

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ВАРИАНТ КОМБИНИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ

© 2015 г. Б. С. Ишханов^{1),2)}, В. Н. Орлин^{2)*}

Поступила в редакцию 11.12.2014 г.

Описывается усовершенствованная версия комбинированной модели фотонуклонных реакций, позволяющая учесть влияние структурных особенностей входного дипольного состояния на фотонуклонные реакции в энергетической области $E_\gamma \lesssim 30$ МэВ. По сравнению с предыдущим вариантом модели уточнено рассмотрение изоспиновых эффектов на предравновесной и испарительной стадиях реакции, а также улучшено описание полупрямого фотоэффекта, обусловленного вылетом нуклонов из входного дипольного состояния. Данная модель была использована для изучения фотонуклонных реакций на изотопах $^{35-56}\text{Ca}$ и $^{102-134}\text{Sn}$ в указанной энергетической области.

DOI: 10.7868/S0044002715060070

1. ВВЕДЕНИЕ

Следуя постулату Бора [1], в комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) предполагается, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того, в КМФР предполагается, что в массовой области, простирающейся от значений $A \sim 40$ до значений A , отвечающих трансурановым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

Вплоть до порога рождения пиона фотопоглощение на ядре определяется взаимодействием γ -кванта только с однонуклонными и двухнуклонными ядерными токами [2, 3]. Первый из этих процессов предполагает, что при поглощении γ -кванта возбуждается всего один нуклон. Данный процесс является основным в области низких энергий ($E_\gamma \lesssim 40$ МэВ), где в результате взаимодействия электромагнитного излучения с ядром формируются гигантские резонансы (ГР) (главным из которых является гигантский дипольный резонанс (ГДР)), представляющие из себя когерентную смесь одночастично-однодырочных ($1p1h$) возбуждений. Выше этой области начинает доминировать квазидейтронный

(КД) механизм фотопоглощения, при котором возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергия и импульс поглощаемого γ -кванта передаются не одному нуклону, а коррелированной протон-нейтронной паре.

При описании ГР чаще всего используются различные варианты $1p1h$ -приближения модели оболочек: приближение хаотических фаз (ПХФ) [4], теория конечных ферми-систем (ТКФС) [5] и метод связанных каналов [6], приводящие на практике (несмотря на различия в обоснованиях) приблизительно к одинаковым результатам. Эти расчеты позволяют при разумном выборе остаточных сил в целом удовлетворительно воспроизводить средние энергии и сумму осцилляторных сил ГР в средних и тяжелых ядрах. Однако они встречаются с серьезными трудностями при описании структуры и распадных характеристик ГР. Поэтому в наиболее продвинутых расчетах ГР помимо $1p1h$ -конфигураций учитываются также $2p2h$ -состояния (см., например, ТКФС-расчеты [7, 8] для средних и тяжелых ядер с замкнутыми оболочками, а также расчеты фотоядерных реакций для ядер ^{89}Y , ^{140}Ce , ^{208}Pb [9], где спредовые эффекты учитывались феноменологическим образом).

В целом, однако, задача детального описания образования и распада ГР остается пока нерешенной, что связано с ограниченными возможностями частично-дырочного подхода. Фактически его можно использовать для описания ГР только в тех случаях, когда основное состояние ядра не слишком сильно отличается от частично-дырочного или квазичастичного физического вакуума. Неудивительно поэтому, что наиболее реали-

¹⁾Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

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

*E-mail: orlinvn@yandex.ru

стические микроскопические расчеты были выполнены только для магических и близких к ним ядер. Поэтому в КМФР для описания ГР используется простая полумикроскопическая модель [10, 11], с помощью которой, привлекая феноменологические данные, можно описать гросс-структуру ГР для большинства средних и тяжелых ядер. КД-компонента сечения фотопоглощения может быть найдена с помощью квазидейтронной модели Левинжера [12, 13].

В последнее десятилетие уделялось большое внимание рассмотрению высокоэнергичных ГР, большинство из которых является обертонами основных резонансов, расположенных при более низких энергиях [14–18]. В КМФР учитываются два таких резонанса: изовекторный квадрупольный резонанс и обертон ГДР, дающие заметный вклад в фотоядерные реакции в энергетической области 20–40 МэВ.

При описании следующей за фотопоглощением стадии реакции — эмиссии нуклонов и фотонов — обычно используются полуклассические статистические модели (экситонная [19–22] и гибридная [23–27]) и квантовые многошаговые предравновесные модели [28–30] в комбинации с испарительной моделью Вайскопфа–Эвина. Квантовые модели, в которых вероятность нуклонной эмиссии определяется через квантовомеханические амплитуды перехода, лучше, чем полуклассические модели, описывают угловое распределение продуктов реакции. Однако этот недостаток полуклассических моделей в значительной степени искупается простотой их применения и большой предсказательной силой при описании энергетических нуклонных спектров и полных сечений реакций, вследствие чего они по-прежнему широко используются в конкретных расчетах [31, 32].

Вместе с тем использование полуклассических предравновесных моделей влечет за собой определенные трудности при описании фотоядерных реакций в энергетической области $E \lesssim 30$ МэВ, обусловленные тем, что входным состоянием в рассматриваемой области является мощное коллективизированное дипольное состояние, представляющее когерентную суперпозицию различных $1p1h$ -возбуждений. Обычно данным обстоятельством пренебрегают. Это, однако, приводит к серьезным ошибкам при оценке относительного выхода фотонейтронов и фотопротонов и при описании их энергетических спектров.

Для корректного описания конкуренции нейтронного и протонного каналов распада ГДР необходимо учесть его изоспиновое расщепление на $T_{<-}$ и $T_{>-}$ компоненты, так как из-за сохранения изоспина $T_{>-}$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу (в ядрах с $N > Z$) или нейтронному каналу (в ядрах с $Z >$

$> N$). Без учета этого обстоятельства невозможно правильно описать выход фотонуклонов ни из сравнительно легких ядер (с массовым числом $A \sim 40$ –50), в которых $T_{>-}$ -компонента ГДР имеет значительную величину, ни из тяжелых ядер, где, несмотря на малость этой компоненты, она служит основным источником фотопротонов.

Следует также иметь в виду, что в предравновесных моделях [19–27] полупрямые фотонуклонные реакции трактуются как вылет нуклона из входного $1p1h$ -состояния. При этом предполагается, что все $1p1h$ -конфигурации при данной энергии возбуждения заселяются с равной вероятностью, и не учитывается влияние орбитального (l) и полного (j) моментов возбужденного нуклона на его способность покинуть ядро-мишень. Такое игнорирование оболочечной структуры входного состояния приводит к некорректному рассмотрению полупрямого фотоэффекта (вылета возбужденного нуклона непосредственно из входного состояния), что особенно существенно при описании фоторасщепления легких и средних ядер, в которых значительная доля фотонуклонов испускается в результате полупрямых реакций.

Эти вопросы рассматривались в более ранних вариантах КМФР [33, 34]. Однако полученные там соотношения не учитывают специфику ядер с $A < 50$ и могут быть использованы только при описании фотоядерных реакций на среднетяжелых и тяжелых ядрах.

В настоящей работе проводится детальное рассмотрение проблемы учета изоспиновых эффектов в рамках статистического подхода, что дает возможность учитывать эти эффекты в сравнительно легких ядрах. Кроме того, влияние разных $1p1h$ -конфигураций входного состояния на его распадные характеристики учитывается не в рамках R -матричной теории (как это делалось раньше), а через нуклонные коэффициенты прохождения T_{jl} , вычисляемые с помощью оптической модели, что существенно повышает надежность результатов.

В разд. 2 кратко поясняется методика расчета сечения фотопоглощения. В разд. 3 рассмотрена схема расчета полных сечений множественных фотонуклонных реакций и проинтегрированных по углам фотонуклонных спектров. В разд. 4 обсуждаются поправки, которые необходимо внести в полуклассические статистические модели, чтобы учесть влияние изоспиновых эффектов на фотонуклонные реакции. В разд. 5 рассматривается фотонный канал распада. В разд. 6 описывается методика учета влияния структуры входного дипольного состояния на полупрямой фотоэффект. В разд. 7 сформулированная модель применяется к описанию фотонуклонных реакций на изотопах $^{35-56}\text{Ca}$ и $^{116-128}\text{Sn}$ в энергетической области

$E_\gamma \lesssim 30$ МэВ. В последнем разд. 8 перечисляются основные результаты работы.

2. СЕЧЕНИЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Полное сечение фотопоглощения, если пренебречь припороговыми особенностями, может быть приближенно представлено в виде

$$\sigma_{\text{пог}}(E_\gamma) \approx \sum_s \sigma_s(E_\gamma) \approx \quad (1)$$

$$\approx \sum_{s \neq \text{КД}} \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_{\text{инт}}(s) E_\gamma^2 \Gamma_s}{(E_\gamma^2 - E_s^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_s^2} + \sigma_{\text{КД}}(E_\gamma),$$

где индекс s отвечает различным компонентам сечения фотопоглощения, которые обусловлены гигантскими резонансами — дипольным, квадрупольным и обертоном ГДР (аппроксимируемыми, в зависимости от их структуры, одной или несколькими лоренцевыми кривыми), а также ($s = \text{КД}$) квазидейтронным фотопоглощением [12, 13].

Энергии E_s и интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}(s)$ резонансных кривых вычисляются с помощью полумикроскопической модели колебаний (см. работы [11, 34, 35]). Ширины Γ_s этих резонансов оцениваются с помощью экситонной модели либо, в случае дипольного резонанса, с помощью полуэмпирической формулы, полученной из анализа экспериментальных данных [36].

3. ФОТОНУКЛОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ

В экситонной модели предполагается, что после поглощения γ -кванта образуется входное состояние с ($m = m_0$)-экситонами ($m_0 = 2$ для ГР, которые являются $1p1h$ -возбуждениями, и $m_0 = 4$ для квазидейтронного $2p2h$ -возбуждения). Это первое возбуждение распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход $m \rightarrow m - 1$), либо вследствие эмиссии фотона, либо, что наиболее вероятно, в результате перехода $m \rightarrow m + 2$ к более сложной частично-дырочной конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. Затем история повторяется. Образовавшееся новое экситонное состояние либо испускает нуклон или фотон в непрерывный спектр, либо совершает внутриядерный переход $m \rightarrow m + 2$ и т.д. В результате внутриядерных ($m \rightarrow m + 2$)-переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему и большему числу экситонов. Вместе с тем возможны и обратные переходы $m \rightarrow m - 2$, обусловленные аннигиляцией одной из частично-дырочных пар вследствие передачи ее энергии какой-нибудь частице или дырке. Эти переходы играют малую

роль, пока общее количество частиц и дырок в системе невелико. Однако с увеличением их числа вероятность таких переходов постепенно возрастает и, в конце концов, становится равной вероятности прямых переходов. В этот момент система достигает состояния теплового равновесия либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер, после чего начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов, сопровождаемый эмиссией фотонов, который может быть описан в рамках испарительной модели. Предравновесная эмиссия нуклонов сходит на нет задолго до установления равновесия (еще на первых стадиях реакции), поэтому в дальнейшем мы будем пренебрегать обратными переходами.

