

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Фоторасщепление изотопов свинца

Б. С. Ишханов^{1,2}, В. Н. Орлин¹, С. Ю. Трошиев^{1,2,a}¹ *НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова.*² *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^a sergey.troschiev@googlemail.com*

Статья поступила 14.10.2010, подписана в печать 11.11.2010

С использованием гамма-активационной методики измерены выходы фотонуклонных реакций различной множественности при облучении естественной смеси изотопов Pb тормозным гамма-излучением с максимальной энергией 67.7 МэВ. С помощью комбинированной модели рассчитаны полные сечения фотонуклонных реакций различной множественности на стабильных изотопах Pb. Результаты расчета сравниваются с сечениями, полученными в экспериментах на квазимонохроматических пучках фотонов, а также используются для того, чтобы разделить измеренные в активационном эксперименте суммарные выходы на выходы отдельных фотонуклонных реакций.

Ключевые слова: сечение реакции, фотоядерные реакции, гигантский резонанс.

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

Введение

Исследованию фоторасщепления тяжелых ядер в области энергии гигантского дипольного резонанса (ГДР) посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. В результате этих исследований были надежно установлены основные факторы, влияющие на особенности фоторасщепления тяжелых ядер — это деформация атомного ядра и изоспиновое расщепление ГДР [1].

Фоторасщепление изотопов Pb представляет особый интерес, так как изотоп ²⁰⁸Pb является дважды магическим сферическим ядром и должен иметь минимальную ширину ГДР в этой области ядер. Изоспиновое расщепление ГДР должно наблюдаться в протонном канале. Экспериментальные данные о фотоядерных реакциях в области энергии между ГДР и мезонным порогом отсутствуют. В то же время эта область энергии интересна тем, что при поглощении гамма-квантов с энергией 30–70 МэВ в ядре происходит перераспределение поглощенной энергии между большим числом нуклонов, что приводит к распаду ядра с образованием нескольких нуклонов в конечном состоянии.

В настоящее время измерены сечения реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на стабильных изотопах ²⁰⁶–²⁰⁸Pb, а также получены данные о сечении реакции $(\gamma, 3n)$ на ²⁰⁸Pb, тогда как реакции более высокой множественности не исследованы. Экспериментальные данные по фотонуклонным реакциям на стабильном изотопе ²⁰⁴Pb отсутствуют.

В настоящей работе с помощью гамма-активационной методики измерены выходы фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Pb под действием тормозного пучка гамма-квантов с максимальной энергией $E^{\max} = 67.7$ МэВ. Кроме того, в рассматриваемой области энергий в рамках комбинированной модели [2] вычислены сечения фотонуклонных реакций различной множественности на стабильных изотопах Pb. Вычис-

ленные сечения сравниваются с результатами измерений на пучках квазимонохроматических фотонов [3–5], а также используются для оценки выходов фотонуклонных реакций для отдельных компонент естественной смеси изотопов Pb.

1. Методика эксперимента

Измерение выходов реакций проводилось по гамма-активационной методике, описанной подробно ранее [6]. Пучок электронов с энергией $E^{\max} = 67.7$ МэВ из ускорителя электронов РТМ-70 [7] попадал на вольфрамовую тормозную мишень толщиной 2.5 мм. В тормозной мишени генерировалось тормозное излучение с непрерывным спектром с верхней границей, равной энергии электронов. Непосредственно за тормозной мишенью располагался исследуемый образец Pb (окись свинца в алюминиевой упаковке). Под действием тормозных фотонов в нем происходили фотоядерные реакции с вылетом до 8 нуклонов. В результате таких реакций образовывались радиоактивные изотопы и метастабильные состояния. Содержание стабильных изотопов в естественной смеси Pb и пороги фотонуклонных реакций на этих изотопах приведены в табл. 1.

Облучение образца продолжалось в течение 3 часов. После окончания облучения спектры гамма-квантов остаточной активности образца Pb измерялись на детекторе из сверхчистого германия [8]. Измерение длилось 5 дней. Было измерено 267 спектров в диапазоне энергии гамма-квантов от 0 до 3 МэВ.

