

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Моделирование фоторасщепления тяжелых ядер

Б.С. Ишханов^{1,2}, С.Ю. Трошиев^{2,a}¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.E-mail: ^asergey.troschiev@googlemail.com

Статья поступила 12.01.2011, подписана в печать 17.01.2011

Проводится сравнительный анализ описания фоторасщепления тяжелых ядер в области энергии дипольного гигантского резонанса в программе TALYS и в комбинированной модели. Рассчитаны полные сечения фотопоглощения, фотонейтронные реакции различной множественности, фотопротонные реакции, образование изомерных состояний на изотопах Hg и ²⁰⁸Pb. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

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

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

Введение

Исследование реакций взаимодействия фотонов с атомными ядрами в области энергии от 10 до 35 МэВ представляет особый интерес, так как в этой области расположен дипольный гигантский резонанс (ДГР). Исследование ДГР в течение последних 50 лет позволило установить и объяснить связь между такими характеристиками атомных ядер, как изоспин, деформация, оболочечная структура, и процессами фоторасщепления ядер [1]. Обнаруженные закономерности были обобщены и положены в основу различных моделей, описывающих механизмы фотоядерных реакций: поглощение фотона с возбуждением гигантского резонанса, диссипацию энергии в возбужденном ядре, одиночную и множественную эмиссию нуклонов.

В настоящей работе сравниваются результаты моделирования фоторасщепления тяжелых ядер при помощи программы TALYS [2] и в комбинированной модели [3, 4].

1. Расчет сечений фотонуклонных реакций в программе TALYS

В программе TALYS сечение фотопоглощения в области ДГР описывается как сумма лоренцевых кривых, соответствующих различным каналам возбуждения атомного ядра:

$$\sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_i \frac{(E_\gamma \Gamma_i)^2}{(E_\gamma^2 - E_i^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_i^2}, \quad (1)$$

где σ_i — величина компоненты сечения в максимуме, E_i — положение максимума, Γ_i — ширина максимума. Суммирование в (1) ведется по компонентам, которые формируют ДГР. Для тяжелых ядер учитывается форма атомного ядра. В сферических ядрах формируется одно коллективное когерентное состояние. В деформированных эллипсоидальных ядрах формируется две компоненты резонанса, соответствующие колебаниям ядерной материи вдоль большой и малой осей ядерного эллипсоида.

В программе TALYS используется обширная экспериментальная база данных [5], включающая в себя параметры ДГР σ_{E1} , E_{E1} , Γ_{E1} . Для ядер, параметры ДГР которых отсутствуют в базе данных, они рассчитываются на основе теоретических моделей аппроксимации ДГР:

$$\sigma_{E1} = 1.2 \frac{12NZ}{A\pi\Gamma_{E1}} \text{ мб}, \quad E_{E1} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{E1} = 0.026E_{E1}^{1.91} \text{ МэВ}.$$

Кроме дипольных $E1$ колебаний учитываются также возбуждения более высокой мультипольности, в частности изоскалярные квадрупольные $E2$ возбуждения. Изовекторные квадрупольные возбуждения [6] не описываются в программе TALYS. Параметры изоскалярного электрического квадрупольного резонанса, следующего по интенсивности после ДГР, для всех ядер рассчитываются как

$$\sigma_{E2} = \frac{0.00014Z^2 E_{E2}}{A^{1/3} \Gamma_{E2}} \text{ мб}, \quad E_{E2} = 63A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{E2} = 6.11 - 0.012A \text{ МэВ}.$$

Расчет вкладов электрических и магнитных колебаний более высокой мультипольности описан в [7].

В области энергии за гигантским резонансом $E > 25$ МэВ полное сечение фотопоглощения представляет собой сумму высокоэнергетической части ДГР и квазидейтронного механизма:

$$\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) = \sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{QD}}(E_\gamma).$$

Квазидейтронный механизм проявляется в области энергии, в которой фотон эффективно взаимодействует с протон-нейтронной парой. Расчет квазидейтронной компоненты $\sigma_{\text{QD}}(E_\gamma)$ основан на аппроксимации [8].