В конечном итоге вследствие испускания нуклонов и фотонов цепочка распадов входного состояния завершится образованием некоторого конечного ядра $\{Z_{\text{кон}}, N_{\text{кон}}\}$ в основном состоянии. Чтобы проследить за всеми деталями происходящих процессов, поступим следующим образом.

1. Дискретизируем энергетический спектр возбуждений составной системы с шагом $\Delta E = 0.1$ МэВ и будем трактовать получившиеся энергетические полосы как дискретные уровни ядер с энергией $E_1 = E_\gamma > E_2 > \dots > E_N = 0$.

2. Введем числа n_π, n_ν , указывающие, сколько протонов и нейтронов вылетело из ядра-мишени $\{Z, N\}$ до того, как возникло некоторое промежуточное ядро $\{Z', N'\} = \{Z - n_\pi, N - n_\nu\}$ (полное число испущенных нуклонов $n = n_\pi + n_\nu$).

3. Обозначим через $P(n_\pi, n_\nu, m, E_i, [T])$ и $P(n_\pi, n_\nu, E_i, [T])$ вероятности заселения m -экситонного $|n_\pi, n_\nu, m, E_i, [T]\rangle$ и равновесного $|n_\pi, n_\nu, E_i, [T]\rangle$ состояний в энергетической полосе E_i с изоспином T до начала их распада.

Изоспин T учитывается только при распаде ГДР, поэтому он заключен в квадратные скобки, как необязательный аргумент. Следует также заметить, что при описании распада ГДР для каждого промежуточного ядра $\{Z', N'\}$ можно ограничиться всего лишь двумя значениями изоспина: T'_0 и $T'_0 + 1$, где $T'_0 = |(N' - Z')/2|$ — значение изоспина ядра в основном состоянии, поскольку ГДР расположен при сравнительно низких энергиях возбуждения ($\lesssim 30$ МэВ), что существенно упрощает проблему учета изоспиновых эффектов.

Процесс распада произвольного входного состояния схематически изображен на рис. 1, где под $|n, m\rangle$ и $|n\rangle$ подразумеваются m -экситонные состояния $|n_\pi, n_\nu, m, E, [T]\rangle$ и равновесные состояния $|n_\pi, n_\nu, E, [T]\rangle$ и $E_{\text{макс}}(n) \equiv E_{\text{макс}}(n_\pi, n_\nu) = E_\gamma - [n_\nu m_{\text{прот}} + n_\nu m_{\text{нейтр}} + M(Z - n_\pi, N - n_\nu) - M(Z, N)]c^2$ — максимальная энергия возбуждения, с которой в ходе эволюции составной

системы может образоваться ядро $\{Z - n_\pi, N - n_\nu\}$.

Вероятность заселения m -экситонного состояния $|n_\pi, n_\nu, m, E_i, [T]\rangle$ равна сумме вероятностей переходов на него с состояний, образовавшихся на более ранних стадиях реакции:

$$P(n_\pi, n_\nu, m, E_i, [T]) = \hbar\Delta E \sum_{k=\pi, \nu} \sum_{[T']} \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{E_i < E_j \leq E_{\max}(n'_\pi, n'_\nu)} P(n'_\pi, n'_\nu, m+1, E_j, [T']) \times$$

$$\times \lambda_k(n'_\pi, n'_\nu, m+1, E_j - E_i - B'_k, E_j, [T'] \rightarrow [T]) / \Gamma(n'_\pi, n'_\nu, m+1, E_j, [T']) + \hbar\Delta E \times$$

$$\times \sum_{[T']} \sum_{E_i < E_j \leq E_{\max}(n_\pi, n_\nu)} P(n_\pi, n_\nu, m, E_j, [T']) \times$$

$$\times \lambda_\gamma^{(1)}(n_\pi, n_\nu, m, E_j - E_i, E_j, [T'] \rightarrow [T]) / \Gamma(n_\pi, n_\nu, m, E_j, [T']) + \hbar\Delta E \times$$

$$\times \sum_{[T']} \sum_{E_i < E_j \leq E_{\max}(n_\pi, n_\nu)} P(n_\pi, n_\nu, m+1, E_j, [T']) \times$$

$$\times \lambda_\gamma^{(2)}(n_\pi, n_\nu, m+1, E_j - E_i, E_j, [T'] \rightarrow [T]) / \Gamma(n_\pi, n_\nu, m+1, E_j, [T']) +$$

$$+ P(n_\pi, n_\nu, m-2, E_i, [T]) \Gamma^\downarrow(n_\pi, n_\nu, m-2, E_i, [T]) / \Gamma(n_\pi, n_\nu, m-2, E_i, [T]),$$

где $n'_\pi = n_\pi - \delta_{k\pi}$; $n'_\nu = n_\nu - \delta_{k\nu}$; B'_k — энергия отделения нуклона типа k (протона или нейтрона) от ядра $\{Z - n'_\pi, N - n'_\nu\}$; $\lambda_k(n'_\pi, n'_\nu, m+1, \varepsilon, E, [T'] \rightarrow [T])$ — скорость $(T' \rightarrow T)$ -распада состояния $|n'_\pi, n'_\nu, m+1, E, [T']\rangle$ с испусканием нуклона типа k с энергией ε в непрерывный спектр; $\Gamma(n_\pi, n_\nu, m, E, [T])$ — полная ширина состояния $|n_\pi, n_\nu, m, E, [T]\rangle$; $\Gamma^\downarrow(n_\pi, n_\nu, m, E, [T])$ — компонента этой ширины, обусловленная внутриядерными переходами; $\lambda_\gamma^{(1)}(n_\pi, n_\nu, m, \varepsilon, E, [T'] \rightarrow [T])$ и $\lambda_\gamma^{(2)}(n_\pi, n_\nu, m, \varepsilon, E, [T'] \rightarrow [T])$ — компоненты скорости фотонного распада m -экситонного состояния без изменения и с изменением числа экситонов ($\lambda_\gamma(\dots) = \lambda_\gamma^{(1)}(\dots) + \lambda_\gamma^{(2)}(\dots)$ — полная скорость фотонного распада такого состояния) [37].

Аналогичным образом может быть получено выражение для заселения равновесного состояния $|n_\pi, n_\nu, E_i, [T]\rangle$:

$$P(n_\pi, n_\nu, E_i, [T]) = P(n_\pi, n_\nu, m_{\text{ср}}, E_i, [T]) + \quad (3)$$

$$+ \hbar\Delta E \sum_{k=\pi, \nu} \sum_{[T']} \times$$

$$\times \sum_{E_i < E_j \leq E_{\max}(n'_\pi, n'_\nu)} P(n'_\pi, n'_\nu, E_j, [T']) \times$$

$$\times \lambda_j(n'_\pi, n'_\nu, E_j - E_i - B'_k, E_j, [T'] \rightarrow [T]) / \Gamma(n'_\pi, n'_\nu, E_j, [T']) +$$

$$+ \hbar\Delta E \sum_{[T']} \sum_{E_i < E_j \leq E_{\max}(n_\pi, n_\nu)} P(n_\pi, n_\nu, E_j, [T']) \times$$

$$\times \lambda_\gamma(n_\pi, n_\nu, E_j - E_i, E_j, [T'] \rightarrow [T]) / \Gamma(n_\pi, n_\nu, E_j, [T']),$$

где используются такие же обозначения, как и в соотношении (2), только применительно к равновесным состояниям; $m_{\text{ср}} = 0.8(aE_i)^{1/2}$ — среднее число экситонов в равновесном состоянии (a — параметр плотности ядерных уровней).

Рекуррентные формулы (2) и (3) позволяют рассчитать всю цепочку вероятностей заселения экситонных и равновесных состояний составной системы, так как $P(n_\pi = 0, n_\nu = 0, m = m_0, E_\gamma, [T]) = 1$ и $P(n_\pi = 0, n_\nu = 0, E_\gamma, [T]) = P(n_\pi = 0, n_\nu = 0, m = m_{\text{ср}}, E_\gamma, [T])$.

Зная эти вероятности, нетрудно вычислить полные эксклюзивные фотонуклонные сечения, отвечающие вылету из ядра-мишени определенного числа протонов и нейтронов, и проинтегрированные по углу вылета полные фотонуклонные спектры.

Так, эксклюзивное фотонуклонное сечение $\sigma(n_\pi, n_\nu, E_\gamma)$ дается, очевидно, выражением

$$\sigma(n_\pi, n_\nu, E_\gamma) = \quad (4)$$

$$= \sum_s \sigma_s(E_\gamma) P_s(n_\pi, n_\nu, E = 0, [T_{\text{кон}}]),$$

где суммирование производится по всем компонентам сечения фотопоглощения (см. (1)), каждой из которых отвечает свое входное состояние $|s\rangle$, и $T_{\text{кон}} = |(N - Z - n_\nu + n_\pi)/2|$ — значение изоспина в основном состоянии конечного ядра.

