

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

---

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦИНА

**И.В. Макаренко, Куав Куав Нтун**

**ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ  $^{197}\text{Au}$**

**Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 2/823**

Москва, 2007 г.

УДК 539.17

I.V. Makarenko, Kyaw Kyaw Htun

E-mail: [irina@depni.sinp.msu.ru](mailto:irina@depni.sinp.msu.ru), [kyawkyawhtun@gmail.com](mailto:kyawkyawhtun@gmail.com)

## PHOTONEUTRON REACTIONS IN $^{197}\text{Au}$ NUCLEUS

Preprint INP MSU – 2007 – 2/823

### Abstract

A unique technique of experiments on racetrack microtron RTM-70 built in Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University was developed. It allows to investigate photonuclear reaction channels with the emission of several neutrons. The yields of photoneutron reactions in  $^{197}\text{Au}$  isotope with the emission of up to 6 neutrons were experimentally measured for the first time.

И.В. Макаренко, Куяв Куяв Нтун

## ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ $^{197}\text{Au}$

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 2/823

### Аннотация

На импульсном разрезном микротроне RTM-70, созданном в НИИЯФ МГУ, отработана уникальная методика проведения экспериментов, позволяющая исследовать каналы фотоядерных реакций с вылетом из ядра нескольких нейтронов. Впервые экспериментально измерены выходы фотонейтронных реакций на изотопе  $^{197}\text{Au}$  с вылетом из ядра до 6 нейтронов.

© Макаренко И.В., 2007

© Куяв Куяв Нтун 2007

© НИИЯФ МГУ, 2007 <http://www.sinp.msu.ru>

# Фотонейтронные реакции на ядре $^{197}\text{Au}$

## 1. Введение

Несмотря на то, что исследования механизмов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами продолжаются несколько десятков лет, многие принципиальные вопросы структуры и динамики атомных ядер по-прежнему остаются открытыми. Так, достаточно хорошо исследована область энергий фотонов, соответствующая образованию гигантского дипольного резонанса. Исследования в этой области позволили обнаружить ряд новых явлений, таких как формирование коллективных состояний атомных ядер, явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса, роль изоспина ядра в распадных характеристиках гигантского резонанса. Однако, в области энергий выше гигантского дипольного резонанса, ситуация изучена гораздо хуже. Основная причина в том, что в этой области энергии возбужденные состояния распадаются, как правило, с испусканием нескольких нуклонов. Традиционные методы исследования, используемые в области энергий гигантского дипольного резонанса трудно использовать в области более высоких энергий из-за низкой эффективности одновременной регистрации нескольких частиц в конечном состоянии. В то же время в этой области энергии изменяется механизм взаимодействия фотонов с ядрами. Если в области энергий гигантского резонанса фотоны взаимодействуют с ядром как с единым объектом, то в области за гигантским резонансом фотон взаимодействует с отдельными ядерными кластерами и, в первую очередь, с квазидейтронами. Проблема диссипации энергии, поглощенной отдельными фрагментами ядра, передача энергии другим степеням свободы является не до конца

изученной. Важную роль в этой энергетической области играет возбуждение нуклонов глубоких внутренних оболочек ядра.

Фотоядерные реакции с вылетом нескольких нейтронов ( $\gamma, xn$ ) позволяют исследовать атомные ядра удаленные от полосы  $\beta$ -стабильности. Использование тормозных пучков фотонов с энергией до 70 МэВ позволяет исследовать ядра, образующиеся в реакциях вплоть до ( $\gamma, 7n$ ). Многочастичные фотоядерные реакции представляют собой практически неисследованную область, не известны сечения этих реакций для большинства ядер.

## 2. Эксперимент

Эксперимент выполнен на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов разрезного микротрона РТМ-70 НИИЯФ МГУ (рис.1). Микротрон РТМ-70 является уникальным компактным ускорителем электронов, построенном с использованием постоянных магнитов на основе редкоземельного магнитного материала Sm–Co. Ускоритель позволяет ускорять электроны до максимальной энергии 70 МэВ и используется в качестве эффективного источника тормозного излучения с максимальной энергией  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий от 15 МэВ до 70 МэВ.