В результате поглощения гамма-кванта атомное ядро переходит в возбужденное состояние. Предравновесные процессы в возбужденном ядре рассчитываются в рамках двухкомпонентной экситонной модели [9]. В этой

модели возбуждение ядра описывается протонными $n_\pi = p_\pi + h_\pi$ и нейтронными $n_\nu = p_\nu + h_\nu$ экситонами. В программе TALYS установлено ограничение на количество экситонов: считается, что, когда оно достигает шести, ядро переходит в равновесную стадию — в этом случае используется модель составного ядра. Эмиссионная скорость распада рассчитывается при помощи соотношений, полученных Клайном и Бланом [10] с использованием принципа детального равновесия, адаптированного в [11] для двухкомпонентной экситонной модели.

Единственным параметром, описывающим возбуждение ядра в используемой модели ДГР, является энергия поглощенного гамма-кванта E_γ , которая перераспределяется между нуклонами ядра, и на каждом этапе диссипации энергии рассчитывается испускание протона или нейтрона. Конкуренция между вылетом протона и нейтрона определяется энергией частицы и числом каналов распада. Возбуждение состояний с различными значениями изоспина $T_< = T_0 = |N - Z|/2$ и $T_> = T_0 + 1$ и особенности распада этих состояний с испусканием протонов и нейтронов в программе TALYS не рассматриваются.

В программе TALYS анализируются все происходящие в ядре реакции и переходы между состояниями, что позволяет определять не только полные сечения фотонуклонных реакций, но и сечения реакций с образованием конкретных состояний.

2. Расчет сечений фотонуклонных реакций в комбинированной модели

Комбинированная модель ДГР подробно описана в работах [3, 4], поэтому здесь мы ограничимся лишь кратким комментарием. В комбинированной модели сечение фотопоглощения на средних и тяжелых ядрах аппроксимируется суммой четырех лоренцевых кривых, отвечающих дипольным возбуждениям ядер с изоспином $T_< = T_0 = |N - Z|/2$ и $T_> = T_0 + 1$ с нейтрон-протонными колебаниями вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра:

$$\sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) = \sum_T \sum_s \sigma_{T,s} \frac{(E_\gamma \Gamma_{T,s})^2}{(E_\gamma^2 - E_{T,s}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{T,s}^2},$$

т.е. в отличие от программы TALYS наряду с расщеплением ДГР, обусловленным деформацией ядра, учитывается изоспиновое расщепление ДГР.

Параметры лоренцианов: положение максимума $E_{T,s}$, величина сечения в максимуме $\sigma_{T,s}$ и ширина резонанса $\Gamma_{T,s}$ определяются в рамках полумикроскопической модели ДГР так, чтобы интегральное сечение ДГР удовлетворяло дипольному правилу сумм

$$\int_0^\infty \sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) dE_\gamma = (1 + \alpha) \cdot 60 \frac{NZ}{A} [\text{МэВ} \cdot \text{мбн}],$$

где α — безразмерный параметр, учитывающий влияние обменных токов на силу дипольных переходов.

Предравновесные процессы рассчитываются в рамках однокомпонентной экситонной модели с ферми-газовыми плотностями конечных состояний. Процессы в ядре, достигшем теплового равновесия, рассчитываются в рамках испарительной модели.

Для расчета квазидейтронной компоненты фотопоглощения в комбинированной модели, так же как и в программе TALYS, используется аппроксимация [8].

3. Сравнение моделей

Для сравнения программы TALYS и комбинированной модели были рассчитаны сечения реакций на изотопе свинца ^{208}Pb и на изотопах естественной смеси ртути Hg. ^{208}Pb — это дважды магическое ($Z = 82$, $N = 126$) сферическое ядро (квадрупольный параметр деформации $\beta_2 \approx 0.05$). В изотопах ртути по сравнению с изотопами свинца не хватает двух протонов в подоболочке $1h_{9/2}$, и в легких изотопах ртути имеются вакансии в нейтронной подоболочке $1i_{13/2}$. Поэтому представляет интерес сопоставить результаты фоторасщепления Hg и Pb и исследовать влияние изомерного состояния на распадные характеристики изотопа ^{196}Hg .

