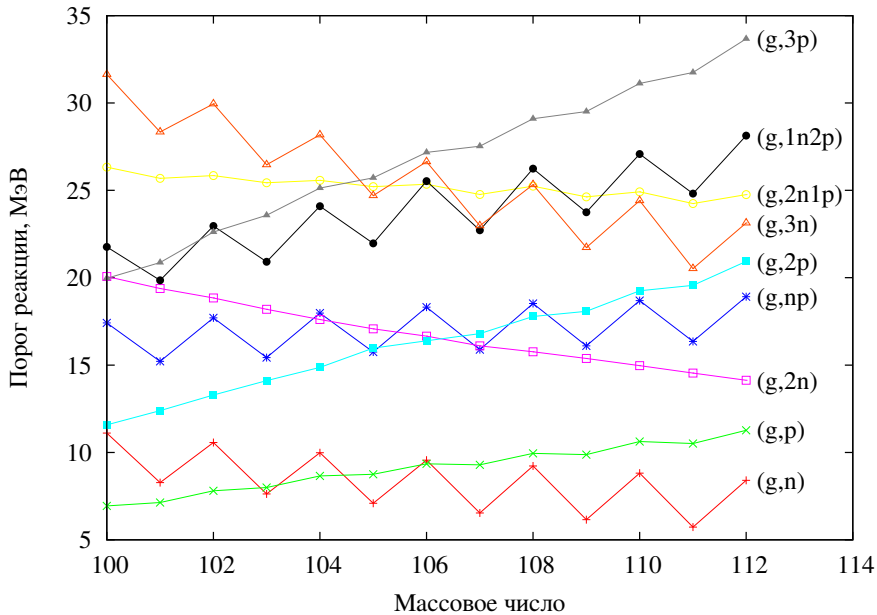


Рис. 13: Зависимость порогов реакций на изотопах палладия от массового числа.

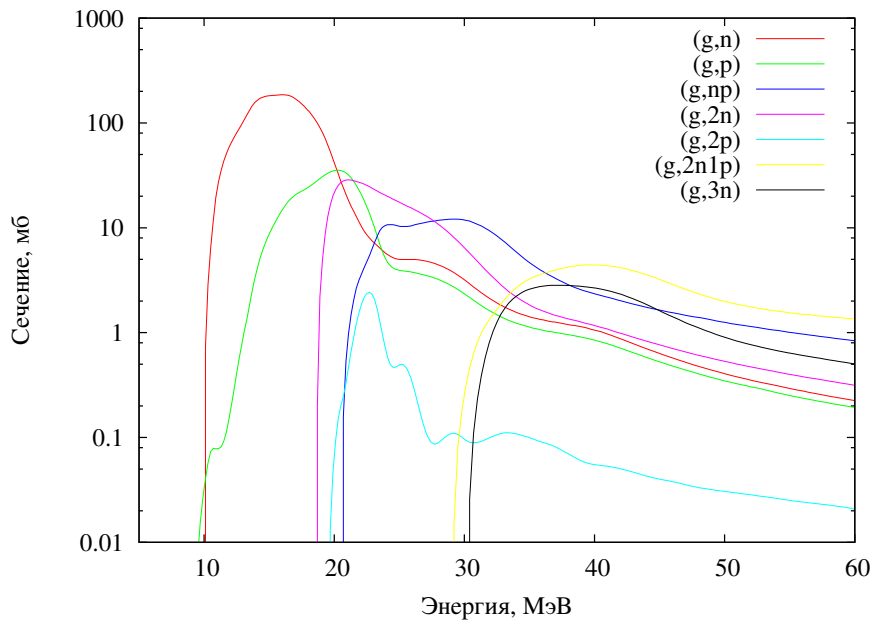


Рис. 14: Сечения фотоядерных реакций на ^{102}Pd , рассчитанные по модели [18].

8. Реакции с вылетом нескольких нуклонов. Сравнение с комбинированной моделью ГДР

Как уже говорилось, наилучшее согласие экспериментальных выходов с теоретическими расчетами дает комбинированная модель ГДР [18]. На рис. 14 показан результат расчета сечений фотоядерных реакций по этой модели на ядре ^{102}Pd , а на рис. 15 и 16 показана зависимость рассчитанного по этой модели выхода от массового числа изотопа палладия для реакций, наблюдаемых при энергии облучения 29.1 и 55.5 МэВ.