В спектрах гамма-квантов остаточной активности выделялись максимумы, соответствующие распадам образовавшихся радиоактивных изотопов. Идентификация максимумов проводилась по их энергии и скорости уменьшения активности с течением времени. Пример измеренного спектра приведен на рис. 1.

Выход реакции $Y_i^f(E^{\max})$ на изотопе i с образованием изотопа f связан с тормозным спектром $W(E, E^{\max})$

Таблица 1

Содержание изотопов Рb в естественной смеси n , и пороги фотонейтронных реакций на них

Изотоп	$n, \%$	Порог реакции, МэВ									
		$(g, 1n)$	$(g, 2n)$	$(g, 3n)$	$(g, 4n)$	$(g, 5n)$	$(g, 6n)$	$(g, 7n)$	$(g, 8n)$	$(g, 1p)$	$(g, 1n1p)$
^{204}Pb	1.4	8.39	15.32	24.07	31.15	40.24	47.49	56.86	64.32	6.64	14.49
^{206}Pb	24.1	8.09	14.82	23.21	30.14	38.88	45.97	55.06	62.31	7.25	14.80
^{207}Pb	22.1	6.74	14.82	21.56	29.95	36.87	45.62	52.71	61.79	7.49	13.99
^{208}Pb	52.4	7.37	14.11	22.19	28.92	37.32	44.24	52.99	60.08	8.00	14.86

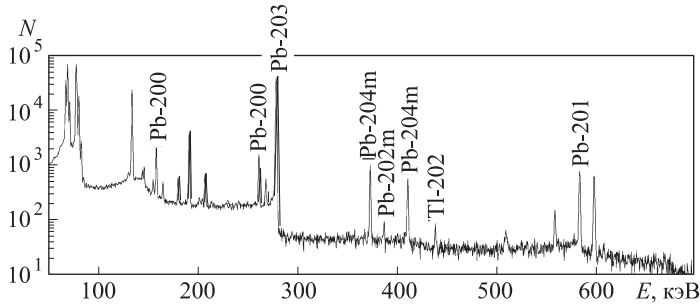


Рис. 1. Спектр остаточной активности образца Рb, измеренный через час после облучения. Измерение длилось 10 мин. Указаны продукты фотонуклонных реакций на изотопах Рb, распад которых сопровождается испусканием гамма-квантов с энергиями, соответствующими положению отмеченных максимумов в спектре

и сечением реакции $\sigma_f^i(E)$ соотношением

$$Y_f^i(E^{\max}) = G_i \int_0^{E^{\max}} \sigma_f^i(E) W(E, E^{\max}) dE.$$

Здесь G_i — нормировочный множитель, учитывающий форму облучаемого образца, интенсивность потока гамма-квантов и содержание изотопа i в исследуемом образце.

Особенностью исследования фотонуклонных реакций высокой множественности на естественной смеси изотопов Рb является возможность образования нестабильных изотопов с $A < 208$ в результате реакций различной множественности на различных стабильных изотопах Рb. Например, изотоп ^{203}Pb образуется в результате четырех различных реакций: $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$, $^{206}\text{Pb}(\gamma, 3n)^{203}\text{Pb}$, $^{207}\text{Pb}(\gamma, 4n)^{203}\text{Pb}$ и $^{208}\text{Pb}(\gamma, 5n)^{203}\text{Pb}$. Гамма-активационная методика позволяет измерить лишь общий выход $Y_f(E^{\max})$ конечного ядра f и не позволяет разделить выходы отдельных реакций $Y_f^i(E^{\max})$, приводящих к образованию конечного ядра (в рассматриваемом примере ^{203}Pb).

Суммарный выход $Y_f(E^{\max})$ является линейной комбинацией выходов всех реакций $Y_f^i(E^{\max})$, в результате которых образуется данный изотоп:

$$Y_f(E^{\max}) = \sum_i Y_f^i(E^{\max}) n_i,$$

где n_i — процентное содержание изотопа i в образце Рb.

