

P4-2023-41

В. А. Кузьмин¹, Т. В. Тетерева^{1,2}

ОБЫЧНЫЙ ЗАХВАТ МЮОНОВ ЯДРАМИ КАДМИЯ

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобелевца Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Кузьмин В. А., Тетерева Т. В.

P4-2023-41

Обычный захват мюонов ядрами кадмия

Вычислены парциальные и полные скорости обычного захвата мюонов четными изотопами кадмия. Проведено сравнение теоретически полученных скоростей с экспериментальными данными. Вычисленные полные скорости захвата мюонов хорошо согласуются с экспериментальными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2023

Kuz'min V. A., Tetereva T. V.

P4-2023-41

Ordinary Muon Capture by Cadmium Nuclei

The partial and total rates are calculated for the ordinary muon capture by even cadmium isotopes. The theoretical rates are compared with experimental data. The theoretical total rates of muon capture agree with the experimental ones well.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2023

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе приведены результаты расчетов скоростей обычного захвата мюонов (ОЗМ) ядрами четных изотопов кадмия. Вычисленные полные скорости ОЗМ сопоставляются с опубликованными экспериментально полученными данными [1, 2].

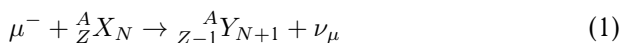
В эксперименте по захвату мюонов ядром ^{106}Cd [1, 2] измерялись парциальные и полные скорости ОЗМ. Авторы этих работ извлекали скорости захвата из временной зависимости числа фотонов, которые испускались при γ -распаде возбужденных состояний ядер, образовавшихся после поглощения остановившегося мюона ядром-мишенью. Такая методика не позволяет измерить парциальную скорость ОЗМ, при котором дочернее ядро образуется в основном состоянии.

Экспериментальное изучение захвата мюонов ядром ^{106}Cd было мотивировано тем, что в атоме ^{106}Cd возможен процесс двойного K -захвата. Одиночный K -захват в ^{106}Cd запрещен законом сохранения энергии. Наибольший интерес с точки зрения физики нейтрино представляет поиск безнейтринного двойного K -захвата. Поскольку мюон примерно в 200 раз тяжелее электрона, то некоторые из состояний ядра ^{106}Ag , которые заселяются при ОЗМ ядром ^{106}Cd , могут играть роль виртуальных промежуточных состояний при двойном K -захвате.

С точки зрения теоретического исследования слабых процессов в ядрах интерес представляют два связанных между собой вопроса: 1) насколько хорошо расчеты в зарядово-обменном приближении случайных фаз могут воспроизводить экспериментальные значения интегральных характеристик слабых лептон-ядерных процессов, таких как полные скорости ОЗМ ядрами; 2) сопровождается ли хорошее воспроизведение экспериментальных значений полных скоростей ОЗМ равно хорошим воспроизведением парциальных скоростей. Иначе говоря, будет ли точность расчетов, в которых воспроизводятся скорости ОЗМ, достаточной гарантией надежного описания скоростей бета-распада и K -захвата.

1. ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ОЗМ

Теория захвата остановившихся мюонов атомными ядрами



развита достаточно давно [3, 4]. Общая методика наших расчетов, выбор параметров используемой ядерной модели подробно изложены ранее [5, 6].

Здесь мы приводим только те формулы и результаты, которые необходимы для замкнутого изложения.

Прежде всего, отметим, что скорость захвата мюона, при котором возбуждается k -е состояние дочернего ядра, пропорциональна квадрату энергии вылетевшего нейтрино E_ν :

$$\Lambda_k \sim E_\nu^2,$$

которая примерно равна

$$E_\nu \approx m_\mu \left\{ 1 - \frac{M_f - M_i + E_k^f + \varepsilon_{1S}}{m_\mu} \right\}.$$

Символами M_i и M_f обозначены массы ядра-мишени и конечного ядра соответственно; E_k^f — энергия возбуждения k -го состояния дочернего ядра; ε_{1S} — энергия связи мюона, находящегося на нижайшем уровне в электростатическом поле ядра-мишени. В изотопах кадмия значение ε_{1S} , вычисленное с учетом конечного радиуса распределения заряда ядра, примерно равно 4,8 МэВ. Входящая в числитель величина $E_k \equiv E_k^f + M_f - M_i$ совпадает с энергией перехода из основного состояния ядра-мишени в k -е состояние дочернего ядра, что очень удобно для вычислений в рамках приближения случайных фаз.