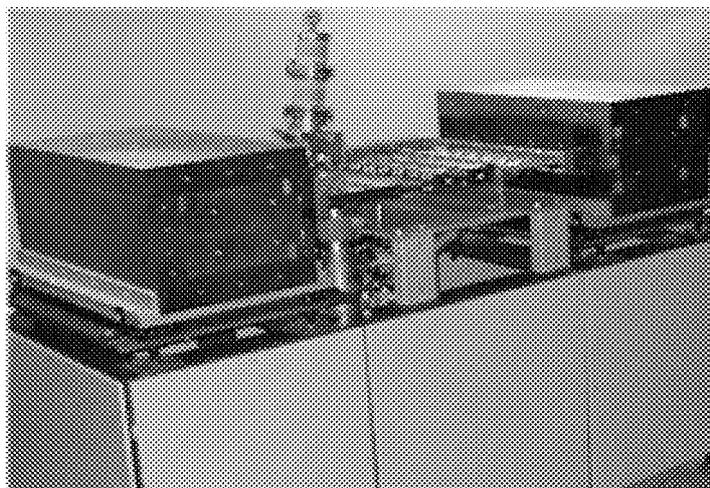


Рис. 1. Разрезной микротрон импульсного действия с максимальной энергией пучка 70 МэВ

Из ускорителя (1) пучок электронов (2) диаметром  $d_{el} = 5$  мм, направлялся на тормозную вольфрамовую мишень (3) толщиной  $d_w = 2,5$  мм (рис. 2). Расстояние между окном вывода электронного пучка и тормозной мишенью  $r = 5$  мм. Исследуемый образец (4) располагался непосредственно за тормозной мишенью. Поперечные размеры исследуемого образца  $^{197}\text{Au}$  составляли  $0,8 \text{ см} \times 2 \text{ см}$ . Толщина образца составляла  $0,3$  мм. Поскольку в эксперименте определялись относительные выходы фотоядерных реакций, размеры мишени подбирались так, чтобы они превосходили диаметр тормозного пучка ускорителя, что позволяло максимально уменьшить погрешности обусловленные неоднородностью пучка и возможным дрейфом пучка по поверхности исследуемого образца.

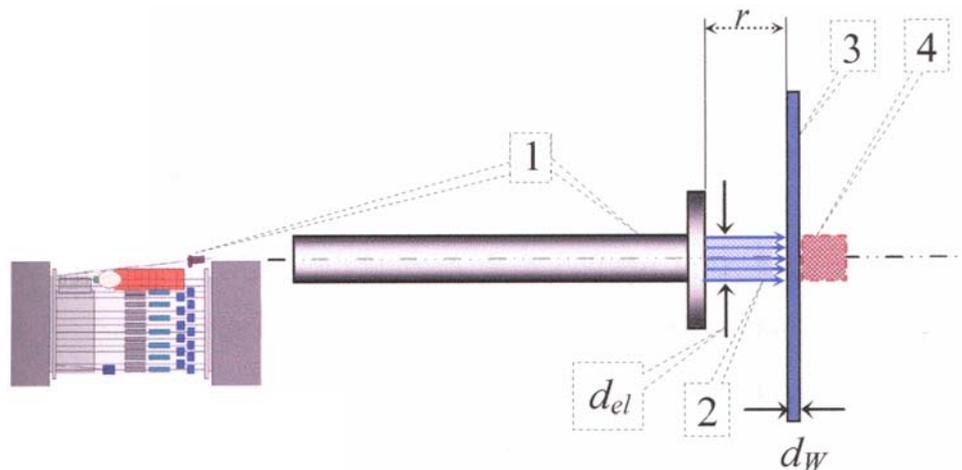


Рис. 2. Схема экспериментальной установки  
1 - ускоритель, 2- пучок электронов, 3 - тормозная мишень, 4 -  
исследуемый образец.