Суммарный выход $Y_f(E^{\max})$ рассчитывался по формуле

$$Y_f(E^{\max}) = \frac{\lambda_f \cdot A}{\varepsilon \cdot I (1 - e^{-\lambda_f t_1}) e^{-\lambda_f t_2} (1 - e^{-\lambda_f t_3})},$$

где λ_f — постоянная распада образующегося изотопа f , ε — эффективность регистрации германиевым детектором соответствующей гамма-линии в спектре остаточной активности образовавшихся изотопов, t_1 — время облучения, t_2 — время между концом облучения и началом измерения спектра остаточной активности, t_3 — продолжительность измерения спектра остаточной активности, A — количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца Рb, I — интенсивность линий в спектре гамма-квантов дочерних ядер, образующихся при бета-распадах продуктов реакций. При расчетах использовались интенсивности гамма-переходов [9], рассчитанные с помощью интерфейса [10]. Точность измерения полного выхода составляет 20%. Эта оценка включает в себя как статистические, так и систематические погрешности эксперимента.

Для разделения выходов реакций на различных стабильных изотопах Рb $Y_f^{204\text{Pb}}(E^{\max})$, $Y_f^{206\text{Pb}}(E^{\max})$, $Y_f^{207\text{Pb}}(E^{\max})$ и $Y_f^{208\text{Pb}}(E^{\max})$ использовался расчет, основанный на комбинированной модели [2]. Результатом такого расчета стали соотношения между выходами различных реакций, приводящих к образованию конечного изотопа f :

$$C_f^i = \frac{Y_f^i(E^{\max})}{\sum_i Y_f^i(E^{\max}) n_i}.$$

Выходы $Y_f^i(E^{\max})$ в эксперименте определялись по формуле

$$Y_f^i(E^{\max}) = Y_f(E^{\max}) C_f^i.$$

Измеренные выходы фотонуклонных реакций на изотопах Рb были нормированы на выход реакции $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$, чтобы исключить из расчетов источники погрешностей, обусловленные измерением абсолютных выходов реакций.

2. Описание фотонуклонных реакций в рамках комбинированной модели

На основе развитой в работе [2] комбинированной модели возбуждения ГДР были рассчитаны сечения фотоядерных реакций на изотопах $^{204,206-208}\text{Pb}$ с вылетом до 8 нуклонов.

В комбинированной модели [2] рассматриваются два механизма возбуждения ядра фотонами:

1) формирование ГДР при энергиях E до 40 МэВ. Для описания формирования ГДР используется полумикроскопическая модель. В ней учитывается деформационное и изоспиновое расщепление ГДР, и она позволяет разделять сечение реакции на две изоспиновые компоненты;

2) квазидейтронное поглощение, которое доминирует при энергиях $E > 40$ МэВ.

Распад возбужденного ядра и эмиссия фотонуклонов описывается в рамках экситонной и испарительной моделей.

3. Обсуждение результатов

Измеренные нами и рассчитанные в рамках комбинированной модели [2] суммарные выходы $Y_f(E^{\max})$ продуктов фотонуклонных реакций на изотопах естественной смеси Pb приведены в табл. 2. Для удобства сравнения и измеренные, и рассчитанные выходы нормированы на выход изотопа ^{203}Pb .

Измеренные и рассчитанные выходы продуктов фотонейтронных реакций совпадают в пределах погрешности результатов.

Измеренный выход изотопа ^{202}Tl , образующегося в результате реакций с вылетом нейтронов и одного протона, примерно в два раза превышает рассчитанный выход.

В табл. 2 указаны также доли суммарного выхода продуктов реакций, обусловленные реакциями на стабильных изотопах Pb, полученные в результате расчета в рамках комбинированной модели [2]. Отметим, что при образовании изотопов нет явно доминирующих реакций — доли, обусловленные реакциями на изотопах ^{204}Pb и ^{206}Pb , сравнимы, что подтверждает необходимость учета разделения различных каналов образования конечного изотопа.