Закономерности, отмеченные ранее, отчетливо видны на общей картине, содержащей результаты эксперимента и моделирования при обоих значениях энергии облучения. Расчет выходов реакций с вылетом одного нуклона и реакции (γ, np) хорошо согласуется с экспериментом. Выходы реакций с вылетом более, чем одного нуклона одного типа оказываются заниженными, что в особенности касается реакций с вылетом двух протонов: $(\gamma, 2p)$ и $(\gamma, 1n2p)$. На графике, содержащем сечения реакций на ^{102}Pd хорошо видно, как с ростом энергии γ -квантов с максимальной вероятностью протекает сначала реакция с вылетом одного нейтрона, затем реакция с вылетом двух нейтронов, а затем реакция с вылетом протона и нейтрона. Таким образом в суммарном сечении фотопоглощения доминируют реакции с вылетом нейтронов, а ошибка в определении сечений реакций с вылетом нескольких протонов практически не дает вклад в суммарное сечение образования ГДР.

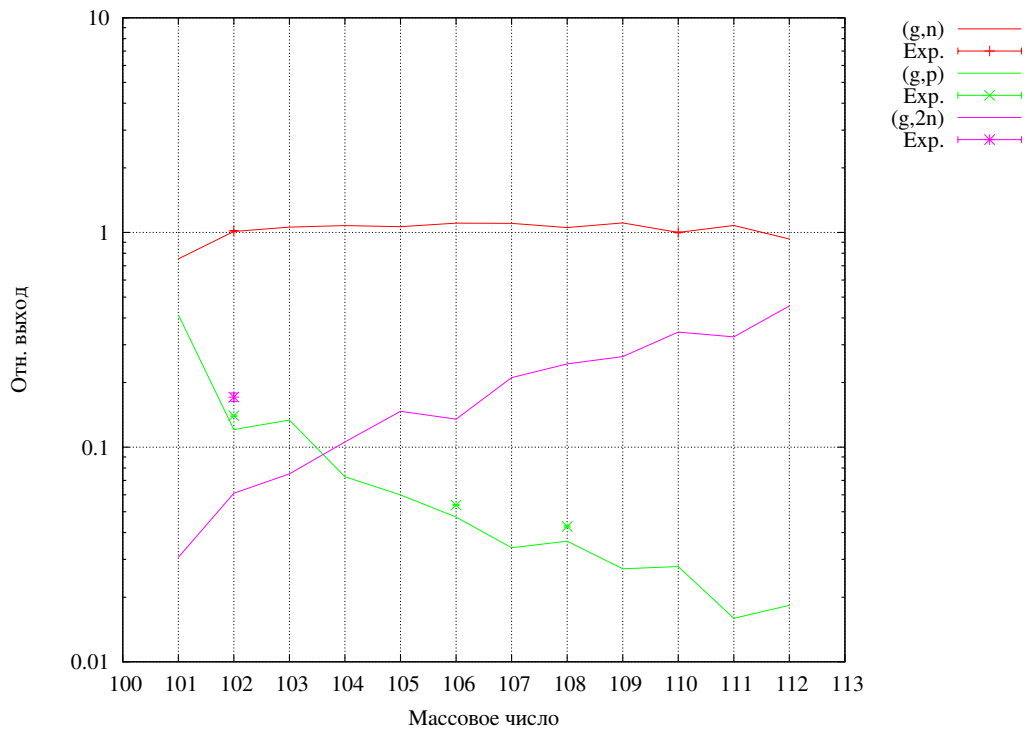


Рис. 15: Выходы фотоядерных реакций на изотопах палладия при максимальной энергии тормозного спектра 29.1 МэВ.