Проинтегрированные по углу вылета полные энергетические спектры фотопротонов и фотонейтронов могут быть вычислены по формуле

$$\frac{d\sigma_k(\varepsilon, E_\gamma)}{d\varepsilon} = \hbar \sum_s \sigma_s(E_\gamma) \times \quad (5)$$

$$\times \sum_{n_\pi} \sum_{n_\nu} \sum_{[T]} \sum_{[T']} \sum_{B_k < E_j \leq E_{\max}(n_\pi, n_\nu)} \left\{ P_s(n_\pi, n_\nu, E_j, [T]) \lambda_k^{(s)}(n_\pi, n_\nu, \varepsilon, E_j, [T] \rightarrow [T']) / \Gamma^{(s)}(n_\pi, n_\nu, E_j, [T]) + \right.$$

$$+ \sum_{m=m_0}^{m_{\text{ср}}-1} P_s(n_\pi, n_\nu, m, E_j, [T]) \times$$

$$\times \lambda_k^{(s)}(n_\pi, n_\nu, m, \varepsilon, E_j, [T] \rightarrow [T']) \times$$

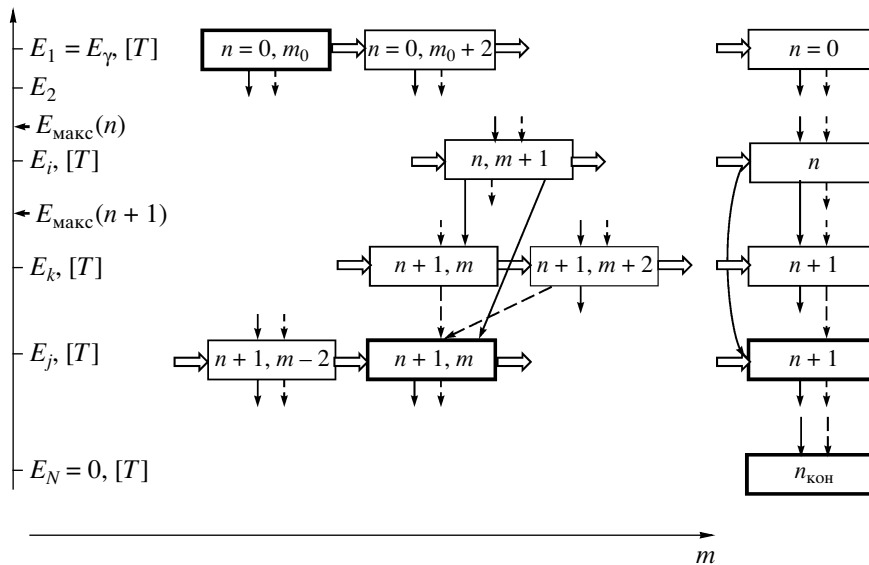


Рис. 1. Схема фотонуклонной реакции после образования входного состояния. Сплошные стрелки отвечают испусканию нуклонов, штриховые — фотонов, фигурные — внутриядерным переходам с рождением еще одной пары частица—дырка.

$$\times [\Gamma^{(s)}(n_\pi, n_\nu, m, E_j, [T])]^{-1} \Big\},$$

где $k = \pi, \nu$ для протонов и нейтронов соответственно.

4. ИЗОСПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ

Как отмечалось во Введении, при рассмотрении фотонуклонных реакций в энергетической области $E_\gamma \lesssim 30$ МэВ, где доминирует дипольное фотопоглощение с возбуждением ГДР, важно учитывать изоспиновые эффекты. В полуклассических статистических моделях [8–14] при оценке распадных характеристик $\lambda_k(m, \varepsilon, E)$, $\lambda_k(\varepsilon, E), \dots$ ($k = \pi, \nu$) экситонных и равновесных состояний эти эффекты не учитываются, что приводит к катастрофическому занижению выхода фотопротонов в средних и тяжелых ядрах.

Между тем данные эффекты совсем не сложно учесть при расчете таких характеристик. Чтобы не дублировать одни и те же рассуждения, объединим формулы, описывающих эмиссию предравновесных и равновесных фотонуклонов, включая число экситонов в квадратные скобки (подразумеваемая тем самым, что этот аргумент учитывается только на предравновесной стадии реакции).

Оценим вероятность перехода в одну единицу времени из состояния $|[m], E, T\rangle$, $T = T_0, T_0 + 1$ в состояние $|[m-1], E', T'\rangle$, $T' = T'_0, T'_0 + 1$ (где T_0 и T'_0 — изоспины начального и конечного ядер в основном состоянии) с испусканием нуклона типа

$k = \pi, \nu$ (протона или нейтрона) с энергией $\varepsilon \pm \pm d\varepsilon/2$ в непрерывный спектр ($E' = E - B_k - \varepsilon$, B_k — энергия отделения нуклона типа k).

Пусть A есть группа состояний $|[m], E, T\rangle$, сосредоточенных в энергетическом интервале $E \pm \Delta E/2$, и B — группа состояний составной системы, включающая состояния конечного ядра $|[m-1], E', T'\rangle$ в энергетическом интервале $E' \pm \pm \Delta E/2$ плюс состояния свободного нуклона с энергией $\varepsilon \pm d\varepsilon/2$. Тогда, согласно принципу детального равновесия, вероятности переходов $P_k(A \rightarrow B)$ и $P_k(B \rightarrow A)$ из группы A в группу B и наоборот будут удовлетворять соотношению

$$\frac{P_k(A \rightarrow B)}{g_B} = \frac{P_k(B \rightarrow A)}{g_A}, \quad (6)$$

где $g_A = \omega([m], E, T)\Delta E$ — статистический вес состояний группы A ; $g_B = \omega([m-1], E', T')\rho_{\text{св}}(\varepsilon) \times \times \Delta E d\varepsilon$ — статистический вес состояний группы B ; $\omega([m], E, T)$ и $\omega([m-1], E', T')$ — плотности состояний начального и конечного ядер при соответствующих энергиях и

$$\rho_{\text{св}}(\varepsilon) = \frac{V(2s+1)}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{2\mu^3\varepsilon} \quad (7)$$

— плотность состояний свободного нуклона, заключенного в объем V ($s = 1/2$ — спин нуклона и μ — его приведенная масса).

Вероятность обратного перехода $B \rightarrow A$ может быть представлена в виде произведения трех множителей:

$$P_k(B \rightarrow A) = V^{-1} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\mu}} \sigma_k^{\text{обп}}(\varepsilon) \times \quad (8)$$

$$\times \frac{\omega([m], E, T)}{\omega([m], E)} \times f_{B,A}(T' \rightarrow T).$$

Здесь первый множитель определяет вероятность обратного процесса (захвата нуклона конечным ядром) в случае, когда ни в начальном, ни в конечном ядрах состояния не различаются по изоспину; при этом сечение обратной реакции

$$\sigma_k^{\text{обп}}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 \sum_{jl} (2j+1) T_{jl}^k(\varepsilon),$$

где $T_{jl}^k(\varepsilon)$ — коэффициент прохождения для нуклона типа k с орбитальным l и полным j моментами, может быть вычислено с помощью оптической модели. Второй множитель учитывает то обстоятельство, что в начальном ядре нас интересует заселение только состояний с фиксированным изоспином $T = T_0$ или $T_0 + 1$ ($\omega([m], E) = \omega([m], E, T_0) + \omega([m], E, T_0 + 1)$ — полная плотность состояний начального ядра при энергии E). Последний, третий, множитель характеризует долю состояний $|[m], E, T\rangle$, заселяемых в результате переходов $T' \rightarrow T$. Так как вероятность такого события пропорциональна произведению плотности состояний $|[m-1], E', T'\rangle$ на квадрат соответствующего коэффициента Клебша—Гордана, то множитель $f_{B,A}(T' \rightarrow T)$ можно, очевидно, представить в виде

$$\begin{aligned} f_{B,A}(T' \rightarrow T) = & \omega([m-1], E', T') \times \\ & \times \left(T' T_{0z} - t_{zk} \frac{1}{2} t_{zk} \left| T T_{0z} \right| \right)^2 \times \\ & \times \left(\omega([m-1], E', T'_0) \left(T'_0 T_{0z} - \right. \right. \\ & \left. \left. - t_{zk} \frac{1}{2} t_{zk} \left| T T_{0z} \right| \right)^2 + \omega([m-1], E', T'_0 + 1) \times \right. \\ & \left. \times \left(T'_0 + 1 T_{0z} - t_{zk} \frac{1}{2} t_{zk} \left| T T_{0z} \right| \right)^2 \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $T_{0z} = (N - Z)/2$ — z -проекция изоспина начального ядра и t_{zk} — z -проекция изоспина испускаемого нуклона.

Из (6)–(8) следует, что скорость распада состояния $|[m], E, T\rangle$ начального ядра в состояние $|[m-1], E', T'\rangle$ конечного ядра вследствие эмиссии нуклона типа k с энергией ε равняется:

$$\begin{aligned} \lambda_k([m], \varepsilon, E, T \rightarrow T') = & \quad (10) \\ = & P_k(A \rightarrow B)/d\varepsilon = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_k^{\text{обп}}(\varepsilon) \times \\ & \times \frac{\omega([m-1]; E', T')}{\omega([m], E)} f_{B,A}(T' \rightarrow T), \end{aligned}$$

где множитель $f_{B,A}(T' \rightarrow T)$ дается выражением (9).

В среднетяжелых и тяжелых ядрах в рассматриваемой области энергий $\omega([m-1], E', T'_0) \approx \omega([m-1], E') \gg \omega([m-1], E', T'_0 + 1)$ и $f_{B,A}(T'_0 \rightarrow T_0) \approx 1$, поэтому при описании распадных характеристик T_- -компоненты ГДР можно пренебречь переходами в состояния конечного ядра с $T' = T'_0 + 1$. При этом формула (10) трансформируется в стандартную формулу статистической модели [19]. Аналогичная ситуация имеет место при протонном распаде T_+ -компоненты ГДР массивных ядер, так как такой распад идет в основном на T'_0 -состояния конечного ядра. При нейтронном распаде T_+ -компоненты ГДР доступны только $(T'_0 + 1)$ -состояния конечного ядра (при этом $f_{B,A}(T'_0 + 1 \rightarrow T_0 + 1) = 1$). Скорость такого распада, пропорциональная $\omega([m-1], E', T'_0 + 1)$, значительно меньше скорости протонного распада $\lambda_\pi([m], \varepsilon, E, T_0 + 1 \rightarrow T'_0) \propto \omega([m-1], E', T'_0)$, что объясняет причину преимущественного вылета протонов в T_+ -канале реакции для среднетяжелых и тяжелых ядер.

Плотности конечных состояний массивных ядер могут быть аппроксимированы выражениями

$$\omega([m-1], E', T'_0) \approx \omega([m-1], E'), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \omega([m-1], E', T'_0 + 1) & \approx \\ & \approx \begin{cases} \omega([m-1], E' - \Delta'_1) & \text{при } E' \geq \Delta'_1, \\ 0 & \text{при } E' < \Delta'_1, \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

где Δ'_1 — энергия первого возбужденного уровня с изоспином $T'_0 + 1$ в конечном ядре.