После облучения образец переносился на измерительную установку (гамма-спектрометр), на котором проводились измерения спектров  $\gamma$ -квантов продуктов фотоядерных реакций. Данный метод позволяет изучать радиоактивные ядра с периодами полураспада от нескольких минут до нескольких лет.

В качестве детектора  $\gamma$ -квантов использовался HPGe детектор из сверхчистого германия (Canberra, GC3019) с эффективностью 30 %. Энергетическое разрешение детектора составляло для энергии  $\gamma$ -квантов 122 кэВ – 0,9 кэВ, для энергии 1,33 МэВ – 1,9 кэВ.



Рис. 3. HPGe детектор  $\gamma$ -квантов в свинцовой защите (Canberra, GC3019).

### 3. Результаты

На рис. 4 в качестве примера приведены результаты измерения  $\gamma$ -спектра изотопа  $^{197}\text{Au}$ , облученного тормозным спектром  $\gamma$ -квантов с максимальной энергией 67,7 МэВ. В спектре наблюдается большое количество максимумов, обусловленных распадом образующихся  $\beta$ -радиоактивных ядер на различные состояния изотопов Pt.

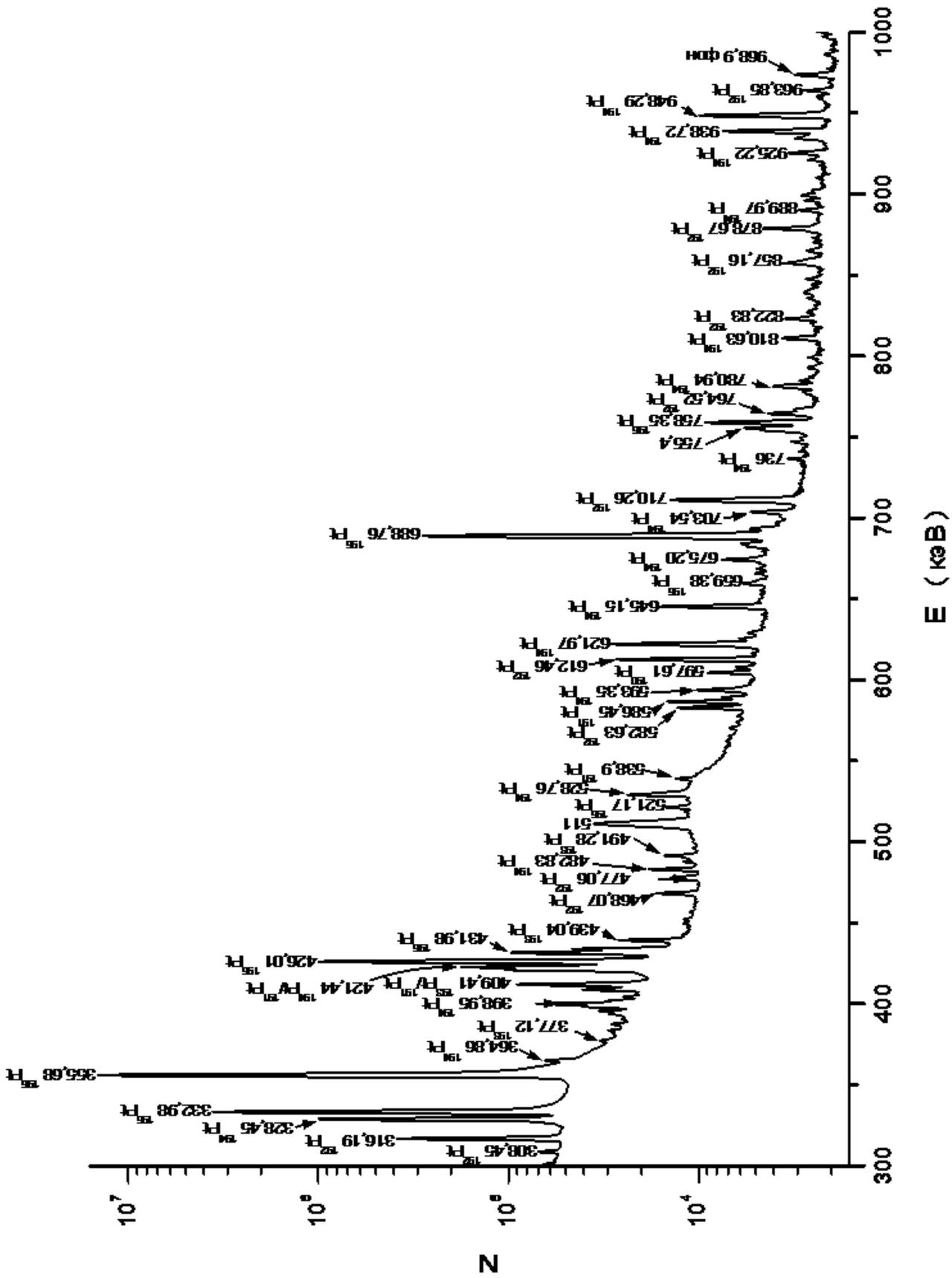


Рис. 4. Спектр  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий 300-1000 кэВ из мишени  $^{197}\text{Au}$  облученной тормозным спектром  $\gamma$ -квантов с максимальной энергией  $E_m = 67,7$  МэВ

Поиск максимумов в спектрах  $\gamma$ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью программы Fityk [1], которая позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков, и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов.

В результате анализа  $\gamma$ -спектров были идентифицированы радиоактивные изотопы, образующиеся в результате фотонейтронных реакций  $(\gamma, n), \dots, (\gamma, 7n)$  на ядре  $^{197}\text{Au}$ . Пороги реакций  $(\gamma, n), \dots, (\gamma, 7n)$  и периоды полураспада образующихся изотопов приведены в таблице 1.

Таблица 1

**Фотоядерные реакции на ядре  $^{197}\text{Au}$**

Реакция	Порог реакции, МэВ	Образовавшиеся изотопы	Период полураспада $T_{1/2}$ образовавшегося изотопа