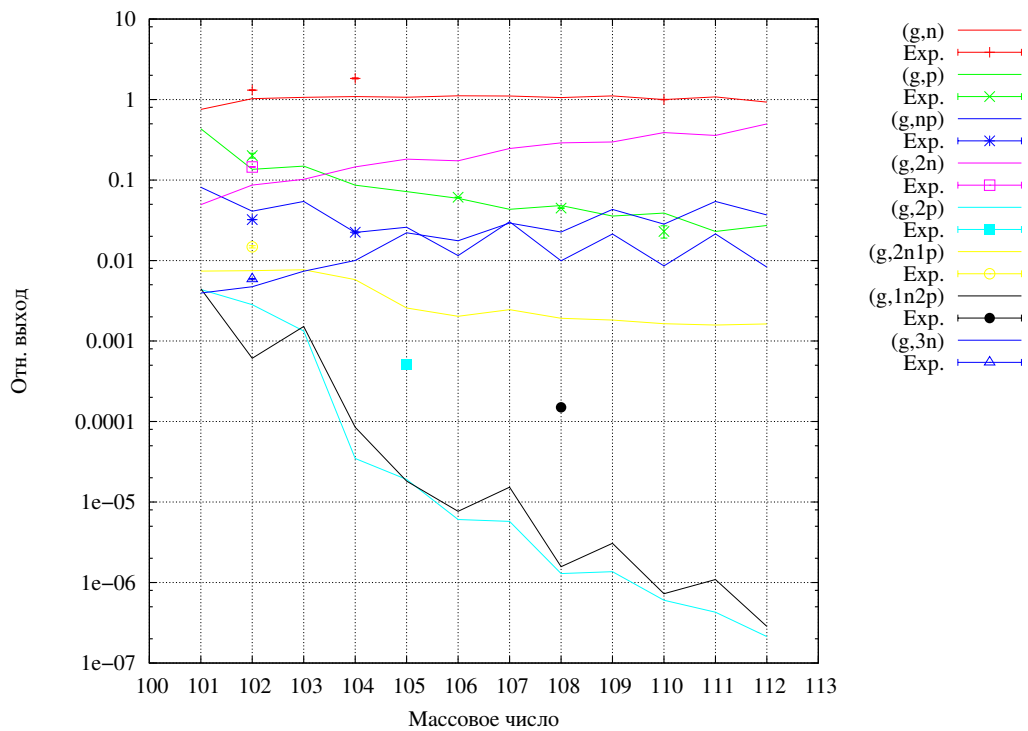


Рис. 16: Выходы фотоядерных реакций на изотопах палладия при максимальной энергии тормозного спектра 55.5 МэВ.

Таблица 5: Отношения выходов реакций с образованием изомерного состояния к основному состоянию $R = y_m/y_{g.s.}$. Спины и четности начальных ядер во всех случаях равны 0^+ .

Реакция	$J_{g.s.}^P$ (конеч. ядра)	Изомерное состояние (конеч. ядра)	29.1 МэВ		55.5 МэВ	
			R	R_{TALYS}	R	R_{TALYS}
$^{102}\text{Pd}(\gamma, p) ^{101}\text{Rh}$	$1/2^-$	157 кэВ, $J^P = 9/2^+$	0.49(1)	0.43 (1.1)	1.4(2)	0.44 (1.1)
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p) ^{99}\text{Rh}$	$1/2^-$	64 кэВ, $J^P = 9/2^+$		0.46 (0.54)	1.4(1)	1.2 (1.2)
$^{104}\text{Pd}(\gamma, np) ^{102}\text{Rh}$	$(1^-, 2^-)$	141 кэВ, $J^P = 6^{(+)}$		0.056 (0.065)	0.26(2)	0.17 (0.15)
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n) ^{109}\text{Pd}$	$5/2^+$	189 кэВ, $J^P = 11/2^-$	0.10(2)	0.05 (0.037)	0.099(5)	0.06 (0.039)

9. Изомерные отношения

В ряде случаев конечное ядро в результате реакции образуется не только в основном, но и в изомерном состоянии. Если известны выходы основного и изомерного состояния, то можно определить величину, называемую изомерным отношением:

$$R = \frac{y_m}{y_{g.s.}},$$

где y_m и $y_{g.s.}$ — соответственно выходы изомерного и основного состояния продукта реакции. Измеренные нами значения изомерных отношений приведены в табл. 5.

Кроме того, поскольку в расчете конечного состояния ядерных реакций на TALYS отдельно учитывается образование метастабильных состояний, было рассчитано теоретическое изомерное отношение по этой модели — оно также приведено в таблице. Числа за скобками в столбце результатов TALYS соответствуют значениям параметров модели по умолчанию, а числа в скобках были получены при изменении параметров `maxlevelstar`, `maxlevelsres` и `maxlevelsbin` {g, n, p, a} до максимального значения 90. Изменение этих параметров изменяет максимальное число уровней конечного ядра реакции, учитываемых при расчете.