В более легких ядрах $A < 50$ МэВ следует считать с обеими ветвями T -переходов, описываемых формулой (10). Нужно также уточнить оценки плотностей конечных состояний с разными значениями изоспинового квантового числа. Запишем эти плотности в виде

$$\begin{aligned} \omega([m-1], E', T'_0) & \approx \\ & \approx \omega([m-1], E') \frac{1}{1 + q(E')}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \omega([m-1], E', T'_0 + 1) & \approx \\ & \approx \omega([m-1], E') \frac{q(E')}{1 + q(E')}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} q(E') & \approx \\ & \approx \begin{cases} \omega([m-1], E' - \Delta'_1) / \omega([m-1], E') \\ \text{при } E' \geq \Delta'_1, \\ 0 & \text{при } E' < \Delta'_1. \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

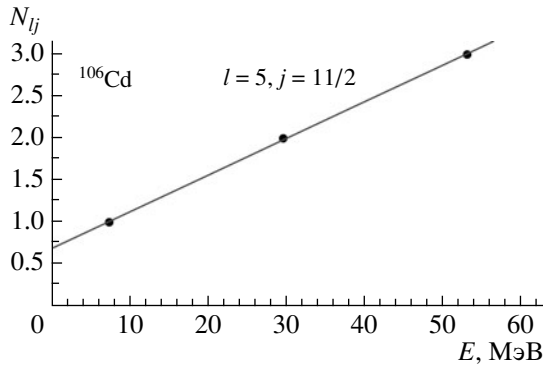


Рис. 2. Изменение числа ljm -уровней в ядре ^{106}Cd (точки $\bullet$) с ростом энергии возбуждения частицы.

При $q(E') \rightarrow 0$ оценки (13), (14) переходят в оценки (11), (12). Кроме того, они удовлетворяют соотношению $\omega([m-1], E') = \omega([m-1], E', T'_0) + \omega([m-1], E', T'_0 + 1)$.

5. ФОТОННЫЙ КАНАЛ РАСПАДА

При описании фотонного канала распада можно сохранить обычные формулы статистических моделей, так как в энергетической области, где учет изоспина имеет значение, фотонная эмиссия обусловлена в основном распадом на уровни конечного ядра с изоспином T'_0 (равным изоспину основного состояния), плотность которых значительно выше, чем плотность состояний с изоспином $T'_0 + 1$.

Однако, в отличие от нуклонных распадных характеристик, которые усредняются по большому числу возможных угловых моментов J составной системы, при вычислении соответствующих фотонных характеристик необходимо учитывать правила отбора по J и четности, так как в фотонном канале доминируют процессы $E1$ -эмиссии, связанные с возбуждением ГДР. Это можно учесть с помощью специального множителя, вводимого в формулы для скорости фотонного распада предравновесных и равновесных состояний.

Так, скорость равновесного γ -перехода с энергией ε_γ из некоторого состояния промежуточного ядра с энергией возбуждения E в состояние конечного ядра с энергией $E' = E - \varepsilon_\gamma$ может быть представлена в виде

$$\lambda_\gamma(\varepsilon_\gamma, E) = \frac{\varepsilon_\gamma^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \sigma_{\text{дип}}(\varepsilon_\gamma) c_{J\pi}(E, E') \frac{\omega_f(E')}{\omega_i(E)}, \quad (16)$$

где $\sigma_{\text{дип}}(\varepsilon_\gamma)$ — сечение $E1$ -фотопоглощения [38]; $\omega_i(E)$ и $\omega_f(E')$ — полные плотности равновесных состояний в начальном и конечном ядрах;

$c_{J\pi}(E, E')$ — корректирующий множитель, позволяющий учесть влияние правил отбора по угловому моменту и четности на вероятность $E1$ -перехода.

Как следует из работы [39], зависимость плотности состояний ядра от углового момента J и четности $\pi = \pm 1$ дается выражением

$$\omega(E, J, \pi) = F_\pi(\pi) F_J(J, E) \omega(E), \quad (17)$$

где

$$F_\pi(\pi) = \frac{1}{2}, \quad (18)$$

$$F_J(J, E) = \frac{2J+1}{2\sigma^2(E)} \times \quad (19)$$

$$\times \exp\left[-\left(J + \frac{1}{2}\right)^2 / (2\sigma^2(E))\right]$$

($\sigma^2(E) = 0.0888 A^{2/3} \sqrt{aE}$, a — параметр плотности уровней [39]).

Из (17)–(19) следует, что множитель $c_{J\pi}(E, E')$ может быть аппроксимирован выражением

$$c_{J\pi}(E, E') \approx F_\pi(\pi) \left[\sum_{j=0}^1 \int_0^\infty F_J(J, E) F_J(J+j, E') dJ + \int_1^\infty F_J(J, E) F_J(J-1, E') dJ \right]. \quad (20)$$

6. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВХОДНОГО СОСТОЯНИЯ НА ПОЛУПРЯМОЙ ФОТОЭФФЕКТ

В оболочечной модели входное дипольное состояние аксиально-симметричного ядра трактуется как когерентная суперпозиция $1p1h$ -состояний $|\alpha, \beta^{-1}\rangle$, где

$$|\alpha\rangle = \sum_{lj \in \alpha} c_{lj} |nljm\rangle$$

и $|\beta\rangle$ — одночастичные состояния с определенной проекцией m углового момента на ось симметрии ядра, отвечающие, например, потенциалу Нильсона ($|nljm\rangle$ — собственные состояния сферического гармонического осциллятора).

Скорость распада входного дипольного состояния при энергии E с вылетом из ядра нуклона с энергией ε может быть представлена в виде

$$\lambda_{\text{дип}}(\varepsilon, E) = \sum_{\alpha \beta^{-1}} P_{\alpha \beta^{-1}} \sum_{lj \in \alpha} c_{lj}^2 \lambda(\alpha \beta^{-1}, E; \varepsilon ljm), \quad (21)$$

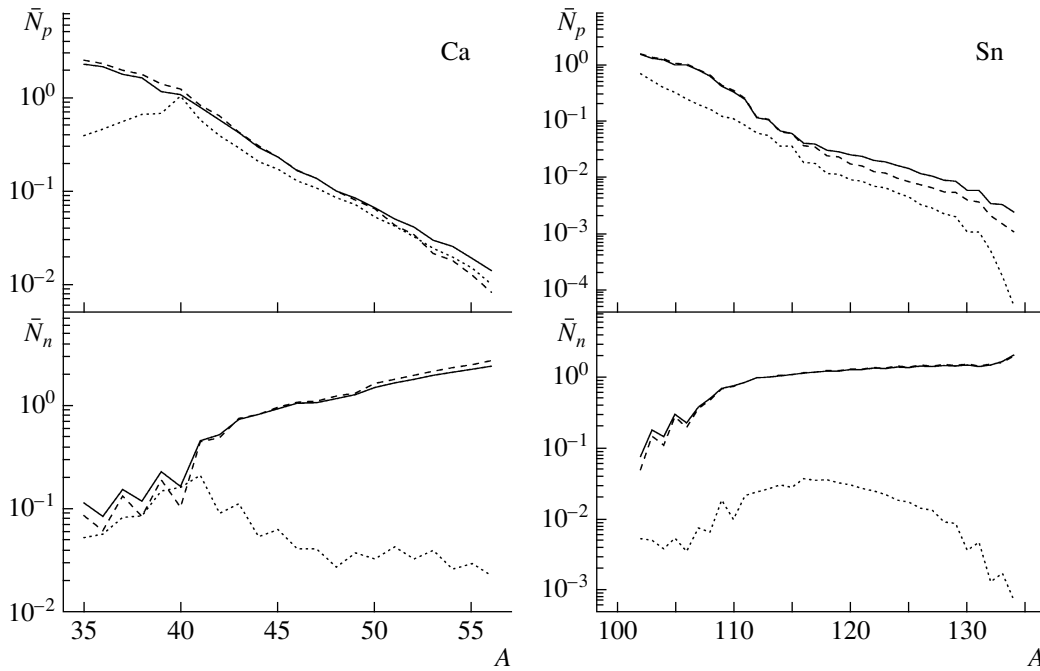


Рис. 3. Зависимость среднего числа протонов $\bar{N}_p$ и нейтронов $\bar{N}_n$, испускаемых в энергетическом интервале $E_\gamma = 0-30$ МэВ, от массового числа A для изотопов кальция и олова. Сплошные кривые отвечают расчету с учетом структуры входного дипольного состояния, штриховые — без учета этой структуры, точечные кривые указывают вклад, обусловленный распадом $T_>$ -компоненты ГДР для расчета, выполненного с учетом структуры входного состояния.

где $P_{\alpha\beta^{-1}}$ — относительная вероятность дипольного возбуждения конфигурации $|\alpha\beta^{-1}\rangle$, пропорциональная квадрату матричного элемента одночастичного $E1$ -перехода $\langle\alpha|2t_z r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})|\beta\rangle^2$ (сумма таких вероятностей для всех нуклонных переходов одного типа должна равняться 1);

$$\lambda(\alpha\beta^{-1}, E; \varepsilon ljm) = \quad (22)$$

$$= \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_{ljm}^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(\beta^{-1}, E')}{\omega(\beta^{-1}, ljm; E)}$$

— вероятность распада в 1 ед. времени конфигурации $|\alpha\beta^{-1}, E\rangle$ с испусканием εljm -нуклона; $\sigma_{ljm}^{\text{обр}}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 T_{jl}(\varepsilon)$ — сечение поглощения εljm -нуклона; $\omega(\beta^{-1}, E')$ — плотность распределения дырки β^{-1} в окрестности энергии $\varepsilon_{\beta^{-1}}$ ($E' = E - B_{\text{пор}} - \varepsilon$);

$$\omega(\beta^{-1}, ljm; E) = \quad (23)$$

$$= \int_0^{E-B_{\text{пор}}} \omega_{ljm}(\varepsilon) \omega(\beta^{-1}, E - B_{\text{пор}} - \varepsilon) d\varepsilon$$

— полная плотность конфигураций $|\beta^{-1}, ljm\rangle$ с заданными квантовыми числами $\{\beta ljm\}$ при энергии E и $\omega_{ljm}(\varepsilon)$ — полная плотность ljm -состояний, на которые может захватываться нуклон с энергией ε .

На рис. 2 показана типичная картина изменения числа одночастичных уровней с фиксированными

квантовыми числами ljm с ростом энергии возбуждения частицы, полученная для сферического потенциала Нильссона. Как видно из рисунка, число таких состояний растет с энергией линейно: $N_{lj} = a_{lj} + g_{lj}\varepsilon$, поэтому плотности одночастичных уровней $\omega_{ljm}(\varepsilon) = d[N_{lj}(\varepsilon)]/d\varepsilon$ могут быть аппроксимированы найденными таким образом константами g_{lj} . Входящая в формулы (22) и (23) плотность распределения дырки $\omega(\beta^{-1}, E')$ может быть аппроксимирована нормированной на единицу в интервале $0 \leq E' \leq \infty$ брейт-вигнеровской кривой с шириной, оцененной по оптической модели.