Сечения реакций $^{208}\text{Pb}(\gamma, \text{abs})$, $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$, $^{208}\text{Pb}(\gamma, 2n)$, $^{208}\text{Pb}(\gamma, 3n)$, $^{208}\text{Pb}(\gamma, p)$, рассчитанные при помощи TALYS и в комбинированной модели, сравнивались с экспериментальными данными. Реакции на ядре ^{208}Pb исследовались в большом количестве экспериментов. Для сравнения с результатами расчетов использовались следующие данные:

реакция $^{208}\text{Pb}(\gamma, \text{abs})$. В работе [12] проведено сравнение большого количества экспериментальных данных по фотоядерным реакциям и на основе этих данных получено оцененное сечение;

реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$, $^{208}\text{Pb}(\gamma, 2n)$. В работах [13] и [14] приведены результаты измерений сечений на квазимонохроматических пучках фотонов;

реакция $^{208}\text{Pb}(\gamma, 3n)$. Сечение было измерено в работе [13];

реакция $^{208}\text{Pb}(\gamma, p)$. В работе [15] приведен результат измерения сечения в гамма-активационном эксперименте на тормозных пучках фотонов с различной максимальной энергией.

Экспериментальный материал по сечениям фотонуклонных реакций на изотопах Hg более скуден. Для сравнения с результатами расчетов использовались следующие данные:

реакции Hg(γ, abs), Hg(γ, n), Hg($\gamma, 2n$) на естественной смеси изотопов ртути. В работе [16] измерены сечения на квазимонохроматических пучках фотонов;

реакция $^{201}\text{Hg}(\gamma, p)$. В работе [17] приведен результат измерения сечения на квазимонохроматических пучках фотонов.

3.1. Фотонейтронные реакции

На рис. 1,а оцененное сечение фотопоглощения $\sigma(\gamma, \text{abs})$ на ядре ^{208}Pb [12] сравнивается с рассчитанными при помощи программы TALYS и в комбинированной модели. Обе модели хорошо воспроизводят положение и форму максимума ДГР. Отклонения от оцененных данных находятся в пределах 10%. Расхождение данных, полученных в различных экспериментах (например, [13, 14]), составляет такую же величину. Экспериментально измеренные сечения фотонейтронных реакций различной множественности на ядре ^{208}Pb [13] сравниваются с рассчитанными при помощи TALYS и в комбинированной модели на рис. 1, б, в, г.

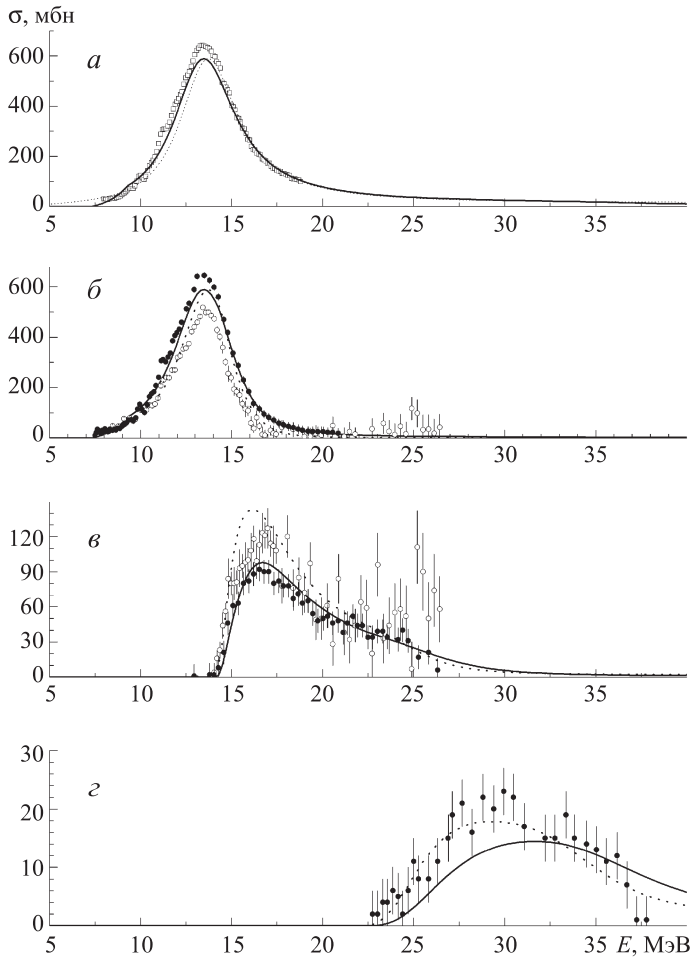


Рис. 1. Сечения фотоядерных реакций на ядре ^{208}Pb . Сверху вниз: а — $\sigma(\gamma, \text{abs})$, б — $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, n+p)$, в — $\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2n+p)$, г — $\sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 3n+p)$. Кривые: сплошная — расчет в комбинированной модели, точечная — расчет TALYS. Точки — экспериментальные данные: \square — [12], \bullet — [13], \circ — [14], \blacksquare — [15]