Полная скорость захвата мюона ядром вычисляется суммированием парциальных скоростей Λ_k по всем конечным состояниям:

$$\Lambda^{\text{tot}} = \sum_k \Lambda_k.$$

Относительная ошибка в значении Λ_k , вызванная погрешностью вычисления энергии перехода E_k , сравнительно невелика:

$$\frac{\Delta \Lambda_k}{\Lambda_k} \sim \frac{\Delta E_\nu}{E_\nu} \approx \frac{\Delta E_k}{E_\nu} \ll \frac{\Delta E_k}{E_k}, \quad (2)$$

поэтому расчеты, которые правильно воспроизводят основные черты распределения силы соответствующих ядерных переходов по энергии возбуждения, должны с хорошей точностью описывать экспериментальные значения полных скоростей ОЗМ. Заранее можно было ожидать, что полные скорости ОЗМ сложными ядрами, вычисленные на основе зарядово-обменного приближения случайных фаз, будут неплохо согласовываться с экспериментальными данными.

1.1. Скорости ОЗМ, фоновые амплитуды и принцип Паули.

Выполненные в 1990-х гг. [5] и в начале 2000-х гг. [6, 7] расчеты полных скоростей ОЗМ показали, что в средних (^{40}Ca [7], изотопы никеля [5]) и средне-тяжелых (^{90}Zr , изотопы олова) ядрах [6] вычисленные скорости хорошо согласуются с экспериментальными данными. Неожиданным оказалось то, что в более тяжелых ядрах по мере роста избытка нейтронов полная «теоретическая» скорость ОЗМ начинает заметно превышать «экспериментальную» (^{140}Ce [6], ^{208}Pb [6, 7]).

Чтобы выявить возможную причину превышения теоретических Λ^{tot} над экспериментальными в тяжелых ядрах, рассмотрим матричный элемент перехода из основного состояния в k -е возбужденное под действием одночастичного тензорного оператора перехода $O_{JM}t^+$ ранга J (изоспиновый оператор t^+ переводит протон в нейтрон). В приближении случайных фаз (ПСФ) этот матричный элемент равен среднему по квазичастичному вакууму $|0\rangle$ от коммутатора оператора уничтожения фонона и оператора перехода:

$$b_{JM}^+(k) = \langle 0 | [\Omega_{JM,k}, O_{JM}t^+]_- | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{j_p, j_n} \langle j_p || O_{JM}t^- || j_n \rangle (u_{j_n} v_{j_p} \psi_{j_p, j_n}^k + v_{j_n} u_{j_p} \phi_{j_p, j_n}^k). \quad (3)$$

Оператор рождения фонона определяется как суперпозиция операторов рождения и уничтожения двухквазичастичных состояний с определенными значениями полного углового момента J и его третьей проекции M :

$$\Omega_{JM,k}^\dagger = \sum_{j_p, j_n} \left(\psi_{j_p, j_n}^k [\alpha_{j_p}^\dagger \times \alpha_{j_n}^\dagger]_{JM} + (-1)^{J-M} \phi_{j_p, j_n}^k [\alpha_{j_p}^\dagger \times \alpha_{j_n}^\dagger]_{J,-M} \right).$$

Под знаком суммы в правой части равенства (3) стоит приведенный матричный элемент оператора перехода $\langle j_p || O_{JM}t^- || j_n \rangle$ (t^+ и t^- обозначают повышающий и понижающий изоспиновые операторы), умноженный на сумму произведений фононных амплитуд и коэффициентов специального преобразования Боголюбова

$$a_{j_\tau, m_\tau} = u_{j_\tau} \alpha_{j_\tau, m_\tau} + (-1)^{j_\tau - m_\tau} v_{j_\tau} \alpha_{j_\tau, -m_\tau}^\dagger, \quad \tau = n, p.$$

Коэффициент u_{j_τ} равен амплитуде вероятности того, что одночастичные состояния подболочки j_τ в квазичастичном вакууме свободны. Здесь j_τ обозначает номер подболочки и одновременно полный угловой момент входящего в нее одночастичного состояния. Внутри подболочки одночастичные состояния различаются значениями третьей проекции углового момента m_τ .