Сверткой рассчитанных сечений $\sigma_{\text{calc}}(E)$ [2] с тормозным спектром $W_{\text{calc}}(E, E^{\max})$, рассчитанным с использованием GEANT4 [11], были получены выходы

Таблица 2

**Измеренные и рассчитанные [2] суммарные выходы продуктов фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Pb. Выходы нормированы на выход изотопа ^{203}Pb .
Указано разделение каналов образования конечных изотопов f в результате фотонуклонных реакций на различных начальных изотопах, основанное на расчете в рамках комбинированной модели [2]**

Изотоп, образующийся в результате фотонуклонных реакций	Суммарный выход Y_f , эксп.	Суммарный выход Y_f [2]	Доля полного выхода, обусловленная реакцией на начальном стабильном изотопе			
			^{204}Pb	^{206}Pb	^{207}Pb	^{208}Pb
^{203}Pb	1	1	0.68	0.19	0.07	0.05
^{201}Pb	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	0.264	0.658	0.076	0.002
^{200}Pb	$7.9 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	0.535	0.458	0.007	< 0.001
^{202}Tl	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$0.57 \cdot 10^{-2}$	0.279	0.623	0.094	0.004
^{202m}Pb	$6.9 \cdot 10^{-3}$					
^{204m}Pb	$3.8 \cdot 10^{-2}$					

Таблица 3

Экспериментально измеренные и рассчитанные [2] выходы фотонуклонных реакций на изотопах Pb. Данные нормированы на выход реакции $^{204}\text{Pb}(\gamma, 1n)^{203}\text{Pb}$

Реакция	Начальное ядро							
	^{204}Pb [2]	^{204}Pb эксп.	206 [2]	^{206}Pb эксп.	^{207}Pb [2]	^{207}Pb эксп.	^{208}Pb [2]	^{208}Pb эксп.
$(\gamma, 1n)$	1	1	0.999		1.08		1.03	
$(\gamma, 2n)$	0.122		0.134		0.116		0.153	
$(\gamma, 3n)$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.65 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$2.07 \cdot 10^{-2}$		$1.69 \cdot 10^{-2}$	
$(\gamma, 4n)$	$7.25 \cdot 10^{-3}$	$6.2 \cdot 10^{-3}$	$7.52 \cdot 10^{-3}$		$6.46 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$7.54 \cdot 10^{-3}$	
$(\gamma, 5n)$	$1.97 \cdot 10^{-3}$		$2.17 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.65 \cdot 10^{-3}$		$2.15 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$
$(\gamma, 6n)$	$3.28 \cdot 10^{-4}$		$3.60 \cdot 10^{-4}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$2.74 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$3.29 \cdot 10^{-4}$	
$(\gamma, 7n)$	$8.58 \cdot 10^{-7}$		$2.00 \cdot 10^{-6}$		$6.37 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$3.23 \cdot 10^{-6}$	$3.7 \cdot 10^{-6}$
$(\gamma, 1n1p)$	$2.33 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$		$1.63 \cdot 10^{-3}$		$1.21 \cdot 10^{-3}$	
$(\gamma, 3n1p)$	$3.51 \cdot 10^{-4}$		$3.02 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$3.24 \cdot 10^{-4}$		$2.67 \cdot 10^{-4}$	
$(\gamma, 4n1p)$	$8.56 \cdot 10^{-5}$		$5.57 \cdot 10^{-5}$		$4.95 \cdot 10^{-5}$	$9.8 \cdot 10^{-5}$	$4.61 \cdot 10^{-5}$	
$(\gamma, 5n1p)$	$2.03 \cdot 10^{-6}$		$1.08 \cdot 10^{-6}$		$1.52 \cdot 10^{-6}$		$8.83 \cdot 10^{-7}$	$1.8 \cdot 10^{-6}$

фотонуклонных реакций различной множественности на изотопах Pb:

$$Y(E^{\max}) = \int_0^{E^{\max}} \sigma_{\text{calc}}(E) W_{\text{calc}}(E, E^{\max}) dE.$$

В табл. 3 рассчитанные выходы сравниваются с отдельными компонентами измеренных выходов, оцененными как описано в разделе 1.

Комбинируемая модель [2] не дает возможности рассчитывать сечения реакций с образованием изомеров, поэтому предложенный метод не позволяет разделить каналы образования изомеров ^{202m}Pb и ^{204m}Pb . В табл. 4 приведены верхние оценки экспериментальных выходов различных реакций с образованием этих изомеров. Каждая оценка — это выход, полученный в предположении, что изомер может образовываться только в результате рассматриваемой реакции.