В работе [34] в рамках полумикроскопической модели колебаний [10, 33] произведено разделение $T_<$ - и $T_>$ -компонент ГДР. Если пренебречь разбросом энергий одночастичных переходов и парными корреляциями в основном состоянии ядра $|T_0, T_{0z}\rangle$, то волновые функции $T_<$ - и $T_>$ -дипольных состояний можно приближенно представить в виде

$$|\Psi_{1M}(T_0 + 1, T_{0z})\rangle = C_> \times \quad (24)$$

$$\times \sum_{\alpha \in \{\alpha_n\}} \sum_{\beta \in \{\beta_p\}} \langle\alpha|2t_z r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})|\beta\rangle a_\alpha^+ a_\beta |T_0, T_{0z}\rangle,$$

$$|\Psi_{1M}(T_0, T_{0z})\rangle = C_< \times \quad (25)$$

$$\times \left[\sum_{\alpha} \sum_{\beta} \langle\alpha|2t_z r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})|\beta\rangle a_\alpha^+ a_\beta - \frac{1}{T_0 + 1} \times \right]$$

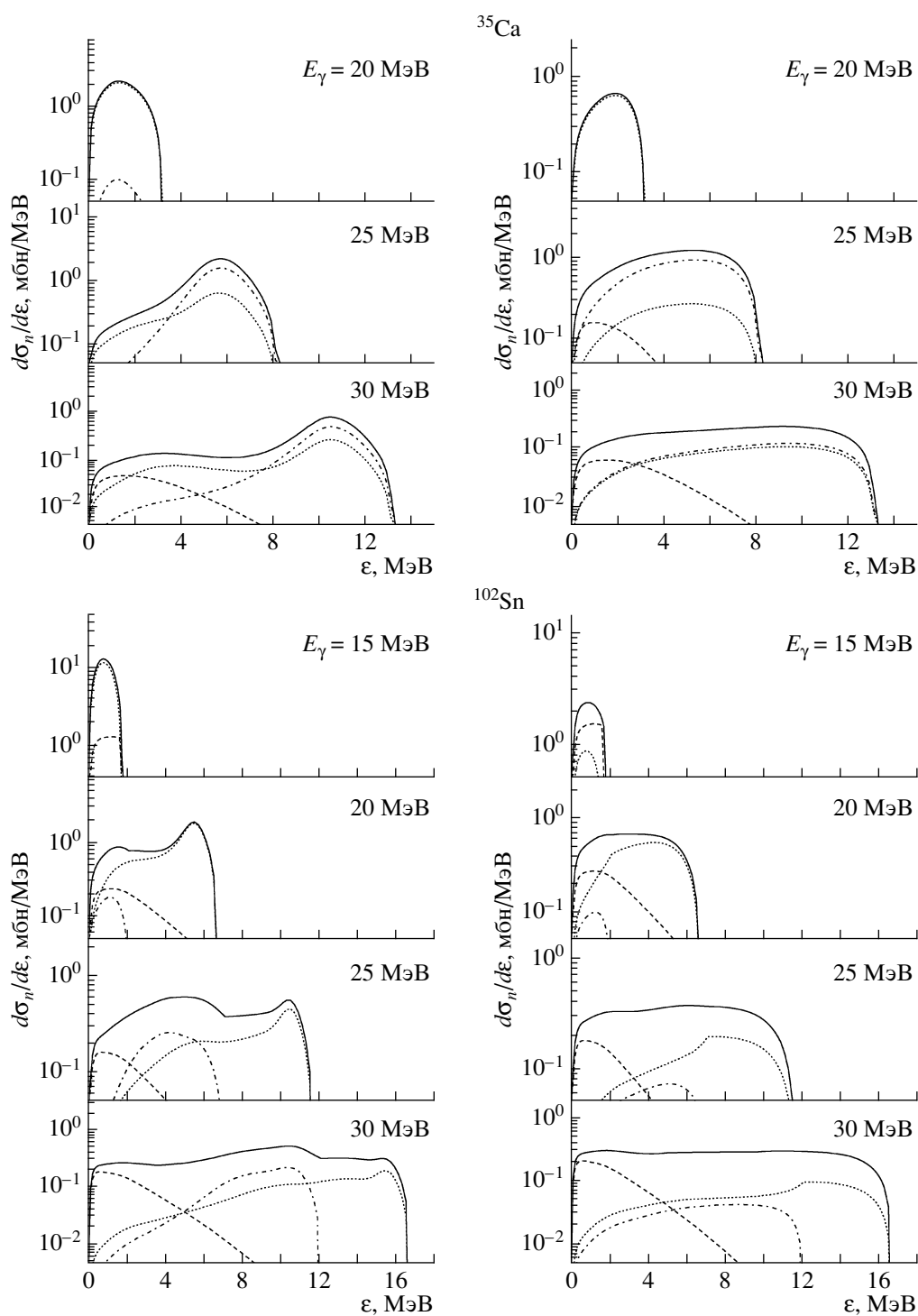


Рис. 4. Фотонейтронные спектры для ядер ^{35}Ca и ^{102}Sn , расположенных вблизи нижней массовой границы изотопного ряда, вычисленные с учетом (слева) и без учета (справа) структуры входного состояния. E_γ — энергия γ -облучения, ε — энергия испускаемого нуклона. Сплошные кривые — полный спектр, штриховые — испарительная часть спектра, точечные — вклад в спектр первого предравновесного нуклона, испускаемого $T_{<}$ -компонентой ГДР, штрихпунктирные кривые — вклад первого предравновесного нуклона, испускаемого $T_{>}$ -компонентой ГДР.

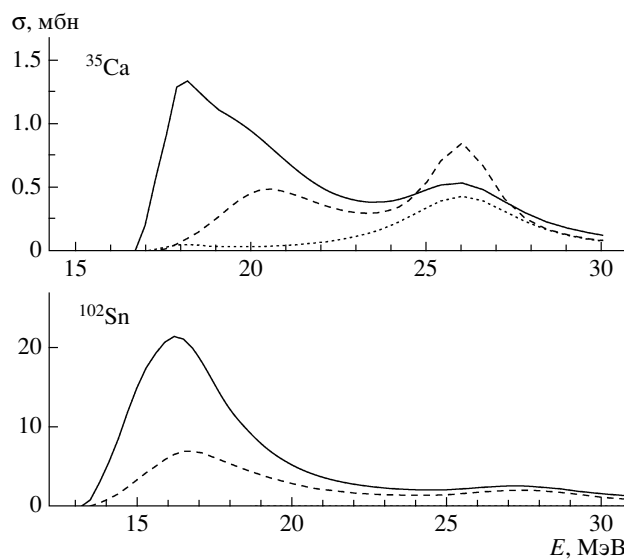


Рис. 5. Сечение реакции (γ, n) для сверх нейтронно-дефицитных ядер ^{35}Ca и ^{102}Sn . Сплошные кривые — расчет с учетом структуры входного состояния, штриховые — без учета этой структуры, точечные кривые — $T_{>}$ -компонента ГДР для расчета, выполненного с учетом структуры входного состояния.

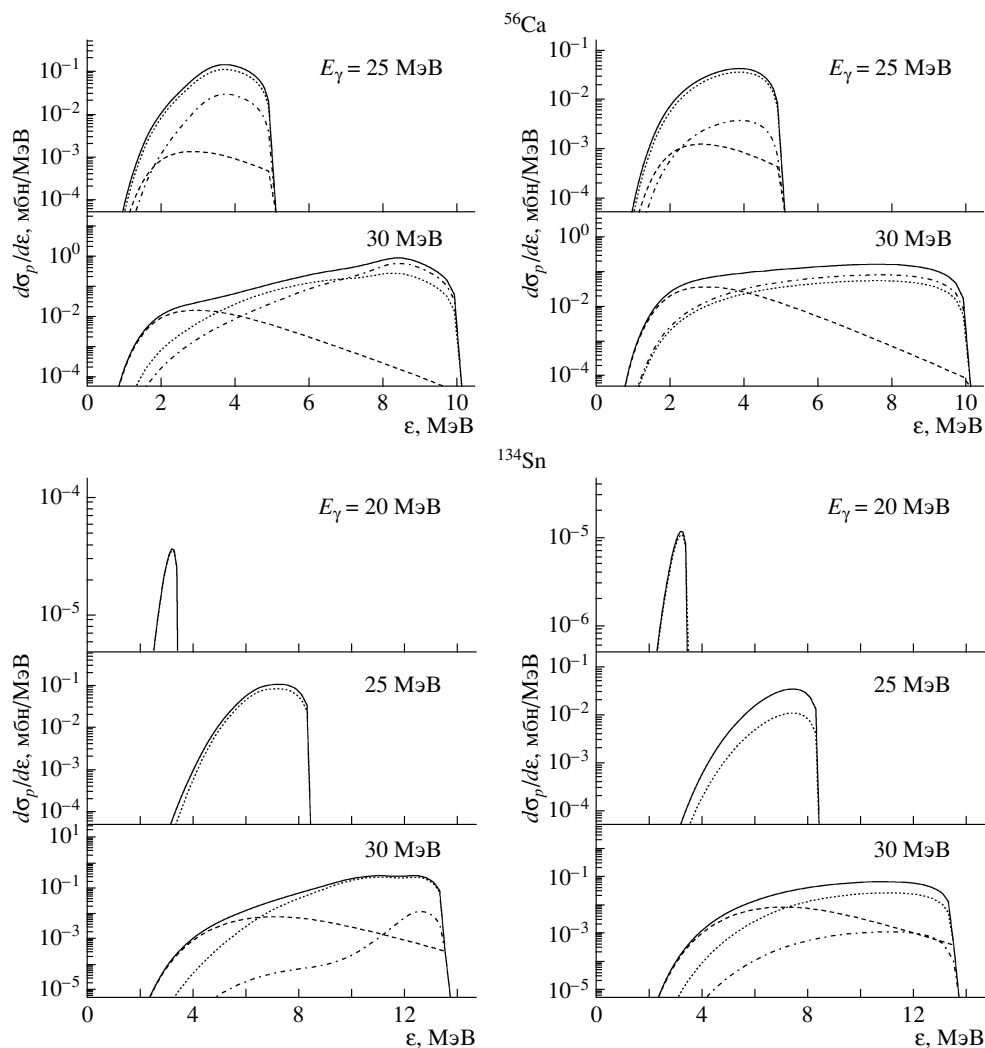


Рис. 6. Фотопротонные спектры для ядер ^{56}Ca и ^{134}Sn , расположенных вблизи верхней массовой границы изотопного ряда, вычисленные с учетом (слева) и без учета (справа) структуры входного состояния. Обозначения такие же, как на рис. 4.

$$\times \sum_{\alpha \in \{\alpha_n\}} \sum_{\beta \in \{\beta_p\}} \langle \alpha | 2t_z r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}) | \beta \rangle a_{\alpha}^+ a_{\beta} | T_0, T_{0z} \rangle \Big],$$

где суммирование $\sum_{\alpha \in \{\alpha_n\}} \sum_{\beta \in \{\beta_p\}}$ распространяется только на такие одночастичные нейтронные и протонные переходы, которые идут между заполненными по протонам уровнями и уровнями, вакантными для нейтронов; $C_>$ и $C_<$ — нормировочные константы.