По мере роста числа нейтронов, например в ^{140}Ce и ^{208}Pb , для значительной части двухквазичастичных состояний (j_p, j_n) принцип Паули препятствует возбуждению двухквазичастичных состояний типа нейтронная частица — протонная дырка из квазичастичного вакуума и переход происходит за счет корреляций в основном состоянии посредством уничтожения пары типа нейтронная дырка — протонная частица в четырехквазичастичной примеси в волновой функции основного состояния. В рамках приближения случайных фаз процесс уничтожения двухквазичастичной пары в волновой функции основного состояния неявно учитывается с помощью обратных фононных амплитуд ϕ_{j_p, j_n}^k . В уравнении (3) этот механизм проявляется следующим образом. С ростом числа нейтронов коэффициент u_{j_n} стремится к нулю и подавляет вклад прямых фононных амплитуд ψ_{j_p, j_n}^k в матричный элемент перехода. Тем самым усиливается зависимость

$b_{JM}^+(k)$ от слагаемых, содержащих обратные фононные амплитуды ϕ_{j_p, j_n}^k . Стоящие при них коэффициенты v_{j_n} приближаются к единице. Заметное превышение теоретических полных скоростей ОЗМ над экспериментальными может говорить о том, что точность неявного учета корреляций в основном состоянии, реализуемого в ПСФ, недостаточна в ситуации, когда вклад прямого перехода подавлен. Прежде всего, принцип Паули сказывается на переходах гамов-теллеровского типа $O_{JM}t^+ \sim j_0 \left(\frac{E_\nu r}{\hbar c} \right) \sigma_M t^+$, относительный вклад которых в полную скорость ОЗМ заметно растет по мере увеличения массы ядра [6].

Таким образом, значительное превышение теоретических полных скоростей ОЗМ в тяжелых ядрах над экспериментальными скорее указывает на ограничение применимости приближения случайных фаз, чем на перенормировку аксиально-векторной константы слабого нуклонного тока, разные варианты которой обсуждаются в публикациях [8, 9].

1.2. Параметры модели ядра. В расчетах мы использовали гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра, подробно рассмотренный в работе [10]. Гамильтониан содержит одночастичные феноменологические потенциалы среднего поля и монопольные спаривательные взаимодействия (независимые для нейтронов и протонов) и остаточные частично-дырочные взаимодействия

$$H_M = \sum_{\tau=n,p} H_0(\tau) + H_{\text{res}},$$

$$H_0(\tau) = \sum_{j_\tau, m_\tau} E_{j_\tau} a_{j_\tau, m_\tau}^\dagger a_{j_\tau, m_\tau} -$$

$$- \frac{G_\tau}{4} \sum_{j'_\tau, m'_\tau, j_\tau, m_\tau} (-)^{j'_\tau - m'_\tau + j_\tau - m_\tau} a_{j'_\tau, m'_\tau}^\dagger a_{j'_\tau, -m'_\tau}^\dagger a_{j_\tau, -m_\tau} a_{j_\tau, m_\tau}.$$

В модели используются сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные остаточные взаимодействия:

$$H_{\text{res}} = -\frac{1}{2} \sum_{J,M} (\chi_0^J + \chi_1^J(\tau_1 \cdot \tau_2)) Q_{JM}^\dagger(1) Q_{JM}(2) -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{L,J,M} (\chi_0^{LJ} + \chi_1^{LJ}(\tau_1 \cdot \tau_2)) Q_{LJM}^\dagger(1) Q_{LJM}(2).$$

Здесь χ_0^J и χ_1^J (χ_0^{LJ} и χ_1^{LJ}) есть изоскалярные и изовекторные эффективные константы мультипольных (спин-мультипольных) остаточных взаимодействий. Раскладывая скалярное произведение изотопических матриц Паули, выделяем в остаточном взаимодействии нейтральный и зарядово-обменный каналы:

$$\chi_0^{LJ} + \chi_1^{LJ}(\tau_1 \cdot \tau_2) = (\chi_0^{LJ} + 4\chi_1^{LJ}t_1^0 t_2^0) + \chi_1^{LJ}(t_1^- t_2^+ + t_1^+ t_2^-).$$

Одночастичные мультипольные и спин-мультипольные операторы остаточного взаимодействия принимают вид

$$Q_{JM}^\dagger = \sum_{jmt_3, j'm't'_3} \langle j'm't'_3 | i^J f_J Y_{JM} \rho | jmt_3 \rangle a_{j'm't'_3}^\dagger a_{jmt_3},$$

$$Q_{LJM}^\dagger = \sum_{jmt_3, j'm't'_3} \langle j'm't'_3 | i^L f_{LJ} [Y_L, \sigma]_{JM} \rho | jmt_3 \rangle a_{j'm't'_3}^\dagger a_{jmt_3}.$$

Здесь символами ρ обозначены или единичный оператор, или один из операторов t^0 , t^+ , t^- , который действует на изотопические координаты нуклонов.