Таблица 4

Верхние оценки выходов изомерных состояний ^{202m}Pb и ^{204m}Pb в результате фотонуклонных реакций на различных стабильных изотопах Pb

Продукт реакции	Начальное ядро			
	^{204}Pb	^{206}Pb	^{207}Pb	^{208}Pb
^{202m}Pb	0.007	0.0004	0.0004	0.001
^{204m}Pb		0.002	0.002	0.004

Образование изотопов ^{205}Pb и $^{202g.s.}\text{Pb}$ не наблюдалось, так как они не могут быть зарегистрированы в гамма-активационном эксперименте из-за отсутствия гамма-квантов при их распаде.

Сечения фотонуклонных реакций на изотопах $^{206-208}\text{Pb}$, полученные на пучках квазимонохроматических фотонов [3, 4], приведены на рис. 2. Основные параметры измеренных сечений фотонуклонных реакций на изотопах $^{206-208}\text{Pb}$ и на естественной смеси изотопов Pb [5] приведены в табл. 5. В работе [5] сечения реакций измерены в узком диапазоне энергий (от 12 до 17 МэВ), поэтому интегральные сечения значительно меньше, чем в работах [3, 4], а полуширина сечения реакции $(\gamma, 2n)$ не может быть надежно определена.

Положение максимума сечения реакции (γ, n) для различных изотопов Pb с увеличением массового числа A смещается в область более низких энергий от 13.74 МэВ для ^{206}Pb до 13.43 МэВ для ^{208}Pb . Максимум реакции $(\gamma, 2n)$ также смещается в область более низких энергий (от 18.23 МэВ до 17 МэВ). Полуширина сечения реакции $(\gamma, 2n)$ по данным [3, 4] составляет 8–9 МэВ и в два раза превышает полуширину сечения (γ, n) . Полуширина ГДР минимальна на дважды магическом ядре ^{208}Pb и составляет 3.5 МэВ.

Расхождение в величине максимума ГДР на ^{208}Pb в экспериментальных данных [3] и [4] превышает 100 мб.

На рис. 2 сравниваются экспериментально измеренные [3, 4] и рассчитанные в рамках модели [2] сечения фотонуклонных реакций на стабильных изо-

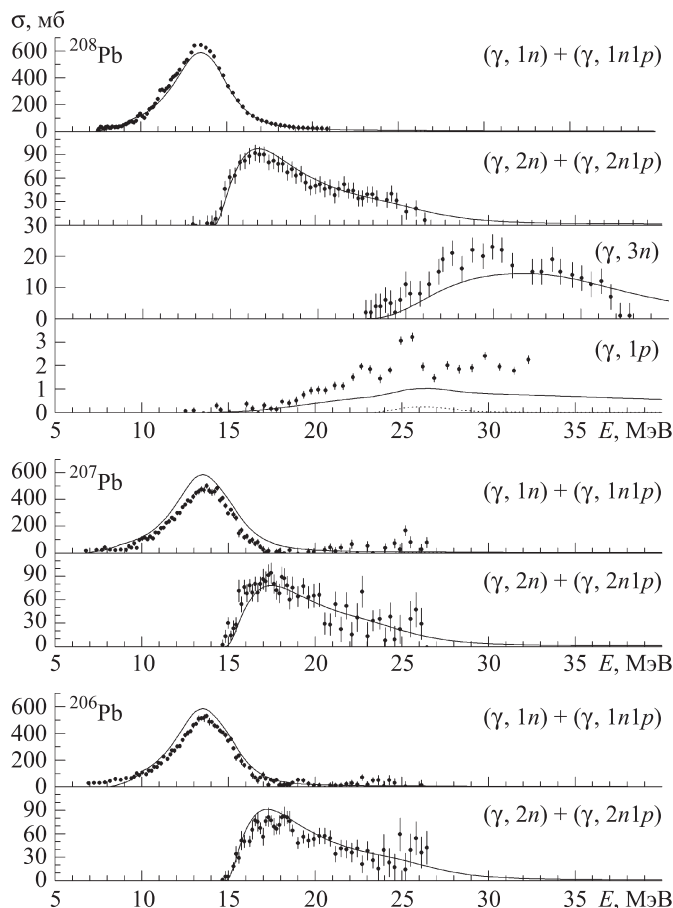


Рис. 2. Сечения фотонуклонных реакций на изотопах $^{206,207,208}\text{Pb}$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные: [3] — для изотопов $^{206,207}\text{Pb}$, [4, 12] — для изотопа ^{208}Pb . Сплошная линия — расчет [2], пунктирная — T_{γ} -компонента сечения