Мы снова видим достаточно хорошее согласие в большинстве случаев, за исключением последней реакции с образованием ^{109}Pd . Несмотря на отмеченное выше заниженное значение суммарного выхода, в фотопротонных реакциях в табл. 5 изомерное отношение по TALYS хорошо согласуется с экспериментом, что объясняется прежде всего основной ролью структуры уровней конечного ядра в вероятности образования изомерного состояния. Как следует из таблицы, расчет на TALYS систематически дает меньшее значение изомерного отношения, чем полученное в эксперименте, что и должно наблюдаться, если схема возбужденных состояний с высоким значением спина, используемая при расчете, является неполной.

В отличие от остальных изомерных отношений из табл. 5 изомерное отношение в фотонейтронной реакции на ^{110}Pd неоднократно приводилось в литературе. Измеренные в различных работах (включая данную) значения R в этой реакции показаны на рис. 17.

Безусловно, прямое сравнение изомерных отношений, полученных в различных условиях эксперимента с различными формами спектра γ -квантов не совсем корректно, но в

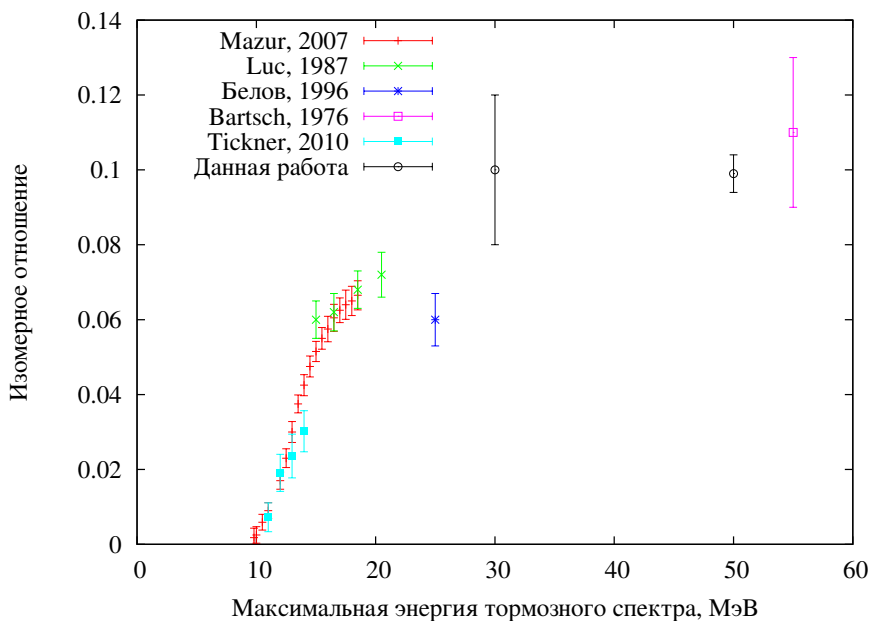


Рис. 17: Сравнение результатов измерения изомерного отношения в реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$.

данном случае оно является достаточно информативным. Кроме того, все эти эксперименты выполнены по аналогичной методике с использованием тормозного излучения от пучка электронов и метода наведенной активности. Как видно, экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются в общую зависимость, и с ростом энергии облучения изомерное отношение монотонно увеличивается. Некое отклонение нашего результата при $T = 29.1$ МэВ можно связать с использованием в данном случае нестандартной свинцовой тормозной мишени, оптимизированной по выходу высокоэнергетичных γ -квантов. По видимому, аналогично объясняется и положение точки при $T = 25$ МэВ из работы [6], где использовалась сложная вольфрамовая мишень с поглотителем электронов и охлаждением.