Для расчетов состояний естественной четности с угловым моментом J применялись мультипольные и спин-мультипольные остаточные взаимодействия, содержащие операторы Q_{JM}^\dagger и Q_{JJM}^\dagger . Состояния аномальной четности вычислялись с использованием центральных спин-мультипольных остаточных взаимодействий, содержащих операторы $Q_{(J-1)JM}^\dagger$ и $Q_{(J+1)JM}^\dagger$. Функции $f_J(r)$ и $f_{LJ}(r)$ — радиальные факторы операторов остаточного взаимодействия — выбраны в виде производной центральной части потенциала среднего поля по радиусу.

Эффективные константы мультипольных и спин-мультипольных остаточных взаимодействий подбираются так, чтобы описать некоторый набор экспериментальных данных. В рамках приближения случайных фаз состояния нечетно-нечетных ядер рассматриваются как суперпозиции зарядово-обменных частично-дырочных возбуждений над четно-четным остовом, поэтому при их описании используются только изовекторные остаточные взаимодействия. В то же время энергии возбужденных состояний атомных ядер и структура этих состояний зависят как от изовекторных, так и от изоскалярных остаточных взаимодействий. Положение уровней нечетно-нечетного ядра и их структура определяются взаимодействием нечетных (неспаренных) нейтрона и протона друг с другом и с коллективными колебаниями четно-четного остова.

Таким образом, от расчетов в приближении случайных фаз нельзя ожидать хорошего описания спектроскопии нечетно-нечетных ядер. Можно надеяться только на приближенное воспроизведение распределения силы зарядово-обменных переходов по энергиям возбуждения (силовой функции). Правда, неравенство (2) показывает, что для задачи вычисления скоростей мя-захвата такая точность расчета силовой функции будет достаточной.

Имеется сравнительно немного экспериментальных данных, касающихся силовых функций зарядово-обменных возбуждений. В первую очередь, речь идет об энергиях изобарических аналоговых состояний и гигантских гамов-теллеровских резонансов, которые проявляются в реакциях типа (p, n) при промежуточных энергиях. Поскольку экспериментальных данных по энергиям гамов-теллеровских резонансов в изотопах кадмия нет, мы использовали их оценки на основе систематики [11] и выбрали $\varkappa_1^J = -0,18/A$ и $\varkappa_1^{LJ} = -0,28/A$ для всех используемых J и LJ .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В наших расчетах использовано «свободное» значение аксиально-векторной константы слабого нуклонного тока $g_A = -1,24$, а псевдоскалярная константа равна $g_P = 7g_A$.

2.1. Полные скорости ОЗМ. В табл. 1 представлены экспериментальные данные о полных скоростях ОЗМ изотопами кадмия и результаты наших расчетов Λ^{tot} для четных изотопов кадмия. Для сравнения в столбцах «G. P.» приводятся феноменологические оценки полных скоростей ОЗМ, полученные по методу Гоуларда–Примакова для двух наборов параметров, подобранных в работе [12]. В табл. 1 также приведена распространенность стабильных изотопов кадмия в природе, взятая с сайта National Nuclear Data Center [13].

Сопоставление с экспериментальными данными показывает, что наши расчеты немного недооценивают полную скорость захвата мюонов ядром ^{106}Cd , неплохо согласуются с экспериментом в случае $^{110,112,116}\text{Cd}$ и несколько превышают экспериментальное значение в ^{114}Cd — ядре с максимальным избытком нейтронов. Это согласуется с замечанием о роли нейтронного избытка и принципа Паули, приведенным в разд. 1. Проверка показала, что 5%-е увеличение (уменьшение) абсолютного значения эффективных констант остаточных взаимодействий приводит к $\sim 2\%$ -му уменьшению (увеличению) Λ^{tot} .