$(\gamma, n)$	8,07	$^{196}\text{Au}$	6,183 дней
			9,6 часов (метастабильное состояние, $E_\gamma = 595.6$ кэВ, $J^P = 12^-$ )
$(\gamma, 2n)$	14,71	$^{195}\text{Au}$	186,09 дней
$(\gamma, 3n)$	23,09	$^{194}\text{Au}$	38,02 часов
$(\gamma, 4n)$	30,03	$^{193}\text{Au}$	17,65 часов
$(\gamma, 5n)$	38,73	$^{192}\text{Au}$	4,94 часов
$(\gamma, 6n)$	45,77	$^{191}\text{Au}$	3,18 часов
$(\gamma, 7n)$	54,77	$^{190}\text{Au}$	42,8 минут

Образование каждого изотопа идентифицировалось по нескольким  $\gamma$ -линиям в спектрах  $\gamma$ -квантов. Так, например, при распаде  $\beta^+$ -радиоактивного изотопа  $^{194}\text{Au}$ , образующегося в реакции  $(\gamma, 3n)$ , наблюдалось свыше 30 переходов в конечном ядре.

Под действием пучка тормозных фотонов с максимальной энергией 67,7 МэВ на изотопе  $^{197}\text{Au}$  происходят фотоядерные реакции с вылетом из ядра от одного до 7 нейтронов. Образующиеся в результате указанных реакций изотопы  $^{189-196}\text{Au}$  имеют периоды полураспада, лежащие в интервале времен от нескольких минут до  $\sim 200$  дней. В настоящем эксперименте изотоп  $^{197}\text{Au}$  был облучен пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ дважды. Длительность первого облучения составляла 1 ч. В этом случае преимущественно активировались короткоживущие радиоактивные изотопы с периодами полураспада  $T_{1/2}$  в интервале от нескольких минут до нескольких часов. Было измерено 8 спектров  $\gamma$ -квантов остаточной активности облученного образца. Второе облучение длительностью 5 ч было проведено для активации более долгоживущих изотопов. Наблюдались распады радиоактивных изотопов с периодами полураспада  $T_{1/2}$  в интервале от  $\sim$  десятков минут до 186 дней. Всего было измерено 336 серий спектров  $\gamma$ -квантов. Спектры  $\gamma$ -квантов измерялись в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 35 кэВ до 2920 кэВ. Общая длительность измерений составила 234 дня.