При сравнении результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными необходимо иметь в виду, что экспериментальные сечения фотонейтронных реакций различной множественности, полученные в экспериментах, выполненных в различных лабораториях, часто сильно различаются. Это обусловлено следующими причинами:

- максимумы сечений реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ расположены выше максимума гигантского резонанса на его ниспадающей части;
- сечение реакции (γ, n) в значительной степени ($\sim 80\%$) исчерпывает полное сечение фотопоглощения;
- как показал сравнительный анализ результатов различных лабораторий, методики измерения множественности нейтронов создают большие систематические погрешности [18].

Обе модели хорошо воспроизводят положение максимумов сечений. Величины сечений фотонейтронных реакций, рассчитанных при помощи TALYS и в комбинированной модели, отличаются друг от друга приблизительно на 30% и в пределах погрешности согласуются с экспериментальными данными. Положения максимумов воспроизводятся с точностью 1–2 МэВ.

Расчет при помощи комбинированной модели хуже воспроизводит положение максимума сечения реакции с вылетом трех нейтронов. Однако, учитывая погрешности экспериментальных данных, невозможно отдать предпочтение какой-либо модели в области энергии за максимумом ДГР ($E > 20$ МэВ).

На рис. 2 рассчитанные сечения фотонуклонных реакций на изотопах Hg сравниваются с экспериментально измеренными сечениями [16, 17]. Наблюдается хорошее согласие рассчитанных сечений фотонейтронных реакций на естественной смеси изотопов друг с другом и с экспериментальными данными, расхождения в величине сечений не превышают 10%.

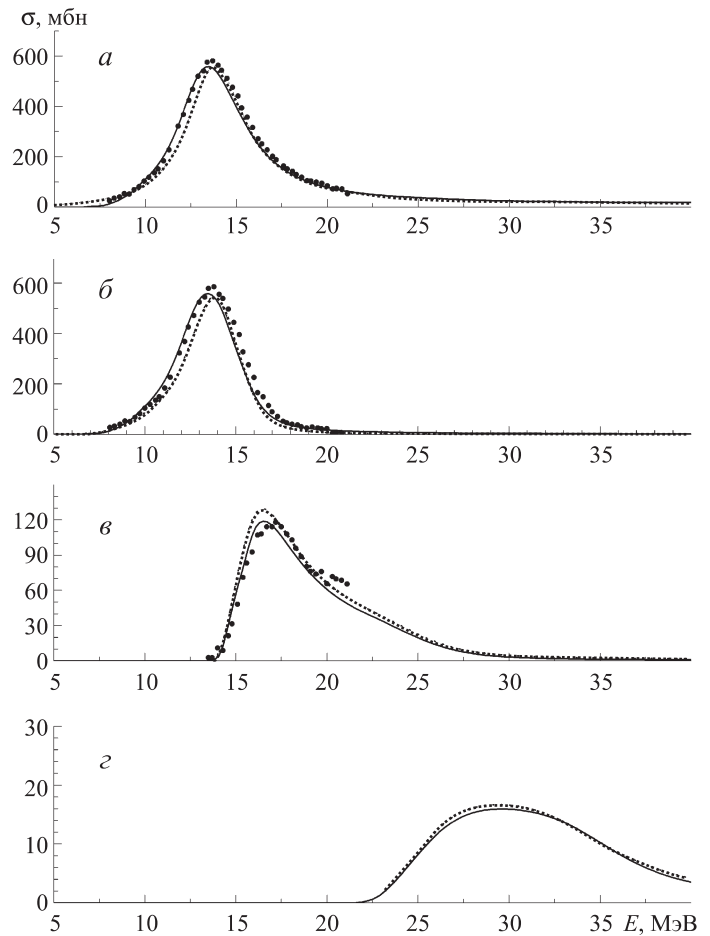


Рис. 2. Сечения фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов Hg. Сверху вниз: а — $\sigma(\gamma, \text{abs})$, б — $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, n+p)$, в — $\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2n+p)$, г — $\sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 3n+p)$. Кривые: сплошная — расчет в комбинированной модели, точечная — расчет TALYS. Точки \bullet — экспериментальные данные [16]