Таблица 5

Экспериментально измеренные [3–5] положения максимумов сечений $E_{\max}$, величины сечений в максимумах $\sigma_{\max}$, полуширины сечений Γ и интегральные сечения σ_{int} фотонуклонных реакций на изотопах $^{206-208}\text{Pb}$, а также на естественной смеси изотопов Pb

Изотоп	Реакция	$E_{\max}$, МэВ	$\sigma_{\max}$, мб	Γ , МэВ	σ_{int} , МэВ·мб	Источник
^{206}Pb	(γ, n)	13.74	529	4	2220	[3]
^{207}Pb		13.74	500	4	2050	[3]
^{208}Pb		13.43	518	3.5	1960	[3]
^{208}Pb		13.50	645	3.5	2731	[4]
Ест. смесь изотопов		13.50	613	3.8	1909	[5]
^{206}Pb	$(\gamma, 2n)$	18.23	82	8	560	[3]
^{207}Pb		17.46	94	8	600	[3]
^{208}Pb		17.00	127	9	860	[3]
^{208}Pb		16.53	92	8	613	[4]
Ест. смесь изотопов		16.85	94		145	[5]
^{208}Pb	$(\gamma, 3n)$	29.95	23	11	197	[4]

топах $^{206-208}\text{Pb}$. Расчет хорошо воспроизводит положение максимумов и формы экспериментально измеренных сечений реакций.

На этом же рисунке сравниваются сечения реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, p)^{207}\text{Tl}$: измеренное в работе [12] на пучке тормозных гамма-квантов и рассчитанное в рамках комбинированной модели [2]. Модель хорошо воспроизводит положение максимума. Однако величина измеренного сечения в максимуме примерно в два раза превышает величину рассчитанного сечения. Предположительно, это расхождение объясняется тем, что сечение фотопоглощения обогащается в области 25–27 МэВ за счет обертонов $E1$ -резонанса [13], которые не учитываются в модели [2]. Кроме того в этой области энергий определенный вклад в протонный канал дает квадрупольный резонанс [14].

В табл. 6 сравниваются проинтегрированные по тормозному спектру экспериментальные [9, 10] и теоретические [2] выходы фотонуклонных реакций, нормированные на выход реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$.

Таблица 6

Выходы фотонуклонных реакций на изотопах Рb, рассчитанные на основе экспериментальных данных [3, 4]. Данные нормированы на выход реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$

Ядро	Реакция	Рассчитанный выход [2]	Выход	Источник
^{206}Pb	(γ, n)	0.97	0.84	[3]
^{207}Pb		1	0.74	[3]
^{208}Pb		1	1	[4]
^{206}Pb	$(\gamma, 2n)$	0.13	0.10	[3]
^{207}Pb		0.11	0.11	[3]
^{208}Pb		0.15	0.13	[4]
^{208}Pb	$(\gamma, 3n)$	0.015	0.02	[4]

На рис. 3 приведены рассчитанные сечения фотонуклонных реакций на ^{204}Pb . Положения максимумов E_{max} , величины сечений в максимумах σ_{max} , интегральные сечения σ_{int} приведены в табл. 7. Положения максимумов сечений фотонейтронных реакций с увеличением множественности реакции смещаются в область более высоких энергий, а сами максимумы становятся более широкими. В рассматриваемой нами области энергии ($E < 70$ МэВ) фотонейтронные реакции полностью соответствуют возбуждению $T_{<}$ -состояний. В области ГДР сечение в максимуме σ_{max} и интегральное сечение σ_{int} быстро уменьшаются с увеличением