Из табл. 1 видно, что феноменологические оценки правильно воспроизводят уменьшение полной скорости ОЗМ с ростом числа нейтронов в ядре-мишени, но заметно переоценивают Λ^{tot} в ^{106}Cd . Просуммировав феноменологические оценки Λ^{tot} , предварительно умноженные на распространенность изотопов, получим полную скорость захвата мюонов в натуральной смеси изотопов, которую можно сравнить с экспериментальным значением $(10,61 \pm 0,18) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, извлеченным из измерений времени

Таблица 1. Полные скорости захвата мюонов изотопами Cd (в 10^6 c^{-1})

Ядро-мишень	Распространенность, %	Эксперимент		G. P.		Расчет
		[1]	[2]	a	b	
^{106}Cd	1,25	13,7(1)	13,28(7)	15,8	15,7	13,1
^{108}Cd	0,89	—	—	14,3	14,2	12,1
^{110}Cd	12,49	10,9(3)	10,11(75)	12,9	12,8	11,1
^{111}Cd	12,80	10,5(1)	—	12,2	12,1	—
^{112}Cd	24,13	10,0(3)	9,600(5)	11,5	11,4	10,2
^{113}Cd	12,22	—	—	10,9	10,8	—
^{114}Cd	28,73	9,8(2)	9,380(11)	10,2	10,1	9,32
^{116}Cd	7,49	9,3(3)	8,86(15)	9,0	8,9	9,27
$^{\text{nat}}\text{Cd}$	100,00	—	—	11,2	11,1	$\sim 10,0$

жизни мюонных атомов [12]. Видно, что феноменологические оценки превышают экспериментальное значение.

С помощью приближения случайных фаз мы можем вычислить скорости ОЗМ только четно-четными ядрами. Если оценить полную скорость ОЗМ в изотопах с нечетным числом нейтронов как полусумму полных скоростей ОЗМ соседними четно-четными ядрами, то получим теоретическое значение Λ^{tot} для натуральной смеси изотопов, приведенное в табл. 1 (в правом нижнем углу). Эта оценка оказывается немного ниже экспериментального значения.

2.2. Распределения скоростей ОЗМ по спину и энергии состояний конечных ядер. Как отмечалось выше, не следует прямо сопоставлять «экспериментальные» энергии низколежащих возбужденных состояний нечетно-нечетных ядер с энергиями, вычисленными в зарядово-обменном приближении случайных фаз. Поэтому можно проанализировать только некоторые общие характеристики.

В табл. 2 представлены вероятности заселения в ОЗМ состояний с определенными значениями спина и четности:

$$R(J^\pi) = \frac{1}{\Lambda^{\text{tot}}} \sum_{k: J_k = J, \pi_k = \pi} \Lambda_k. \quad (4)$$

Из этой таблицы видно, что наиболее вероятным оказывается заселение состояний с $J^\pi = 1^-$, прежде всего, благодаря спин-дипольным переходам. За ними идут состояния 1^+ .

Таблица 2. Значения $R(J^\pi)$, вычисленные для захвата мюонов четными изотопами Cd и округленные до 1 % (в процентах)

Ядро-мишень	J^π											
	0 ⁺	0 ⁻	1 ⁺	1 ⁻	2 ⁺	2 ⁻	3 ⁺	3 ⁻	4 ⁺	4 ⁻	5 ⁺	5 ⁻
¹⁰⁶ Cd	5	1	23	34	12	15	7	2	0	1	0	0
¹⁰⁸ Cd	5	1	23	33	13	14	8	2	0	1	0	0
¹¹⁰ Cd	5	1	24	32	13	14	8	2	0	1	0	0
¹¹² Cd	5	1	24	31	13	13	8	2	0	1	0	0
¹¹⁴ Cd	5	1	25	30	14	13	8	2	0	1	0	0
¹¹⁶ Cd	5	1	24	30	14	13	8	2	0	1	0	0

Вероятность возбуждения состояния быстро уменьшается с ростом его спина и становится пренебрежимо малой при $J \geq 6$. В этом результаты расчетов резко расходятся с экспериментальными данными работы [1], согласно которым в ¹⁰⁶Ag обнаружены по одному состоянию с $J^\pi = 6^-$, 7^\pm с вероятностью заселения в мю-захвате больше 1 % для каждого и одно состояние 9^+ с вероятностью возбуждения при ОЗМ, превышающей 2%. Мы не можем объяснить эти расхождения теории с экспериментом. Заметим только, что экспериментальные значения спина и четности всех

этих состояний были определены в реакциях с тяжелыми ионами и в реакциях срыва-подхвата [14]. В более поздней работе [2] авторы представили данные по возбуждению в ОЗМ состояний ^{106}Ag с энергиями, не превышающими 1,4 МэВ. В этот диапазон эти состояния с высокими полными моментами не попали.