3.2. Фотопротонные реакции

В тяжелых ядрах протонный канал распада ДГР сильно подавлен из-за того, что протону, чтобы вылететь из ядра, необходимо преодолеть потенциальный барьер. В значительной степени возможность наблюдения фотопротонных реакций обусловлена возбуждением и распадом изоспиновой ветви ДГР $T_{>} = T_0 + 1$ [1]. $T_{>}$ -компонента практически полностью распадается

с испусканием протонов, так как нейтронный канал распада для нее закрыт из-за закона сохранения изоспина в сильном взаимодействии.

На рис. 3 экспериментально измеренное сечение реакции $\sigma(\gamma, p)$ на ядре ^{208}Pb [15] сравнивается с рассчитанным при помощи TALYS и в комбинированной модели. Здесь явно видно, что из-за того, что изоспиновое расщепление не учитывается в программе, TALYS не может адекватно воспроизвести фотопротонный канал — величина сечения на два порядка меньше экспериментально измеренной. Комбинированная модель воспроизводит величину сечения с точностью 50% и практически точно указывает положение максимума сечения.

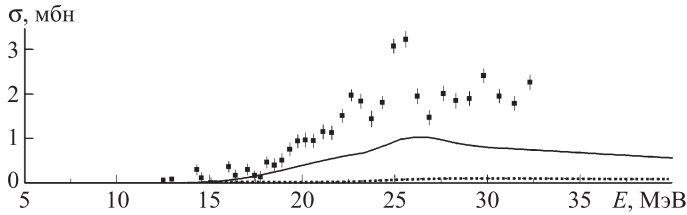


Рис. 3. Сечение фотопротонной реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, p)$. Кривые: сплошная — расчет в комбинированной модели, точечная — расчет TALYS. Точки ■ — экспериментальные данные [15]

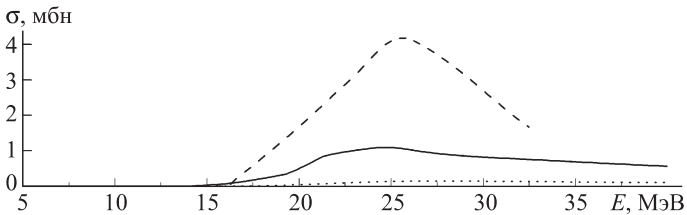


Рис. 4. Сечение фотопротонной реакции $^{201}\text{Hg}(\gamma, p)$. Кривые: сплошная — расчет в комбинированной модели, точечная — расчет TALYS, штриховая — экспериментальные данные [17]

Аналогичные результаты получаются и в расчете фоторасщепления изотопа ^{201}Hg (рис. 4). Описание сечений фотопротонных реакций достаточно хорошее в комбинированной модели и не воспроизводится в программе TALYS так же, как и в случае ^{208}Pb .

3.3. Изомерные состояния в программе TALYS

Изотоп ^{195}Hg образуется в результате реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ как в основном состоянии $^{195g.s.}\text{Hg}$, так и в изомерном состоянии ^{195m}Hg ($E^* = 176.07$ кэВ, $J^P = 13/2^+$). Изомерное состояние $E^* = 176.07$ кэВ является одночастичным и описывается как переход нейтрона в ядре ^{195}Hg , находящегося в основном состоянии на подболочке $3p_{1/2}$, на подболочку $1i_{13/2}$. Изомерные состояния $J^P = 13/2^+$ наблюдаются и в соседних нечетных изотопах $^{189,191,193,197,199}\text{Hg}$. Экспериментально в ядре ^{195}Hg обнаружено более 200 состояний, из них более 40 имеют спин больший, чем $13/2$. На рис. 5 показано несколько низколежащих состояний в ядре ^{195}Hg .