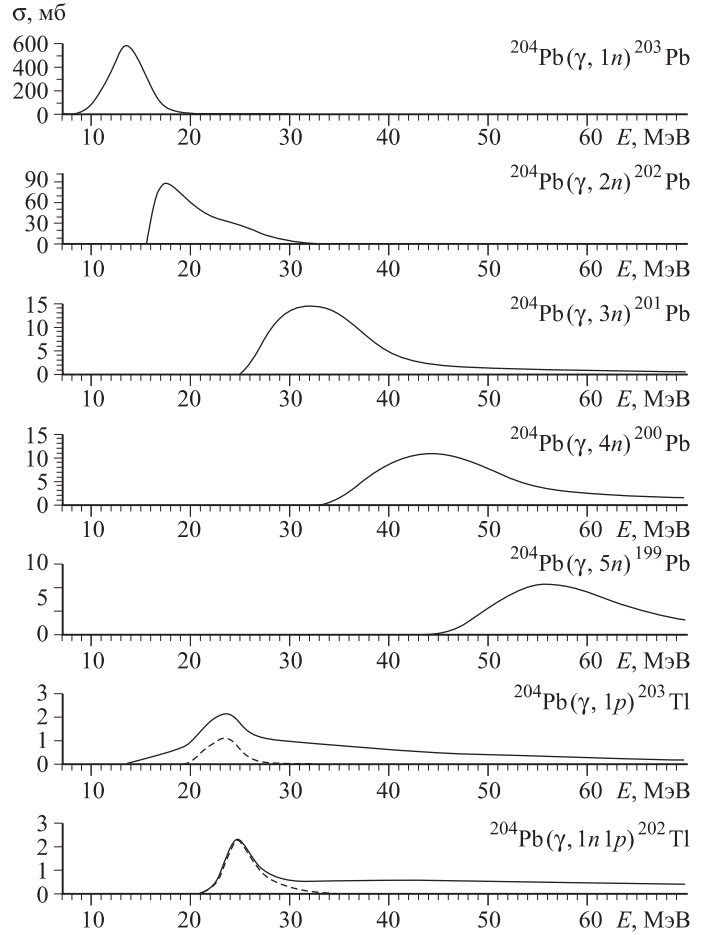


Рис. 3. Сечения фотонуклонных реакций на ^{204}Pb , рассчитанные в рамках модели [2]. Пунктиром изображена $T_{>}$ -компонента сечения

множественности реакции, однако начиная с $(\gamma, 3n)$ это уменьшение становится менее резким.

Фотопротонные реакции $(\gamma, 1p)$, $(\gamma, 1n1p)$ на тяжелых ядрах сильно подавлены из-за потенциального барьера, поэтому как абсолютные величины сечений в максимуме σ_{max} , так и интегральные сечения σ_{int} этих реакций на два порядка меньше, чем для реакции $^{204}\text{Pb}(\gamma, 1n)$.

Величина изоспинового расщепления $E(T_{>}) - E(T_{<})$ ГДР в области ядер с массовым числом $A \approx 200-210$ составляет 10–12 МэВ. Поэтому максимум сечения состояний $T_{>}$ должен располагаться в области энергий 24–26 МэВ. $T_{<}$ -компонента гигантского резонанса в этой области энергии распадается преимущественно с испусканием 2–3 нейтронов и составляет подавляющую часть полного сечения фотопоглощения. Поэтому

Таблица 7

Параметры рассчитанных сечений фотонуклонных реакций на ^{204}Pb [2]

	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$	$(\gamma, 4n)$	$(\gamma, 5n)$	$(\gamma, 1p)$	$(\gamma, 1n1p)$
E_{max} , МэВ	13.5	17.5	32.2	44.5	56.1	23.5	24.7
σ_{max} , Мб	590	87	15	11	7	2.2	2.3
σ_{int} , МэВ·Мб	2723	620	195	185	106	38	32
$\sigma_{\text{int}}^{T_{>}}/\sigma_{\text{int}}$	0	0	0	0	$< 10^{-10}$	0.13	0.31

разделить $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компоненты сечений в реакциях с вылетом нейтронов практически невозможно.