Соотношения (24), (25) позволяют оценить распадающие характеристики входных состояний отдельно для $T_<$ - и $T_>$ -компонент ГДР. Они получены в предположении, что ядро имеет избыток нейтронов. Если это не так, то в этих формулах следует заменить $\{\alpha_n\} \rightarrow \{\alpha_p\}$ и $\{\beta_p\} \rightarrow \{\beta_n\}$.

7. ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ К ОПИСАНИЮ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ КАЛЬЦИЯ И ОЛОВА ПРИ $E_{\gamma} \lesssim 30$ МэВ

Внесенные в модель поправки позволяют проследить, как меняются в энергетической области $E_{\gamma} \lesssim 30$ МэВ характерные особенности фотонуклонных реакций при переходе от протонно-избыточных к нейтронно-избыточным изотопам “умеренно легких” и средних ядер. В качестве объектов изучения были выбраны изотопы кальция и олова: $^{35-56}\text{Ca}$ и $^{102-134}\text{Sn}$.

7.1. Зависимость выхода протонов и нейтронов от массового числа изотопа

На рис. 3 показано, как изменяются с изменением массовых чисел изотопов кальция и олова средние числа испускаемых в реакции протонов и нейтронов:

$$\bar{N}_p = \sum_{n_{\pi}=1}^{\infty} \sum_{n_{\nu}=0}^{\infty} \int_0^{30} n_{\pi} \sigma(n_{\pi}, n_{\nu}, E_{\gamma}) \times \quad (26)$$

$$\times dE_{\gamma} \left[\sum_{n_{\pi}=1}^{\infty} \sum_{n_{\nu}=0}^{\infty} \int_0^{30} \sigma(n_{\pi}, n_{\nu}, E_{\gamma}) dE_{\gamma} \right]^{-1},$$

$$\bar{N}_n = \sum_{n_{\pi}=0}^{\infty} \sum_{n_{\nu}=1}^{\infty} \int_0^{30} n_{\nu} \sigma(n_{\pi}, n_{\nu}, E_{\gamma}) \times \quad (27)$$

$$\times dE_{\gamma} \left[\sum_{n_{\pi}=0}^{\infty} \sum_{n_{\nu}=1}^{\infty} \int_0^{30} \sigma(n_{\pi}, n_{\nu}, E_{\gamma}) dE_{\gamma} \right]^{-1},$$

вычисленные для энергетического интервала $E_{\gamma} = 0-30$ МэВ.

Как видно из этого рисунка, при фоторасщеплении изотопов с большим дефицитом нейтронов из-за малости протонных порогов доминирует, несмотря на подавляющий эффект кулоновского барьера, протонный канал распада. С другой стороны, в ядрах с большим избытком нейтронов, имеющих низкие пороги отделения нейтронов, резко возрастает среднее число нейтронов, испускаемых за один акт реакции.

Сплошные и штриховые кривые на рисунке отвечают расчетам, выполненным соответственно с учетом и без учета структуры входного дипольного состояния. Сравнивая эти кривые, можно сделать вывод, что более детальное описание полупрямого фотоэффекта становится важным вблизи нижней и верхней массовых границ изотопного ряда. Стандартные статистические модели явно недооценивают роль полупрямых реакций. Это приводит к тому, что в пограничных областях, где протонные и нейтронные пороги резко различаются, занижается выход нуклонов с большим порогом отделения (нейтронов при малых и протонов при больших значениях A), чему способствует то обстоятельство, что на испарительной стадии реакции их шансы на вылет существенно уменьшаются из-за фотонной эмиссии. Рисунок 3 свидетельствует, что полупрямой фотоэффект должен давать существенный вклад в полный выход фотонуклонов в протонно- и нейтронно-избыточных ядрах.

Точечные кривые на рис. 3 указывают вклад процессов, связанных с распадом $T_>$ -компоненты ГДР. Как видно из рисунка, для изотопов кальция следует различать две области: $A < 40$ с $N < Z$ и $A > 40$ с $N > Z$, в первой из которых эта компонента распадается преимущественно по нейтронному каналу, а во второй — по протонному. В случае изотопов олова $T_>$ -компонента ГДР распадается в основном по протонному каналу, давая значительный вклад в общий выход протонов. Это говорит о важности учета изоспиновых эффектов при описании фотонуклонных реакций.

Крутой спад кривой выхода протонов из $T_>$ -компоненты ГДР в области ^{132}Sn обусловлен резким уменьшением соответствующей компоненты: так, согласно оценкам Фальероса [40], для ^{134}Sn отношение дипольных сил для $T_>$ - и $T_<$ -компонент составляет всего 0.001. Отметим еще пилообразный характер кривых, представленных на рис. 3. Наблюдаемые изломы кривых связаны со скачкообразным увеличением выхода нейтронов (из-за уменьшения нейтронного порога) при переходе от четно-четного к четно-нечетному изотопу.

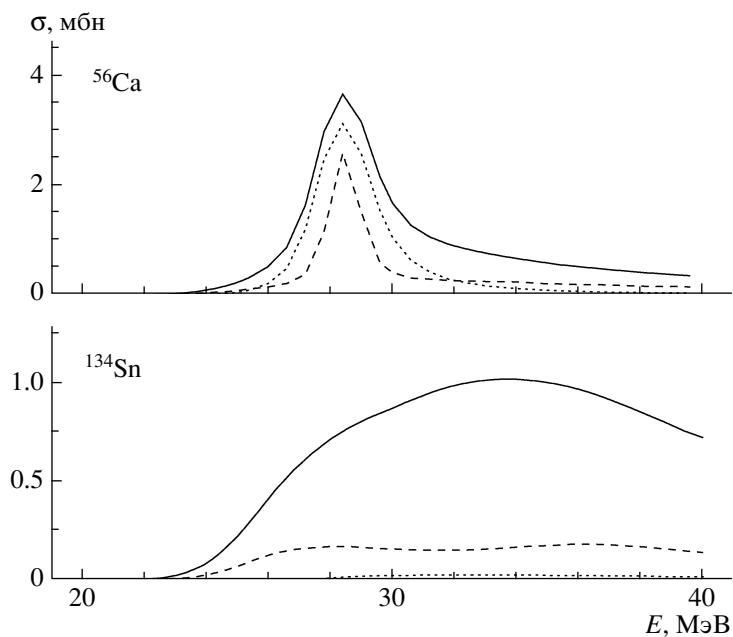


Рис. 7. Сечение реакции (γ, p) для сверх протонно-дефицитных ядер ^{56}Ca и ^{134}Sn . Обозначения такие же, как на рис. 5.

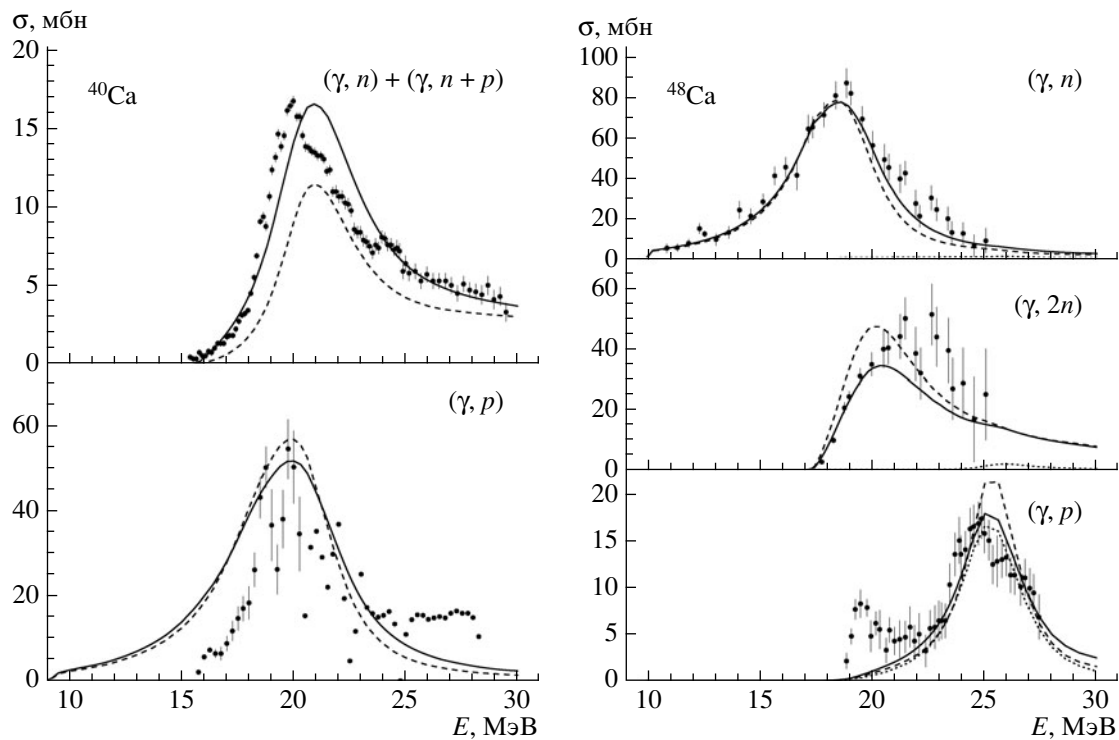


Рис. 8. Сечения фотонуклонных реакций на ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca . Экспериментальные данные (точки с ошибками) взяты из работ [41, 42] для ^{40}Ca и [43] для ^{48}Ca . Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