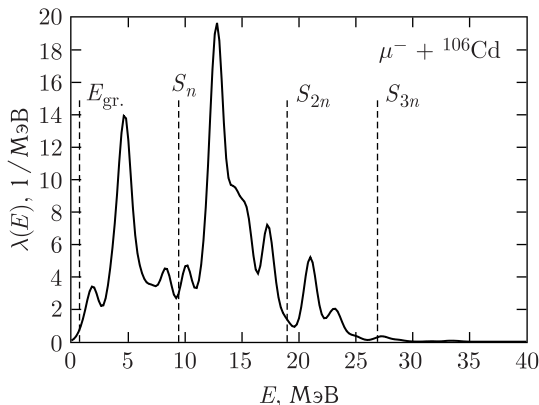
В табл. 3 приведены теоретические вероятности того, что при мю-захвате будут заселены состояния из определенного диапазона энергий возбуждения

$$P(E_1, E_2) = \frac{1}{\Lambda_{\text{tot}}} \sum_{k: E_1 \leq E_k < E_2} \Lambda_k. \quad (5)$$

В качестве границ диапазонов использованы энергии отделения одного, двух и трех нейтронов в дочернем ядре. Энергии отделения вычислены по

Таблица 3. **Распределение скоростей ОЗМ по энергии возбуждений**

Ядро-мишень	E_1 , МэВ	E_2 , МэВ	$P(E_1, E_2)$, %	Вероятности переходов в состояния с определенными J^π , %
^{106}Cd	0,00	8,64	33	16(1 ⁻), 10(2 ⁻), 3(1 ⁺), 2(3 ⁺)
	8,64	18,29	56	18(1 ⁺), 17(1 ⁻), 7(2 ⁺), 5(3 ⁺), 4(0 ⁺), 3(2 ⁻)
	18,29	27,05	10	4(2 ⁺), 2(2 ⁻), 1(1 ⁺), 1(1 ⁻)
	27,05	∞	0,7	
^{108}Cd	0,00	9,43	32	16(1 ⁻), 10(2 ⁻), 2(1 ⁺), 2(3 ⁺)
	9,43	18,96	58	19(1 ⁺), 16(1 ⁻), 8(2 ⁺), 5(3 ⁺), 5(0 ⁺), 4(2 ⁻)
	18,96	26,91	9	4(2 ⁺) 1(1 ⁺), 1(1 ⁻)
	26,91	∞	0,7	
^{110}Cd	0,00	10,21	35	15(1 ⁻), 9(2 ⁻), 6(1 ⁺), 2(3 ⁺)
	10,21	19,40	54	16(1 ⁺), 15(1 ⁻), 8(2 ⁺), 5(3 ⁺), 5(0 ⁺), 3(2 ⁻)
	19,40	26,67	10	4(2 ⁺), 1(1 ⁺), 1(1 ⁻)
	26,67	∞	0,7	
^{112}Cd	0,00	10,94	36	15(1 ⁻), 9(2 ⁻), 7(1 ⁺), 2(3 ⁺)
	10,94	19,77	54	16(1 ⁺), 15(1 ⁻), 8(2 ⁺), 5(3 ⁺), 5(0 ⁺), 3(2 ⁻)
	19,77	26,58	10	4(2 ⁺), 1(1 ⁻), 1(1 ⁺)
	26,58	∞	0,7	
^{114}Cd	0,00	11,57	37	14(1 ⁻), 10(2 ⁻), 7(1 ⁺), 3(3 ⁺)
	11,57	20,09	53	16(1 ⁺), 14(1 ⁻), 9(2 ⁺), 5(3 ⁺), 5(0 ⁺), 2(2 ⁻)
	20,09	26,52	9	4(2 ⁺), 2(1 ⁻), 1(1 ⁺)
	26,52	∞	0,7	
^{116}Cd	0,00	12,31	53	28(1 ⁻), 10(2 ⁻), 7(1 ⁺), 6(3 ⁺)
	12,31	20,44	41	16(1 ⁺), 13(2 ⁺), 5(0 ⁺), 3(3 ⁺), 2(2 ⁻)
	20,44	26,41	5	2(1 ⁻), 1(1 ⁺), 1(3 ⁻)
	26,41	∞	0,7	



Силовая функция ОЗМ в ^{106}Cd . Энергии отсчитываются от основного состояния ядра-мишени. Вертикальными линиями отмечены экспериментальные энергии основного состояния ядра ^{106}Ag и энергии отделения от ^{106}Ag одного, двух и трех нейтронов

экспериментальным значениям атомных масс [15]. В табл. 3 и на рисунке они отсчитываются от основного состояния ядра-мишени. Символ « ∞ » означает, что в диапазон включены все состояния, энергия которых превышает соответствующее E_1 . Из табл. 3 видно, что наибольшая вероятность заселения приходится на интервал между энергиями отделения одного и двух нейтронов.