Схематически механизм образования изомера $E^* = 176.07$ кэВ в реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ изображен на

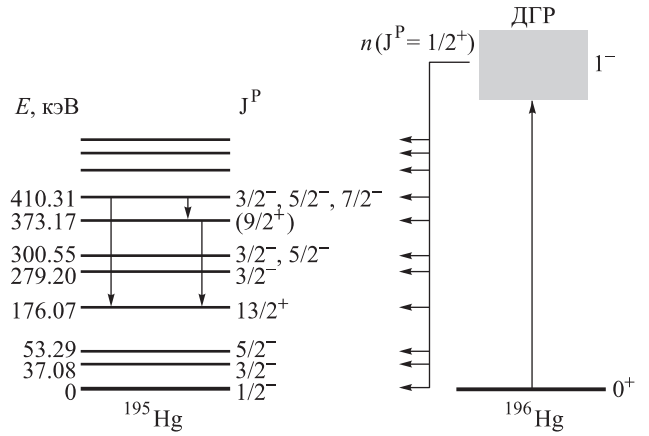


Рис. 5. Образование изомерного состояния ^{195m}Hg ($E^* = 176.07$ кэВ, $J^P = 13/2^+$) в реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$. Изображены лишь низколежащие состояния в ядре ^{195}Hg . Указаны некоторые гамма-переходы в ядре ^{195}Hg , приводящие к образованию изомерного состояния ^{195m}Hg

рис. 5. В ядре ^{196}Hg ($J^P = 0^+$) при поглощении гамма-квантов возбуждается ДГР ($J^P = 1^-$), который распадается с испусканием одного нейтрона с образованием ядра ^{195}Hg . Нейтрон имеет спин $1/2$ и орбитальный момент l , в зависимости от величины которого, а также от энергии нейтрона, ядро ^{195}Hg может образоваться в основном или одном из возбужденных состояний. Как правило, возбуждения быстро ($< 10^{-8}$ с) снимаются посредством каскадов гамма-переходов низких мультиполностей.

Образование изомера $E^* = 176.07$ кэВ возможно как в результате каскада гамма-переходов, так и непосредственно после вылета нейтрона, уносящего большой орбитальный момент. Вылет из ядра нейтронов с большим орбитальным моментом подавлен центробежным барьером. Однако при увеличении энергии нейтрона (уменьшении его длины волны λ) вероятность испускания нейтронов с большими орбитальными моментами растет.

При помощи программы TALYS было рассчитано сечение реакции (γ, n) на ядре ^{196}Hg с образованием ядра ^{195}Hg в основном состоянии $^{195g.s.}\text{Hg}$ и первых 60 возбужденных состояниях, среди которых есть изомерное состояние $E^* = 176.07$ кэВ. Вероятности образования нескольких низколежащих состояний изотопа ^{195}Hg без учета каскадных переходов и с их учетом в зависимости от энергии возбуждения ядра ^{196}Hg приведены в таблице.

При энергиях возбуждения ниже 9 МэВ изотоп ^{195}Hg преимущественно образуется в основном и первом возбужденном состояниях. Однако с увеличением энергии возбуждения вероятность образования ядра ^{195}Hg в основном состоянии сразу после вылета нейтрона резко убывает, так как открывается большое количество конкурирующих друг с другом распадов на состояния с малым спином в широком диапазоне энергий. В результате каскадов гамма-переходов большинство этих состояний затем переходит в основное состояние ядра ^{195}Hg .

Порог образования изомера ^{195m}Hg составляет 9.074 МэВ. При энергии возбуждения ниже 15 МэВ

Вероятности образования нескольких низколежащих состояний изотопа ^{195}Hg без учета каскадных переходов в зависимости от энергии возбуждения ядра ^{196}Hg . Указаны вероятности образования основного состояния и изомера $E^* = 176.07$ кэВ с учетом каскадных переходов из более высоколежащих состояний