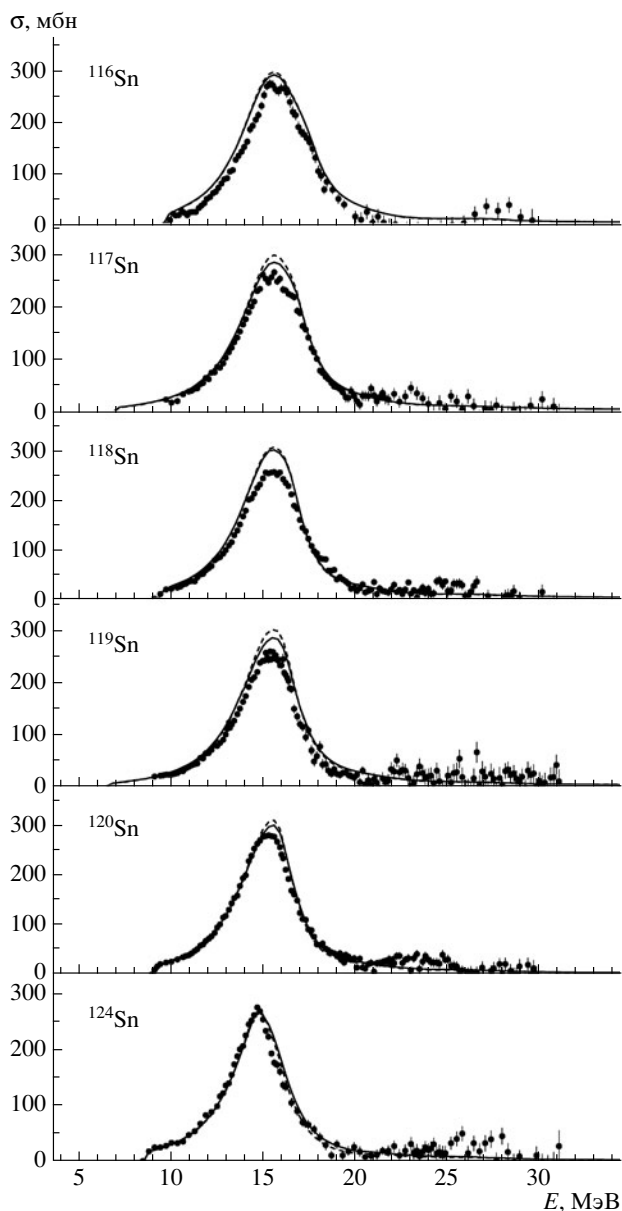


Рис. 9. Сечения реакции $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ на изотопах олова $^{116-120,124}\text{Sn}$ в области ГДР. Экспериментальные данные из [44]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

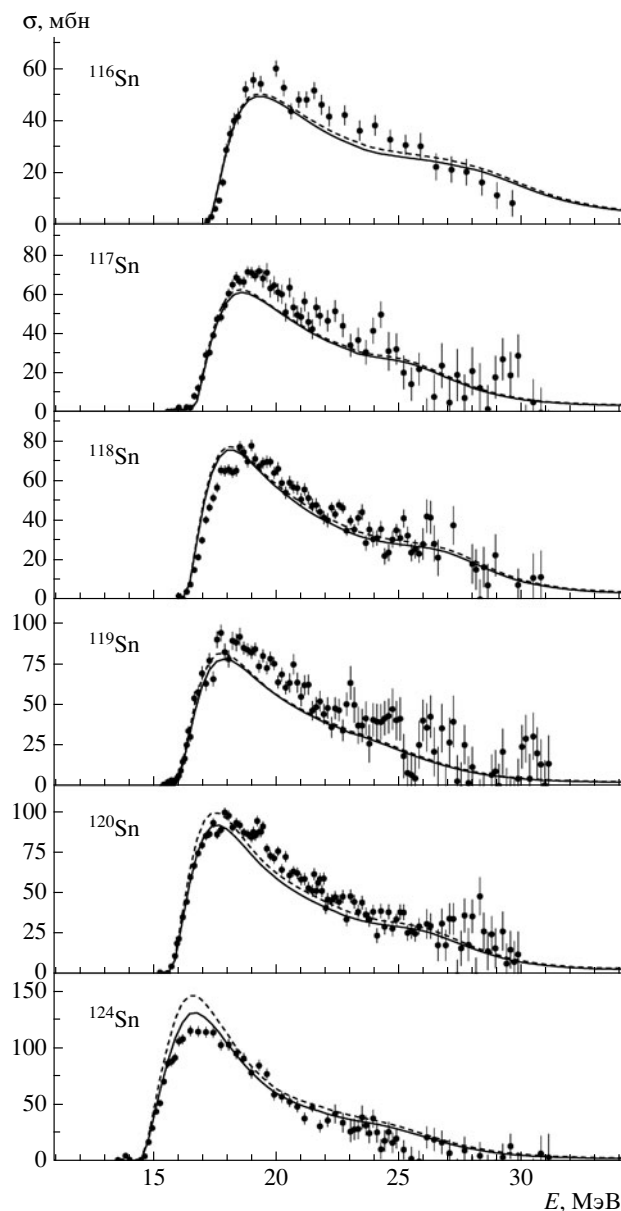


Рис. 10. Сечения реакции $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ на изотопах олова $^{116-120,124}\text{Sn}$ в области ГДР. Экспериментальные данные из [44]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

7.2. Нейтронный фотоэффект вблизи нижней и протонный фотоэффект вблизи верхней массовой границы изотопного ряда

На рис. 4 показаны фотонейтронные спектры для сверх нейтронно-дефицитных ядер ^{35}Ca и ^{102}Sn , вычисленные с учетом и без учета структуры входного состояния. Приведенные данные свидетельствуют о том, что основная доля фотонейтронов в энергетической области $E_\gamma \lesssim 25$ МэВ испускается из этих ядер непосредственно из входного дипольного состояния (полу-

прямой фотоэффект). Видно также, что учет структуры входного состояния существенно увеличивает выход полупрямых фотонейтронов, что приводит к значительному возрастанию предсказываемой теорией величины сечения реакции (γ, n) . Последнее обстоятельство иллюстрирует рисунок 5. Наблюдаемый на этом рисунке максимум сечения реакции $^{35}\text{Ca}(\gamma, n)$, расположенный при энергии $E_\gamma \sim 26$ МэВ, обусловлен полупрямыми фотонейтронами, испускаемыми $T_>$ -компонентой ГДР в ^{35}Ca .

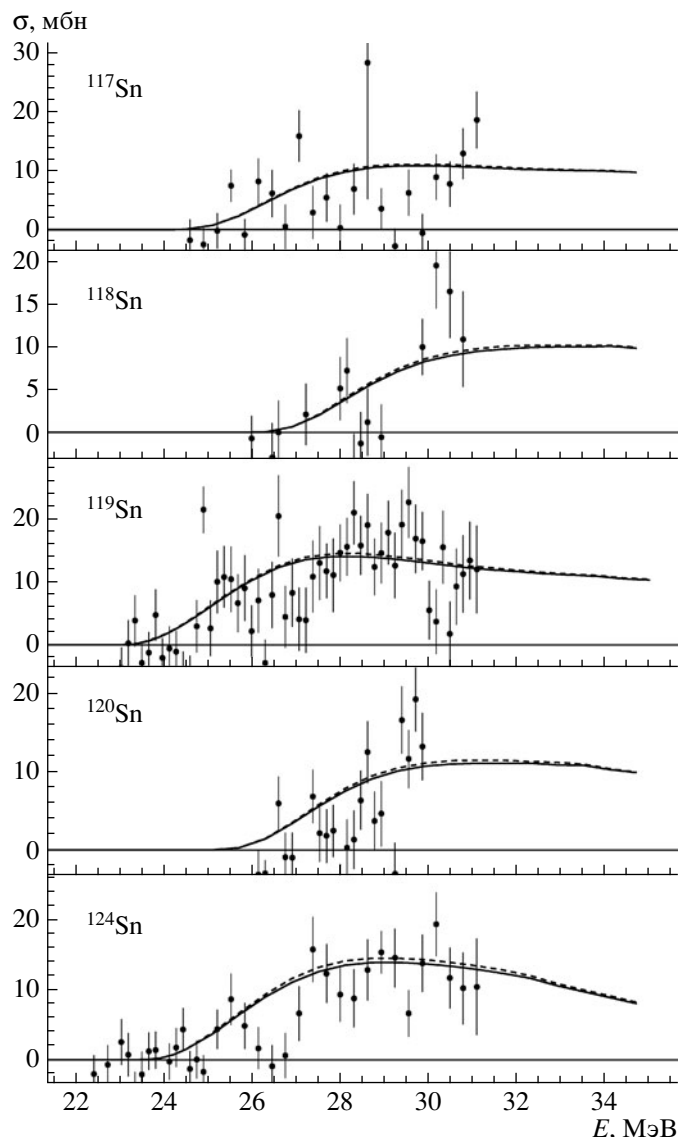


Рис. 11. Сечения реакции $(\gamma, 3n)$ на изотопах олова $^{117-120,124}\text{Sn}$ в области ГДР. Экспериментальные данные из [44]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

К аналогичным выводам можно прийти, анализируя данные расчетов фотопротонных реакций для изотопов кальция и олова с большим дефицитом протонов, расположенных вблизи верхней массовой границы изотопного ряда. Приведенные на рис. 6 фотопротонные спектры для ядер ^{56}Ca и ^{134}Sn указывают на доминирование прямого фотозффекта при $E_\gamma \lesssim 25$ МэВ, которое значительно сильнее проявляется, если учитывается структура входного дипольного состояния. Рисунок 7, на котором показаны сечения реакций $^{56}\text{Ca}(\gamma, p)$ и $^{134}\text{Sn}(\gamma, p)$, подтверждает, что игнорирование структуры входного состояния приводит к занижению величины теоретического сечения реакции

(γ, p) в ядрах с большим дефицитом протонов. Из этого рисунка также видно, что сечение реакции $^{56}\text{Ca}(\gamma, p)$ в значительной мере обусловлено эмиссией полупрямых фотопротонов в $T_>$ -канале реакции. Для ядра ^{134}Sn подобный эффект не наблюдается, что объясняется крайней малостью $T_>$ -компоненты ГДР в этом ядре (см. выше).