Также в табл. 3 показаны суммарные теоретические вероятности возбуждения для состояний с определенными J^π , находящимися в данном интервале энергий. В ^{116}Cd половина случаев мю-захвата приводит к возбуждению связанных состояний. Это вызвано тем, что в ^{116}Ag почти все состояния 1^- , заселяемые в мю-захвате, имеют вычисленную энергию ниже энергии отделения нейтрона.

Если предположить, что вылет нейтронов из ядра происходит всегда, когда ядро получает достаточно энергии, то значения $P(0, S_n)$ можно использовать как оценки вероятности реакций ${}^A\text{Cd}(\mu, \nu){}^A\text{Ag}_{\text{gr.st.}}$ и ${}^A\text{Cd}(\mu, \nu\gamma){}^A\text{Ag}$, в которых дочернее ядро образуется в основном и связанном состояниях, $P(S_n, S_{2n})$ дают вероятность процесса ${}^A\text{Cd}(\mu, \nu n){}^{A-1}\text{Ag}$, в котором захват мюона сопровождается вылетом одного нейтрона и т. д.

Авторы работы [2] обнаружили, что γ -кванты от распада возбужденных состояний ядра ^{106}Ag появляются в $(14 \pm 2)\%$ случаев ОЗМ в ядре ^{106}Cd . Это значительно меньше теоретического значения, приведенного в табл. 3. Правда, в эти 14% не входят случаи захвата мюонов, при которых дочернее ядро образуется в основном состоянии. По нашим расчетам их вероятность равна 2%.

Переходы, заселяющие связанные состояния 1^+ в ядре ^{106}Ag , происходят в 3% случаев захвата мюонов. Согласно нашим расчетам состояния с энергиями возбуждения до 2 МэВ (отсчет от основного состояния ядра

^{106}Ag) заселяются в 7% случаев, до 3 МэВ — в 17% и до 4 МэВ — в 23% случаев. γ -Квантов с энергиями более 3,5 МэВ, возникающих при распаде возбужденных состояний дочерних ядер, в эксперименте [1, 2] не наблюдалось.

На рисунке представлена нормированная на единицу усредненная плотность вероятности заселения в мю-захвате ядром ^{106}Cd состояний с определенной энергией:

$$\lambda(E) = \frac{1}{\Lambda_{\text{tot}}} \sum_k \Lambda_k \rho(E_k - E), \quad \rho(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{x^2 + (\Delta/2)^2}.$$

Параметр усреднения равен $\Delta = 0,5$ МэВ. Из этого рисунка видно, что значительная часть случаев захвата мюона с образованием связанного состояния дочернего ядра (энергия возбуждения меньше S_n) приходится на состояния с энергиями более 3 МэВ. Также из рисунка видно, что максимумы силовой функции находятся между границами областей E_1 и E_2 (см. табл. 3). Поэтому небольшие изменения границ областей не приведут к значительному перераспределению вероятностей захвата по энергиям возбуждения.

Таким образом, хотя результаты расчетов вдвое переоценивают по сравнению с имеющимися экспериментальными данными вероятность случаев ОЗМ, при которых дочернее ядро ^{106}Cd образуется в связанном состоянии, еще рано говорить о расхождении теории с экспериментом. Необходимо экспериментально проверить возможность образования в реакции $^{106}\text{Cd}(\mu, \nu)^{106}\text{Ag}^*$ состояний с энергией возбуждения более 4 МэВ. Возможно, эти состояния могут распадаться не только путем излучения γ -кванта.

2.3. О вылете других частиц. В легких изотопах серебра с ростом энергии возбуждения первым энергетически возможным процессом становится α -распад, затем — вылет протона, и лишь после этого может быть испущен нейтрон. В табл. 4 приведены энергии отделения нейтронов и протонов и энергии, выделяющиеся в α -распаде четных изотопов Ag, вычисленные по данным работы [15]. Энергии, приведенные в этой таблице, отсчитываются от основных состояний нечетно-нечетных ядер.