Прояснить ситуацию с имеющим место расхождением результатов расчета TALYS и экспериментальным значением изомерного отношения может сравнение зависимости расчетного значения изомерного отношения от верхней энергии тормозного спектра. На рис. 18 показана такая зависимость для изомерного отношения в реакции с образованием ^{101}Rh , а на рис. 19 — для реакции с образованием ^{109}Pd . Из рисунков видно, что с увеличением энергии рассчитанное изомерное отношение возрастает, что связано с возрастанием вероятности заселения состояний с большей энергией в конечном ядре реакции. Поскольку при больших энергиях возбуждения увеличивается количество высокоспиновых состояний, то возрастает и вероятность образования изомерного состояния в результате каскада γ -переходов. При расчете на TALYS упомянутая выше группа параметров `maxlevels` определяют число уровней конечного ядра, участвующих в расчете. Из рисунков видно, что чем больше эта величина, т. е. чем полнее учитывается структура уровней

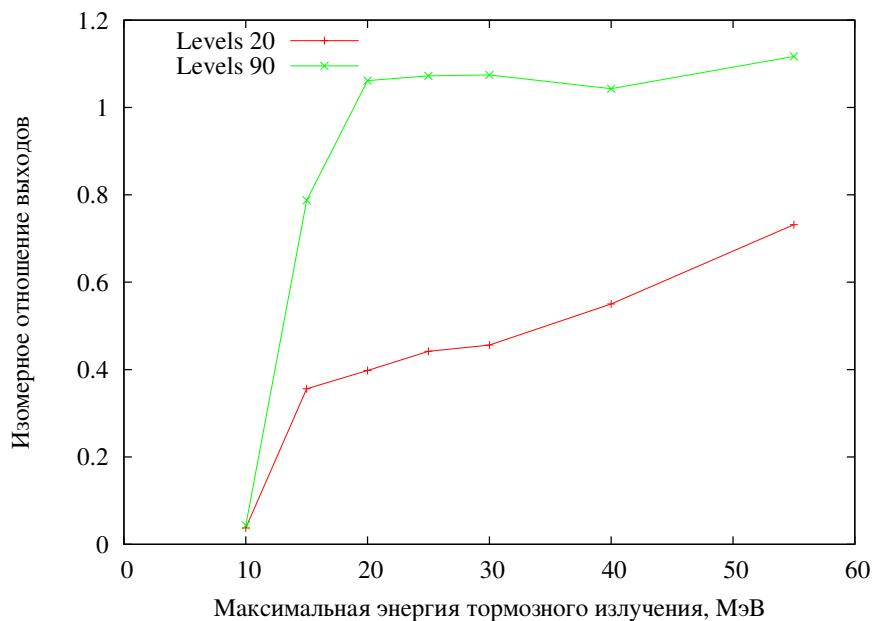


Рис. 18: Изомерные отношения в реакциях $^{102}\text{Pd}(\gamma, p)$ и $^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$ с образованием ^{101}Rh , рассчитанные с помощью TALYS.

конечного ядра, тем выше значение измеренного отношения, т. к. при этом в рассмотрение попадает больше высоковозбужденных состояний с большим значением спина. В случае ^{101}Rh измеренные значения изомерного отношения находятся в границах между двумя кривыми, соответствующими разным значениям maxlevels. При расчете в случае ^{109}Pd даже при максимальном значении maxlevels, показанном на графике, изомерное отношение быстро становится постоянным и остается значительно меньше экспериментального. На рис. 20 показаны известные уровни возбуждений ядер ^{101}Rh и ^{109}Pd , взятые из ENSDF и используемые в вычислениях при помощи TALYS. По сравнению с ^{101}Rh в спектре ^{109}Pd присутствует меньшее число уровней. Таким образом расхождение между экспериментальным значением изомерного отношения, по-видимому, связано с наличием в спектре ^{109}Pd высоколежащих уровней с большим значением спина, отсутствующих в базах данных.

10. Заключение

С помощью методики наведенной активности были измерены выходы фотоядерных реакций на ядрах изотопов палладия при двух энергиях пучка электронов. Проведено сопоставление результатов измерений с модельными расчетами. Найдено хорошее согласие рассчитанных выходов и изомерных отношений с экспериментальными значениями для реакций (γ, n) и реакций с вылетом нескольких нуклонов. Показано, что более высокий выход фотопротонной реакции (γ, p) по сравнению с расчетом в рамках статистической