Всего было обнаружено 207 максимумов в спектрах  $\gamma$ -квантов. 162 максимума в спектрах были идентифицированы как  $\gamma$ -переходы в продуктах распада образующихся в результате фотоядерных реакций  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(\gamma, 7n)^{190}\text{Au}$ . Идентификация пиков проводилась на основе сравнения с табличными значениями положения

максимума, интенсивности  $\gamma$ -перехода в конечном ядре, периоду полураспада.

На основе полученных данных были рассчитаны относительные величины выходов реакций  $(\gamma, n), \dots, (\gamma, 6n)$ , нормированные на выход реакции  $(\gamma, n)$  (таблица 2).

Таблица 2

**Относительные значения выходов фотонейтронных реакций**

Реакция	Эксперимент	Теория [2]
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	1,0000	1,0000
$^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$	0,1627	0,2039
$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	0,0234	0,0214
$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$	0,0074	0,0097
$^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$	0,0025	0,0027
$^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$	0,0005	0,0006

Используя эти данные, а также результаты анализа экспериментальных данных работ по сечениям реакции  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ , были оценены абсолютные значения интегральных сечений реакций от порога до  $E = 67,7$  МэВ. Эти результаты приведены в таблице 3.

#### 4. Обсуждение

Для описания процесса фотовозбуждения ядра  $^{197}\text{Au}$  использовалась полумикроскопическая модель ГДР [2] и квазидейтронная модель (КД-модель) в том варианте, который представлен в работе [3]. Обе эти модели дают хорошее описание величин и энергетических зависимостей сечений фотопоглощения в области до  $E_\gamma \approx 100$  МэВ для большой совокупности средних и тяжелых ядер при одном наборе параметров.

**Интегральные сечения фотонейтронных реакций**

Реакция	Порог реакции, МэВ	Положение максимума, МэВ	Интегральное сечение, МэВ·мб
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	8,07	13,5	$2213 \pm 210$
$^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$	14,71	16,5	$567 \pm 100$
$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	23,09	28	$181 \pm 30$
$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$	30,03	40	$162 \pm 20$
$^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$	38,73	50	$123 \pm 10$
$^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$	54,77	60	$67 \pm 15$

Фотонейтронные реакции на тяжелых и среднетяжелых ядрах в области ГДР протекают следующим образом. Вначале падающий  $\gamma$ -квант возбуждает в ядре коллективные дипольные колебания. Затем происходит процесс термолизации энергии возбуждения ядра, в ходе которого она перераспределяется по всё большему числу степеней свободы, пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия. После этого ядерная система начинает остывать, последовательно испуская один за другим нейтроны. Длится это до тех пор, пока энергия возбуждения последнего конечного ядра не станет меньше энергии отделения нейтрона. Оставшееся возбуждение ядра снимается посредством испускания  $\gamma$ -квантов.

В результате КД-фотопоглощения возбуждается нейтрон-протонная пара, при этом образуется  $2p2h$  входное состояние (нуклонная конфигурация с  $m = 4$  экситонами). Затем первичное возбуждение распадается либо в результате эмиссии нуклонов либо вследствие внутриядерного перехода к более сложной  $3p3h$  ( $m = 6$ ) конфигурации,

вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. В результате внутриядерных  $m \rightarrow m + 2$  переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему числу экситонов пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия либо на некоторой  $m$ -экситонной стадии не произойдет вылет нуклона в непрерывный спектр. В отличие от распада ГДР при КД-механизме увеличивается вероятность вылета предравновесных нуклонов высокой энергии.