Состояние ядра ^{195}Hg			Вероятность образования ядра ^{195}Hg в указанном состоянии, %					
Энергия, кэВ	Спин-четность J^P		Энергия возбуждения, МэВ					
			10	15	20	25	30	35
0	$1/2^-$	без учета каскадных переходов	12.43	6.72	3.03	1.63	0.82	0.58
		с учетом каскадных переходов	98.38	84.17	79.59	73.68	61.34	52.44
37.083	$3/2^-$		15.29	9.25	5.37	3.32	1.76	1.26
53.289	$5/2^-$		7.91	7.92	7.51	5.97	3.66	2.72
176.07	$13/2^+$ (изомер)	без учета каскадных переходов	0.00	0.07	2.58	6.50	12.34	13.97
		с учетом каскадных переходов	1.62	15.83	20.41	26.32	38.66	47.56
279.203	$3/2^-$		13.03	7.17	4.22	2.61	1.38	0.99
300.55	$3/2^-, 5/2^-$		6.02	6.10	5.87	4.67	2.86	2.12
373.17	$(9/2^+)$		0.23	1.57	5.46	7.06	6.93	5.96
410.31	$3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$		11.63	6.24	3.69	2.28	1.21	0.87
422.51	от $1/2^-$ до $7/2^-$		1.84	3.85	6.55	7.04	5.50	4.37
547.06	$17/2^+$		0.00	0.00	0.23	1.28	5.15	8.58

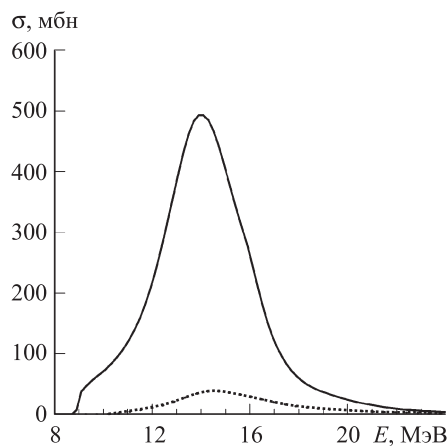


Рис. 6. Сечение реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$. Сплошная кривая соответствует реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195g.s.}\text{Hg}$, точечная — $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$

изомер ^{195m}Hg практически полностью образуется из более высоколежащих состояний с меньшим спином за счет каскадов переходов, в ходе которых спин увеличивается, так как канал прямого распада ДГР в ядре ^{196}Hg на изомерное состояние ^{195m}Hg подавлен потенциальным барьером. В области энергии возбуждения 15–30 МэВ открывается канал прямого распада ДГР в ядре ^{196}Hg на состояние ^{195m}Hg . При энергии возбуждения выше 30 МэВ вероятность образования изомера ^{195m}Hg непосредственно после вылета нейтрона составляет около 20% и слабо зависит от энергии. Однако полная вероятность образования изомера растет и достигает 50% при энергии 40 МэВ благодаря открытию каналов распада на высоко лежащие состояния и на состояния с большим спином в ядре ^{195}Hg .

Рассчитанные сечения реакций $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195g.s.}\text{Hg}$ с образованием ядра ^{195}Hg в основном состоянии

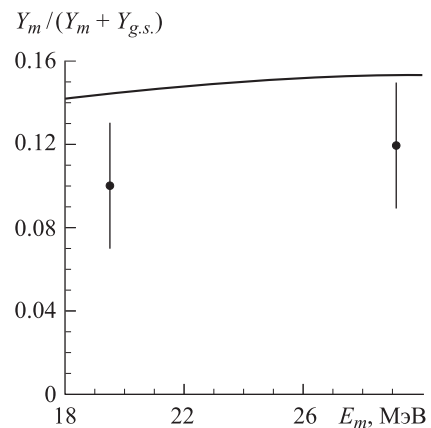


Рис. 7. Зависимость отношения выхода реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$ к полному выходу реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$ $Y_m/(Y_m + Y_{g.s.})$ от максимальной энергии тормозного спектра. Кривая — расчет TALYS. Точки — экспериментальные данные [19]

и $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$ с образованием ядра ^{195}Hg в изомерном состоянии $E^* = 176.07$ кэВ приведены на рис. 6. Ранее [19] нами были измерены выходы изомерного состояния $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$ и полный выход реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$ под действием тормозных пучков гамма-квантов с максимальными энергиями 19.5 и 29.1 МэВ. В результате свертки тормозных спектров $W(E, E^m)$ с различными максимальными энергиями E^m , рассчитанных в GEANT4 [20], и сечений $\sigma_{g.s.}(\gamma, n)$ и $\sigma_m(\gamma, n)$, рассчитанных в TALYS, были получены выходы реакций $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195g.s.}\text{Hg}$ и $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$: $Y_{g.s.}$ и Y_m . Рассчитанное изомерное отношение $Y_m/(Y_m + Y_{g.s.})$ сравнивается с измеренным [19] на рис. 7. Измеренные изомерные отношения приблизительно на 30% меньше, чем рассчитанные при

тех же энергиях. Можно утверждать, что программа TALYS достаточно хорошо воспроизводит процесс образования изомеров в фотонуклонных реакциях.