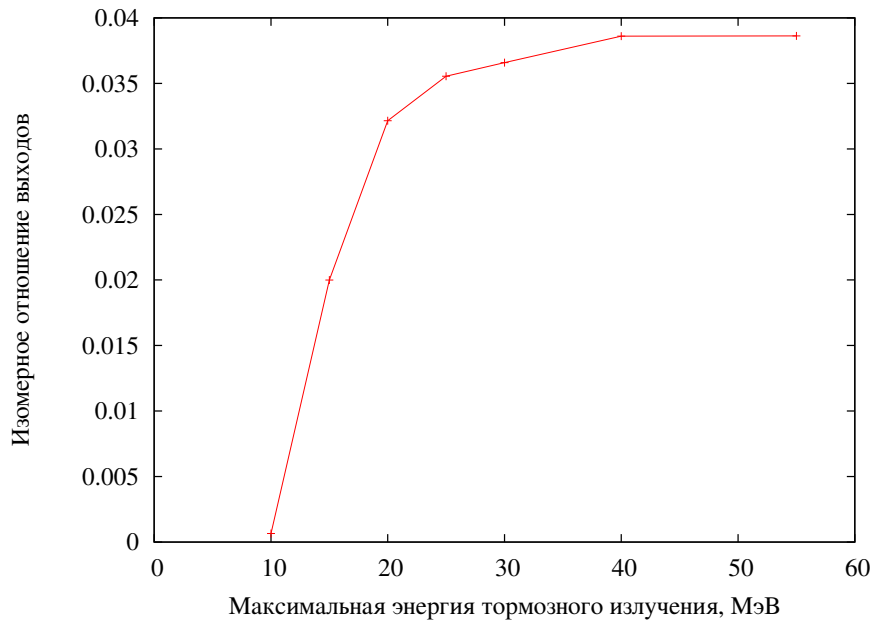


Рис. 19: Изомерные отношения в реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$, рассчитанные с помощью TALYS.

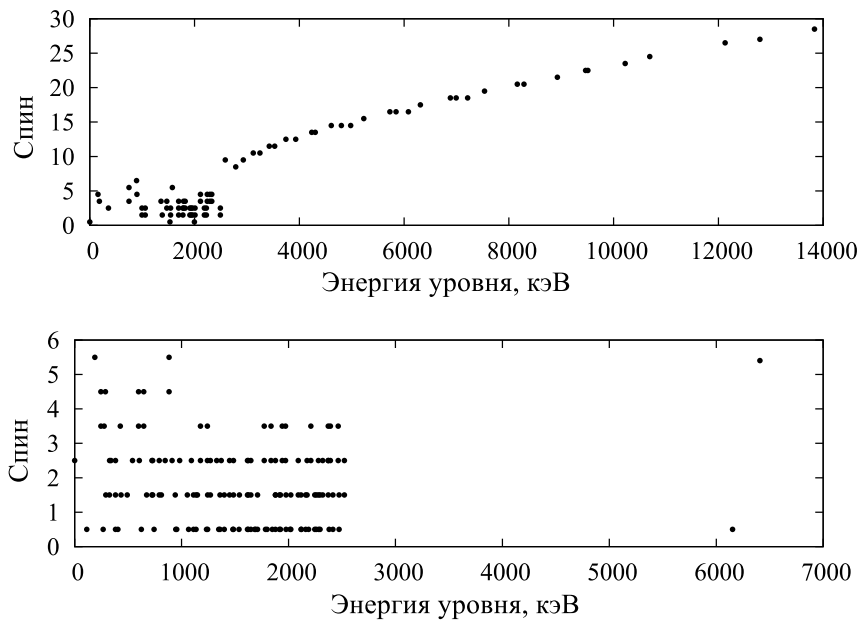


Рис. 20: Спины уровней ядер ^{101}Rh и ^{109}Pd из ENSDF [22, 23].

модели связан с изоспиновым расщеплением ГДР. Систематически заниженный результат расчета изомерного отношения в реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$ связан с недостатком данных о структуре возбужденных состояний ядра ^{109}Pd .