Вылету заряженных частиц препятствует кулоновский барьер. Для α -частицы барьер почти вдвое выше барьера, мешающего вылету протона. Но выход протона дополнительно подавлен изотопической инвариантностью ядерных взаимодействий. Проявления этого эффекта были подробно

Таблица 4. Энергии отделения нейтрона и протона и энергия, выделяющаяся при α -распаде основного состояния, в изотопах серебра

Параметр	^{106}Ag	^{108}Ag	^{110}Ag	^{112}Ag	^{114}Ag	^{116}Ag
S_n , МэВ	7,94	7,27	6,81	6,44	5,97	5,73
S_p , МэВ	5,81	6,52	7,14	7,89	6,63	9,44
Q_α , МэВ	-2,59	-3,08	-3,52	-3,98	-4,51	-5,21

изучены в фотоядерных реакциях (см. обзор [16]). Кулоновский барьер и изотопическая инвариантность препятствуют вылету протона. Поскольку в протоноизбыточном ядре ^{106}Ag суммарная кинетическая энергия продуктов α -распада при распаде связанных состояний с энергиями возбуждения вблизи энергии отделения нейтрона превышает 5 МэВ, можно ожидать, что вероятность α -распада этих состояний приблизится к вероятности их γ -распада. Тогда среди γ -квантов, испущенных после захвата мюонов ядрами ^{106}Cd , могут появиться γ -кванты, возникшие при γ -распаде ядра ^{102}Rh .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены аргументы в пользу того, что значительное превышение теоретических полных скоростей захвата мюонов тяжелыми ядрами над экспериментальными может быть вызвано не перенормировкой в ядре аксиально-векторной константы слабого нуклонного тока, а результатом подавления вклада прямых фононных амплитуд в амплитуды зарядово-обменных переходов большим нейтронным избытком благодаря принципу запрета Паули.

Показано, что даже при достаточно грубых предположениях об изовекторных остаточных силах полные скорости ОЗМ среднетяжелыми ядрами могут быть хорошо воспроизведены в рамках зарядово-обменного приближения случайных фаз без какой-либо перенормировки констант слабого нуклонного тока. Поэтому можно заключить, что совокупность данных по полным скоростям ОЗМ указывает на отсутствие перенормировки в ядрах аксиально-векторной константы слабого нуклонного тока.

Из сравнения полученных в данной работе теоретических и имеющихся в публикациях экспериментальных распределений скоростей ОЗМ по энергии возбуждения конечных состояний следует, что воспроизведение в расчетах полных скоростей ОЗМ недостаточно для надежного описания других характеристик процессов слабого взаимодействия лептонов с ядрами.

Авторы выражают свою признательность Д. Р. Зинатулиной, обратившей внимание на экспериментальные данные по захвату мюонов ядрами кадмия. Авторы благодарны А. И. Вдовину и А. В. Сушкову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зинатулина Д. Р., Громов К. Я., Бруданин В. Б., Бриансон Ш., Егоров В. Г., Петитжан К., Фоминых В. И., Чумин В. Г., Ширченко М. В., Ютландов И. А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 783–789.
2. Zinatulina D., Brudanin V., Egorov V., Petitjean C., Shirchenko M., Suhonen J., Yutlandov I. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 024327-1–024327-14.
3. Morita M., Fujii A. // Phys. Rev. 1960. V. 118. P. 606–618.
4. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1978.

5. *Eramzhyan R. A., Kuz'min V. A., Tetereva T. V.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 642. P. 428–448.
6. *Kuz'min V. A., Tetereva T. V., Junker K., Ovchinnikova A. A.* // J. Phys. G: Part. Nucl. 2002. V. 28. P. 665–686.
7. *Kolbe E., Langanke K., Vogel P.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 055502-1–055502-4.
8. *Zinner N. T., Langanke K., Vogel P.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 024326-1–024326-7.
9. *Marketin T., Paar N., Nikšić T., Vretenar D.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 054323-1–054323-8.
10. *Вдовин А. И., Соловьев В. Г.* // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 237–285.
11. *Horen D. J., Goodman C. D., Bainum D. E., Foster C. C., Gaarde C., Goulding C. A., Greenfield M. B., Rapaport J., Taddeucci T. N., Sugarbaker E., Masterson T., Austin S. M., Galonsky A., Sterrenburg W.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 99. P. 383–386.
12. *Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 2212–2224.
13. <http://www.nndc.bnl.gov>
14. *De Frenne D., Negret A.* // Nucl. Data Sheets. 2008. V. 109. P. 943–1102.
15. *Wang M., Audi G., Wapstra A. H., Kondev F. G., MacCormick M., Xu X., Pfeiffer B.* // Chin. Phys. C. 2012. V. 36. P. 1603–2014.
16. *Shoda K.* // Phys. Rep. 1979. V. 53. P. 341–385.

Получено 5 сентября 2023 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 20.09.2023.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 0,82. Тираж 110 экз. Заказ № 60732.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/