7.3. Сравнение с экспериментальными данными

Большая часть сведений о фотонейтронных реакциях в области ГР ($E_\gamma \lesssim 30$ МэВ) была получена в 1960-х—начале 1970-х годов при регистрации (замедленных) нейтронов, испускаемых под

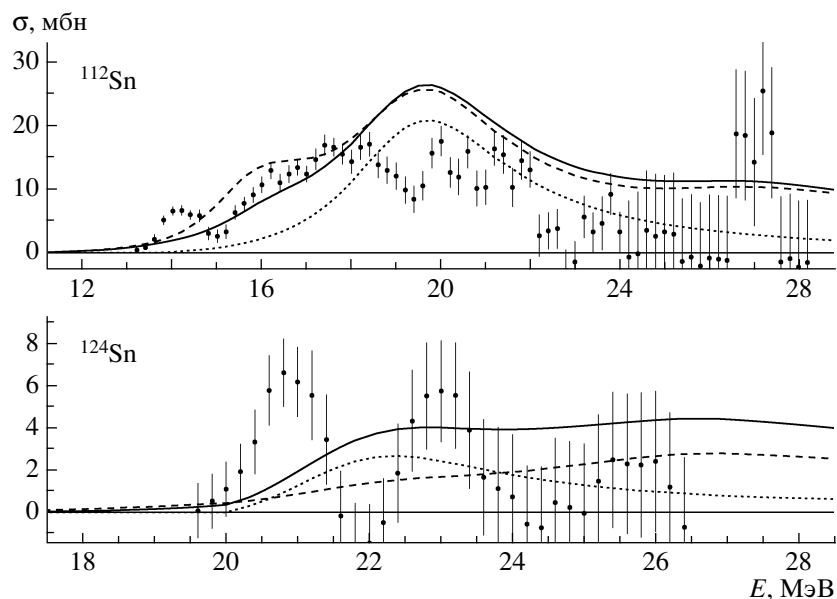


Рис. 12. Сечения реакции $(\gamma, p) + (\gamma, n + p)$ на изотопах олова ^{112}Sn и ^{124}Sn в области ГДР. Экспериментальные данные из [45]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

действием тормозного и квазимонохроматического γ -излучения. Экспериментальные фотонейтронные сечения, найденные разными авторами, нередко отличаются друг от друга не только деталями структуры, но даже и величиной, что вполне объяснимо, поскольку квазимонохроматические измерения, выполненные в Ливерморе (США) и Сакле (Франция), имеют недостаточно высокое энергетическое разрешение, а в измерениях на тормозном пучке приходится решать неустойчивую обратную задачу при вычислении сечения реакции из фотонейтронной кривой выхода. Кроме того, и в том и в другом случае возникают большие трудности при разделении выходов фотонуклонных реакций различной множественности. Еще хуже обстоит дело с фотопротонными данными. Для средних и среднетяжелых ядер имеются только единичные измерения сечений реакции (γ, p) , что объясняется трудностью набора статистики из-за подавления выхода протонов кулоновским барьером.

Следует также иметь в виду, что измерения 1960–1970-х годов проводились только для β -стабильных или достаточно долго живущих β -радиоактивных ядер, далеких от массовых границ изотопных рядов, что ограничивает возможности сопоставления теоретических и экспериментальных данных.

Сравнение теоретических и экспериментальных фотонуклонных сечений проводится на рис. 8–12. Как видно из этих рисунков, результаты расчетов в целом неплохо согласуются с экспериментальными данными (особенно если принять во внима-

ние известную неопределенность последних). На всех рисунках экспериментальным данным отвечают точки с указанием оцененных авторами ошибок, сплошными и штриховыми кривыми показаны полные сечения реакций, вычисленные соответственно с учетом и без учета структуры входного дипольного состояния, точечные кривые указывают вклад в полное сечение реакции (вычисленное с учетом структуры входного состояния) $T_{>}$ -компоненты реакции.

Анализ приведенных данных показывает, что в области β -стабильных изотопов кальция и олова (исключая описание реакций $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)$ и $^{124}\text{Sn}(\gamma, p)$) учет структуры входного дипольного состояния не оказывает существенного влияния на результаты расчета. Это говорит о том, что в рассматриваемой области основная масса фотонуклонов испускается на испарительной стадии реакции. Эти данные также иллюстрируют важность учета $T_{>}$ -канала реакции при описании фотопротонных сечений.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты работы.

1. Сформулирована новая версия развитой ранее комбинированной модели фотонуклонных реакций, позволяющая учесть влияние изоспинового расщепления и оболочечной структуры входного дипольного состояния на фотонуклонные реакции в “умеренно легких” и средних ядрах в энергетической области $E_{\gamma} \lesssim 30$ МэВ.

2. В рамках этой модели была изучена динамика изменения свойств фотонуклонных реакций при переходе от нейтронно-дефицитных к нейтронно-избыточным изотопам кальция и олова.

3. Показано, что учет структуры входного дипольного состояния играет важную роль при описании фотонуклонных реакций вблизи нижней и верхней массовых границ изотопных рядов $^{35-56}\text{Ca}$ и $^{102-134}\text{Sn}$, так как нуклоны, принадлежащие к дефицитной фракции ядра, испускаются вблизи этих границ преимущественно непосредственно из входного состояния (полупрямой фотоэффект).

4. Из проведенных расчетов можно сделать вывод, что в области β -стабильных изотопов кальция и олова основная масса фотонуклонов испускается на испарительной стадии реакции.

5. Проведенные расчеты также демонстрируют важность учета изоспиновых эффектов при описании фотонуклонных реакций.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и частично поддержана грантом РФФИ № 13-02-00124. Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам отдела за ценные консультации и обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Bohr, *Nature* **137**, 344 (1936).
2. J. M. Laget, *Nucl. Phys. A* **312**, 265 (1978).
3. J. M. Laget, in *Lecture Notes in Physics, Vol. 137*, Ed. by H. Arenhovel and A. M. Saruis (Springer, Berlin, 1981), p. 148.
4. Дж. Браун, *Единая теория ядерных моделей и сил* (Атомиздат, Москва, 1970), с. 287.
5. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем* (Наука, Москва, 1983), с. 420.
6. B. Buck and A. D. Hill, *Nucl. Phys. A* **95**, 271 (1967).
7. S. Kamerdzhiev *et al.*, *Nucl. Phys. A* **555**, 90 (1993).
8. С. П. Камерджиев и др., *ЭЧАЯ* **28**, 333 (1997) [*Phys. Part. Nucl.* **28**, 134 (1997)].
9. V. A. Rodin and M. H. Urin, *Phys. Rev. C* **66**, 064608 (2002).
10. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2, с. 437.
11. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЭЧАЯ* **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
12. J. S. Levinger, *Phys. Rev.* **84**, 43 (1951); *Phys. Lett. B* **82**, 181 (1979).
13. M. B. Chadwick *et al.*, *Phys. Rev. C* **44**, 814 (1991).
14. G. Colò *et al.*, *Phys. Lett. B* **485**, 362 (2000).
15. S. Shlomo and A. I. Sanzhur, *Phys. Rev. C* **65**, 044310 (2002).
16. M. L. Gorelik, I. V. Safonov, and M. H. Urin, *Phys. Rev. C* **69**, 054322 (2004).
17. М. Л. Горелик, Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, *ЯФ* **69**, 622 (2006) [*Phys. Atom. Nucl.* **69**, 598 (2006)].
18. М. Л. Горелик, М. Г. Урин, *ЯФ* **69**, 1300 (2006) [*Phys. Atom. Nucl.* **69**, 1267 (2006)].
19. C. K. Cline and M. Blann, *Nucl. Phys. A* **172**, 225 (1971).
20. C. K. Cline, *Nucl. Phys. A* **210**, 590 (1973).
21. E. Gadioli, E. Gadioli Erba, and P. G. Sona, *Nucl. Phys. A* **217**, 589 (1973).
22. J. Dobes and E. Beták, *Nucl. Phys. A* **272**, 353 (1976).
23. M. Blann, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 337 (1971).
24. M. Blann, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 757 (1972).
25. M. Blann and H. K. Vonach, *Phys. Rev. C* **28**, 1475 (1983).
26. M. Blann, *Phys. Rev. C* **54**, 1341 (1996).
27. M. Blann and M. B. Chadwick, *Phys. Rev. C* **57**, 233 (1998).
28. H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin, *Ann. Phys. (N. Y.)* **125**, 429 (1980).
29. H. Nishioka, H. A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Ann. Phys. (N. Y.)* **183**, 166 (1988).
30. A. J. Koning and M. B. Chadwick, *Phys. Rev. C* **56**, 970 (1997).
31. C. Kalbach, *J. Phys. G* **21**, 1519 (1995).
32. A. J. Koning and M. C. Duijvestijn, *Nucl. Phys. A* **744**, 15 (2004).
33. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **72**, 444 (2009) [*Phys. Atom. Nucl.* **72**, 410 (2009)].
34. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **74**, 21 (2011) [*Phys. Atom. Nucl.* **74**, 19 (2011)].
35. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **76**, 32 (2013) [*Phys. Atom. Nucl.* **76**, 30 (2013)].
36. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **66**, 688 (2003) [*Phys. Atom. Nucl.* **66**, 659 (2003)].
37. J. M. Akkermans and H. Gruppelaar, *Phys. Lett. B* **157**, 95 (1985).
38. J. Kopecky and M. Uhl, *Phys. Rev. C* **41**, 1941 (1990).
39. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
40. B. Goulard and S. Fallieros, *Can. J. Phys.* **45**, 3221 (1967).
41. A. Veyssiere *et al.*, *Nucl. Phys. A* **227**, 513 (1974).
42. Б. И. Горячев и др., *ЯФ* **7**, 944 (1968) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **7**, 567 (1968)].
43. G. J. O'Keefe *et al.*, *Nucl. Phys. A* **469**, 239 (1987).
44. S. C. Fultz *et al.*, *Phys. Rev.* **186**, 1255 (1969).
45. Ю. И. Сорокин и др., *ЯФ* **14**, 1118 (1971) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **14**, 622 (1971)].

A MODIFIED VERSION OF THE COMBINED MODEL PHOTONUCLEON REACTIONS

B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin

The paper describes an improved version of the combined model photonucleon reactions which takes into account the influence of structural features of the input dipole state on photonucleon reaction in the energy range $E_\gamma \lesssim 30$ MeV. Compared with the previous version of the model, precise consideration of isospin effects on the pre-equilibrium and evaporation stages of reaction is presented as well as an improved description of the semidirect photoeffect caused by emission of nucleons from the input dipole state. This model was used to study photonucleon reactions on isotopes $^{35-56}\text{Ca}$ and $^{102-134}\text{Sn}$ in the considered energy region.