В области энергии 20–25 МэВ, как и следовало ожидать, находятся максимумы сечений реакций $(\gamma, 1p)$ и $(\gamma, 1n1p)$. Таким образом, распад состояний $T_{>}$ должен наблюдаться в протонном канале [15]. Результат расчета фоторасщепления изотопа ^{204}Pb [2] подтверждает это. Доля $T_{>}$ -компоненты в максимуме сечения составляет около 0.5 для реакции $(\gamma, 1p)$ и близка к единице для $(\gamma, 1n1p)$. Доли $T_{>}$ -компонент в интегральных сечениях $\sigma_{\text{int}}^{T_{>}}/\sigma_{\text{int}}$ приведены в табл. 7.

Заключение

Впервые измерены выходы фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Pb под действием тормозного пучка фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ. Предложен метод разделения различных каналов образования изотопов в активационных экспериментах на тормозном пучке, основанный на расчете сечений фотонуклонных реакций в рамках комбинированной модели [2]. С использованием предложенного метода получены выходы фотонуклонных реакций на изотопах $^{204,206-208}\text{Pb}$.

При помощи комбинированной модели [2] впервые рассчитаны полные сечения фотонуклонных реакций различной множественности на стабильных изотопах Pb в диапазоне энергии от порога до 70 МэВ. Рассчитанные сечения хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными, полученными в экспериментах на квазимонохроматических пучках.

Выходы фотонейтронных реакций, рассчитанные в рамках модели [2], хорошо согласуются с выходами, полученными в активационном эксперименте, что подтверждает обоснованность положенного в основу модели физического подхода. Рассчитанные выходы реакций с вылетом одного протона в два раза меньше, чем

измеренные в эксперименте. Это различие объясняется как увеличением сечения фотопоглощения в области 25–27 МэВ за счет обертонов $E1$ -резонанса, не учтенным в модели [2], так и вкладом квадрупольного $E2$ -резонанса.

Список литературы

1. Ишханов Б.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 2. С. 3.
2. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2011. **74**. С. 1. В печати.
3. Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., Fultz S.C. // Phys. Rev. 1964. **136**. P. B126.
4. Veyssiere A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. **159**. P. 561.
5. Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S. et al. // Phys. Rev. C. 1987. **36**. P. 1286.
6. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошиев С.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 6. С. 42.
7. Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A. 2005. **550**. P. 39.
8. Трошиев С.Ю. // Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». Москва. КДУ, 2009. С. 174.
9. Nuclear wallet cards. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov/>
10. LUNDS homepage. <http://ie.lbl.gov/toi/>
11. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2003. **506**. P. 250.
12. Dahmen H., Dreyer F., Staube J., Thies H.H. // Nucl. Phys. A. 1971. **164**. P. 140.
13. Carver J.H., Peaslee D.C., Taylor R.B. et al. // Phys. Rev. 1962. **127**. P. 2198.
14. Shevchenko V.G., Yuriev B.A. // Nucl. Phys. 1962. **37**. P. 495.
15. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. A. 1970. **147**. P. 593.

Photodisintegration of Pb isotopes

B. S. Ishkhanov^{1,2}, V. N. Orlin¹, S. Yu. Troshiev^{1,2,a}

¹ D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), Moscow 119991, Russia.

² Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a sergey.troshiev@gmail.com.

Yields of photonucleon reactions of different multiplicity on natural isotopic mixture of Pb were measured on the bremsstrahlung photon beam with maximum energy 67.7 MeV using gamma-activation method. Cross-sections of photonucleon reactions of different multiplicity on stable Pb isotopes were calculated within the bounds of the combined model. Calculated cross-sections are compared to the cross-sections, measured in the experiments on the quasimochromatic photon beams. Also they are used to split measured yields into yields of particular photonucleon reactions.

Keywords: cross-section, photonuclear reactions, giant resonance.

PACS: 25.20.-x.

Received 14 October 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2011).

Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр., зав. кафедрой; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Орлин Вадим Николаевич — ст. науч. сотр.; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: orlinvn@yandex.ru.
3. Трошиев Сергей Юрьевич — аспирант; e-mail: sergey.troshiev@gmail.com.