Из-за особенностей программной реализации TALYS позволяет корректно анализировать лишь низшие 60–70 уровней образующегося ядра. В случае фоторасщепления ядра ^{196}Hg это ограничение не играет роли, так как более высоколежащие состояния имеют высокие значения спина ($33/2$ и более) и не образуются при распаде ДГР при рассматриваемых энергиях. Однако при рассмотрении других ядер это ограничение может оказаться проблемой.

Заключение

Сравнительный анализ результатов расчета фоторасщепления тяжелых ядер Hg и Pb при помощи программы TALYS и в комбинированной модели показывает, что комбинированная модель лучше оптимизирована для моделирования фотоядерных реакций в области ДГР. В ней учитывается изоспиновое расщепление и деформация ядер, а также несколько лучше воспроизводится конкуренция различных каналов распада ДГР.

Главным достоинством TALYS при моделировании фоторасщепления атомных ядер является возможность рассчитывать сечения реакций с образованием конкретных состояний конечного ядра. К положительным моментам использования программы TALYS можно отнести значительно более широкий спектр возможных применений, наличие удобного интерфейса и учет квадрупольной $E2$ компоненты при фотопоглощении.

Список литературы

1. Ишханов Б.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 2. С. 3.
2. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April 22–27, 2007 / Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge et al. Nice, France, 2008. P. 211.
3. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460.
4. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. **71**. С. 517.
5. Kopecky J., Maslov V.M., Reffo G. et al. // Nucl. Data Sheets. 2009. **110**. P. 3107.
6. Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // ЭЧАЯ. 2000. **31**, № 2. С. 313.
7. TALYS User Manual. <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.2.pdf>
8. Chadwick M.B., Obloinsky P., Hodgson P.E., Reffo G. // Phys. Rev. C. 1991. **44**. P. 814.
9. Koning A.J., Duijvestijn M.C. // Nucl. Phys. A. 2003. **744**. P. 15.
10. Cline C.K., Blann M. // Nucl. Phys. A. 1971. **172**. P. 225.
11. Dobeš J., Beták E. // Zeit. Phys. A. 1983. **310**. P. 329.
12. Варламов В.В., Степанов М.Е., Чесноков В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. **67**. С. 656.
13. Veysiere A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. **159**. P. 561.
14. Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., Fultz S.C. // Phys. Rev. B. 1964. **136**. P. 126.
15. Dahmen H., Dreyer F., Staube J., Thies H.H. // Nucl. Phys. A. 1971. **164**. P. 140.
16. Veysiere A., Beil H., Bergere R. // J. de Physique. 1975. **36**. L.-267.
17. Carver J.H., Peaslee D.C., Taylor R.B. // Phys. Rev. 1962. **127**. P. 2198.
18. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фото-ядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М., 2008.
19. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Троцкий С.Ю. // ЯФ. 2011. **74**. С. 733.
20. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Methods A. 2003. **506**. P. 250.

Modelling of heavy nuclei photodisintegration

B. S. Ishkhanov^{1,2}, S. Yu. Troschiev^{2,a}

¹*D. V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

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

E-mail: ^asergey.troschiev@googlemail.com.

The comparative analysis of the description of photodisintegration of heavy nuclei in the energy area of a giant dipole resonance in program TALYS and in the combined model is carried out. Cross sections of photoabsorption, photoneutron and photoproton reactions, generation of isomeric level on Hg and ^{208}Pb isotopes are calculated. Results of calculations are compared to the available experimental data.

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

PACS: 25.20.-x.

Received 12 January 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: BSI@depni.sinp.msu.ru.
2. Трошнев Сергей Юрьевич — аспирант; e-mail: sergey.troschiev@googlemail.com.