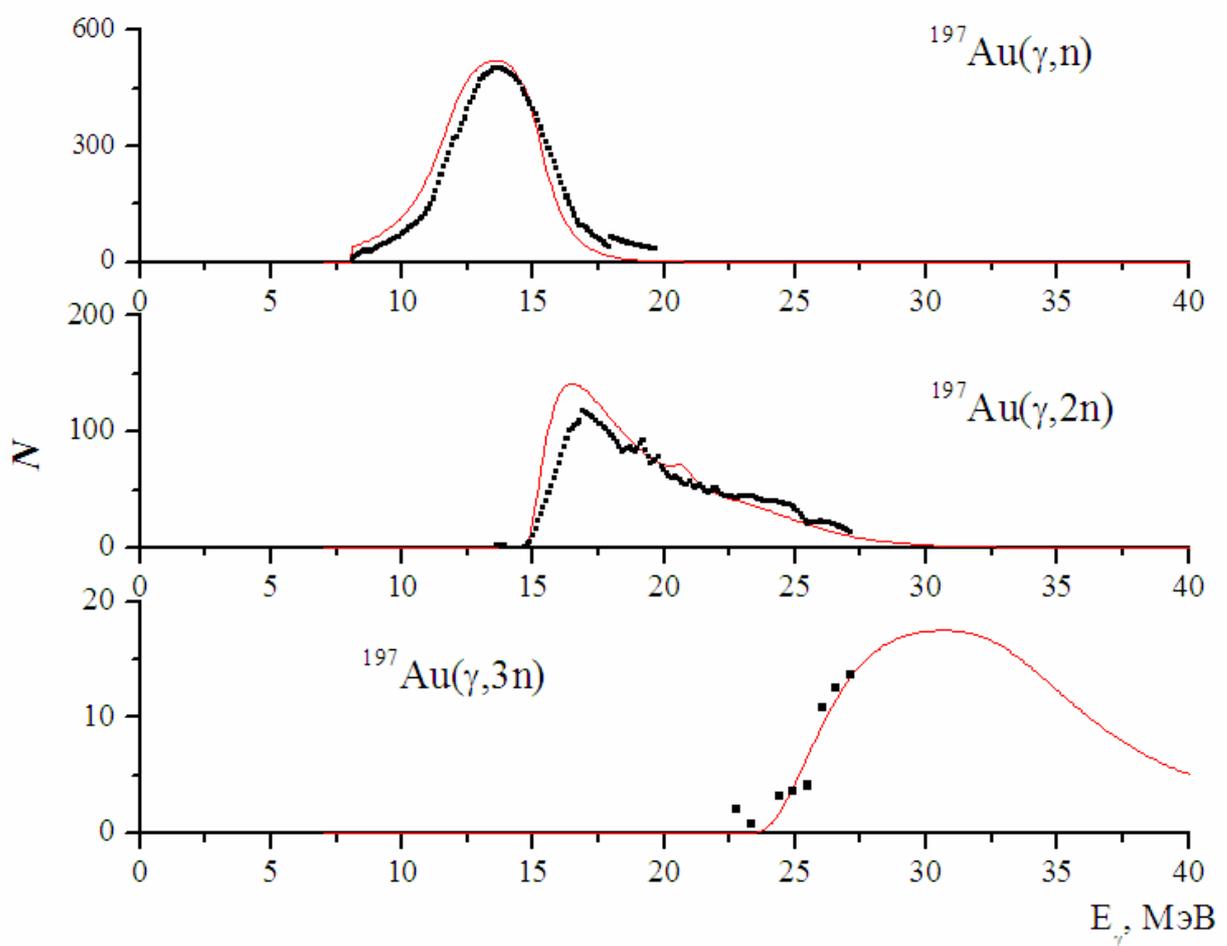


Рис. 5. Сечения реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  на ядре  $^{197}\text{Au}$ . Сплошная линия- результаты расчета [2]. Точки – усредненные экспериментальные результаты

Результаты расчета [2] сечений реакций с вылетом одного, двух и трех нейтронов  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$  для ядра  $^{197}\text{Au}$  сравниваются на рис. 5 с экспериментальными данными. Видно, что теоретическая модель хорошо описывает результаты эксперимента. Сечения реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  формируются целиком за счет ГДР.