Список литературы

- [1] Karlsruhe Nuclide Chart. — 1998.
- [2] *Deague, T.* Structure in the giant resonance of ^{108}Pd and of ^{110}Pd / T. Deague, E. Muirhead, B. Spicer // *Nucl. Phys. A.* — 1969. — Vol. 139.
- [3] A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 \leq A \leq 133$ mass region / A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère et al. // *Nucl. Phys. A.* — 1974. — Vol. 219, no. 1. — Pp. 39 – 60.
- [4] Critical consideration of the statistical model analysis of photonuclear isomeric cross-section ratios / H. Bartsch, K. Huber, U. Kneissl, H. Krieger // *Nucl. Phys. A.* — 1976. — Vol. 256, no. 2. — Pp. 243 – 252.
- [5] Isomeric yield ratios in the productions of $\text{Sm}^{143m,g}$, $\text{Nd}^{141m,g}$, $\text{Zr}^{89m,g}$ and $\text{Pd}^{109m,g}$ by 14 MeV neutrons and 15–20,5 MeV bremsstrahlung / H. D. Luc, T. D. Thiep, T. T. An, P. An // *Bolg. J. of Phys.* — 1987. — Vol. 14, no. 2. — Pp. 152 – 161.
- [6] Возбуждение изомерных состояний $1h_{11/2}$ в реакциях (γ, n) / А. Г. Белов, Ю. П. Гангрский, А. П. Тончев, Н. П. Балабанов // *ЯФ.* — 1996. — Т. 59, № 4. — С. 585–591.
- [7] Изомерные отношения в реакциях (γ, p) при энергиях гигантского дипольного резонанса / Ю. П. Гангрский, П. Зузаан, Н. П. Колесников и др. // *ЯФ.* — 1999. — Т. 62, № 10. — С. 1733–1739.
- [8] *Mazur, V. M.* Excitation cross-section of the $11/2^-$ isomeric states of the ^{109}Pd and ^{111}Cd nuclei for (γ, n) reactions in the gamma-quantum energy range of 8–18 MeV / V. M. Mazur, Z. M. Bigan, D. M. Symochko // *Ukr. J. Phys.* — 2007. — Vol. 52. — P. 744.
- [9] *Tickner, J.* / J. Tickner, R. Bencardino, G. Roach // *Nucl. Inst. and Meth. B.* — 2010. — Vol. 268. — Pp. 99–105.
- [10] *H. Utsonomiya et al.* γ -ray strength function method and its application to ^{107}Pd / H. Utsonomiya et al. // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 82. — P. 064610.
- [11] A 70 MeV racetrack microtron / V. Shvedunov, A. Ermakov, I. Gribov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2005. — Vol. 550, no. 1-2. — Pp. 39 – 53.
- [12] *Стопани, К. А.* Автоматизация измерений и обработки результатов в экспериментах по методике наведенной активности (в печати) / К. А. Стопани, С. С. Бельшев // *Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия.*

- [13] A. Karev, A. Lebedev, V. Raevsky, et al. // Proc. XXII Russian Particle Accelerator Conference RuPAC-2010. — P. 316.
- [14] *Chu, S.* The lund/lbnl nuclear data search: Tech. rep. / S. Chu, L. Ekstr om, R. Firestone: 1999. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>.
- [15] Gamma-ray spectrum catalogue. — 4-th edition edition. — Idaho National Engineering and Enviromental Laboratory, 1998.
- [16] *Стопани, К. А.* Определение выходов ядерных реакций на основе анализа цепочек распадов / К. А. Стопани, С. С. Бельшев // *Вестник МГУ, серия 3, физика и астрономия.* — 2011. — № 4.
- [17] *Koning, A.* Talys-1.0 / A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn / Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge et al. — Nice, France: EDP Science, 2008. — Pp. 211 – 214.
- [18] *Ишханов, Б. С.* Полумикроскопическое описание дипольного гигантского резонанса / Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин // *ЭЧАЯ.* — 2007. — Т. 38, № 2. — С. 460–503.
- [19] Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2 / Т. Belgya, O. Bersillon, R. Capote et al.; International Atomic Energy Agency. — Vienna, Austria, 2006.
- [20] *Fallieros, S.* Isovector excitations in nuclei / S. Fallieros, B. Goulard // *Nuclear Physics A.* — 1970. — Vol. 147, no. 3. — Pp. 593 – 600.
- [21] *Ишханов, Б.* Гигантский дипольный резонанс атомных ядер / Б. Ишханов, И. Капитонов. — М.: МГУ, 2008.
- [22] *Blachot, J.* Nuclear data sheets for $A = 101$ / J. Blachot // *Nuclear Data Sheets.* — 1985. — Vol. 45, no. 4. — Pp. 701 – 804.
- [23] *Blachot, J.* Nuclear data sheets for $A = 109$ / J. Blachot // *Nuclear Data Sheets.* — 2006. — Vol. 107, no. 2. — Pp. 355 – 506.

Стопани Константин Александрович

Препринт НИИЯФ МГУ №2012-5/883

Работа поступила в ОНТИ 07.09.2012