Для описания фотонейтронных сечений на ядре  $^{197}\text{Au}$  с вылетом большего числа нейтронов –  $(\gamma, 4n)$ ,  $(\gamma, 5n)$  и  $(\gamma, 6n)$  – необходимо учитывать квазидейтронный механизм фоторасщепления. В таблице 4 сравниваются экспериментальные выходы реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 4n)$ ,  $(\gamma, 5n)$  и  $(\gamma, 6n)$  для ядра  $^{197}\text{Au}$  с результатами расчета [4].

Таблица 4

**Сравнение экспериментальных и теоретических выходов фотонейтронных реакций  $(\gamma, n)$ , ...,  $(\gamma, 6n)$  для ядра  $^{197}\text{Au}$**

Относительный выход реакций	Эксперимент	теория ГДР + КД	теория ГДР
$Y(\gamma, n)$	1,0000	1,0000	1,0000
$Y(\gamma, 2n)$	0,1627	0,2039	0,194
$Y(\gamma, 3n)$	0,0234	0,0214	0,014
$Y(\gamma, 4n)$	0,0074	0,0097	0,0043
$Y(\gamma, 5n)$	0,0025	0,0027	0,0010
$Y(\gamma, 6n)$	0,0005	0,0006	0,0002

Данные приведенные в табл. 4 показывают, что описание многонуклонного фоторасщепления с учетом ГДР и квазидейтронного механизма даёт результаты хорошо согласующиеся с экспериментом для фотонейтронных реакций всех множественностей. В то же время без учета КД-фоторасщепления выходы фотонейтронных реакций с вылетом более

чем 3-х нейтронов –  $(\gamma, 4n)$ ,  $(\gamma, 5n)$  и  $(\gamma, 6n)$  оказываются заниженными в 2 раза по сравнению с результатами эксперимента.

Поскольку фотонейтронные реакции высокой множественности формируют участок сечения фотопоглощения при  $E_\gamma > 30$  МэВ, то роль квазидейтронного фоторасщепления в этой энергетической области очевидна.

Используя экспериментально измеренные выходы фотонейтронных реакций  $(\gamma, in)$  и рассчитанные интегральные сечения реакций  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 4n)$ ,  $(\gamma, 5n)$ ,  $(\gamma, 6n)$  на ядре  $^{197}\text{Au}$  можно восстановить сечение фотопоглощения в области энергий  $E_\gamma = 30-70$  МэВ. Энергетическая зависимость каждой парциальной реакции  $(\gamma, in)$  где  $i = 3-6$  описывалась лоренцевской кривой

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + (E^2 - E_m^2)/E^2\Gamma^2},$$

с набором параметров  $E_{m_i}$ ,  $\sigma_{m_i}$ ,  $\Gamma_{m_i}$ . Величины  $E_{m_i}$ ,  $\sigma_{m_i}$ ,  $\Gamma_{m_i}$  варьировались

при условии  $\int_{E_{\text{порог}}}^{67,7\text{МэВ}} \sigma(E)dE = \sigma_{\text{int}}$  (эксперимент).

В таблице 5 приведены полученные в результате такой аппроксимации параметры парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, in)$ .

В качестве сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  были взяты полученные нами усредненные экспериментальные данные для этих реакций. Здесь же для сравнения приведены данные полученные в работе [2].

На рис. 6 показана полученная таким способом энергетическая зависимость сечения фотопоглощения для ядра  $^{197}\text{Au}$  в области энергий от порога реакции  $(\gamma, n)$  до 67,7 МэВ. Видно, что экспериментальные сечения и данные работы [2] достаточно хорошо согласуются между собой.

**Параметры парциальных сечений реакций ( $\gamma$ ,  $in$ )**

Реакция	Положение максимума $E_m$ , МэВ		Сечение в максимуме $\sigma_m$ , мб		Ширина сечения $\Gamma_m$ , МэВ		Интегральное сечение $\sigma_{int}$ , МэВ·мб
	Экс.	[2]	Экс.	[2]	Экс.	[2]	Экс.
$\gamma$ , n	13,5	13,6	500,9	522,3	4,2	4,1	2278
$\gamma$ , 2n	16,9	16,5	117,8	143,7	5,2	5,5	733
$\gamma$ , 3n	30,5	33,1	17,8	17,5	10	11,1	236
$\gamma$ , 4n	43	42,7	10	10,3	12,9	17,1	160,3
$\gamma$ , 5n	57	54,8	7	5,5	18,3	22,5	122,7
$\gamma$ , 6n	65,3	68,7	5	4,0	19,5	34,7	62,7

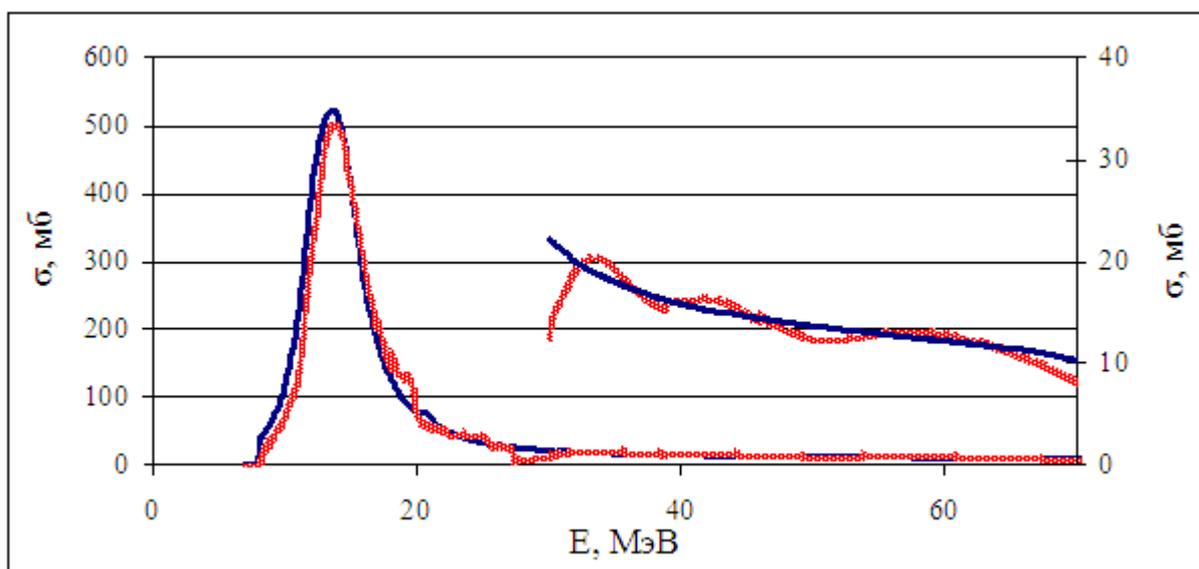


Рис. 6. Полное сечение фотонейтронной реакции сплошная линия – результаты [10]. Светлая линия – сумма сечений реакций ( $\gamma$ ,  $in$ ). Шкала для высокоэнергетической части сечения показана справа.

## 5. Заключение

С учетом уже отмечавшегося выше согласия теории и эксперимента достигнуто адекватное описание всей совокупности экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра  $^{197}\text{Au}$  в широком интервале энергий фотонов от энергии отделения нейтрона (8,07 МэВ) до 70 МэВ. Тем самым подтверждена справедливость основных механизмов процесса фоторасщепления, заложенных в обсуждаемую теоретическую модель.

Работа выполнена при поддержке гранта № НШ-5365.2006.2. Президента РФ.

## Литература

1. <http://www.unipress.waw.pl/fityk/>
2. Ишханов Б. С., Орлин В. Н. // ЭЧАЯ, 38, 84 (2007)
3. Chadwick M. V. *et al.* // Phys. Rev. C 44, 814 (1991)
4. Ишханов Б. С., Орлин В. Н. Предравновесная модель фотонуклонных реакций, базирующаяся на ферми-газовых плотностях, Ядерная физика (в печати).

**Макаренко Ирина Витальевна,  
Куау Куау Нтун**

**ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ  $^{197}\text{Au}$**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 2/823

Работа поступила в ОНТИ 16.04.2007.