

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ПРИ ИНДУЦИРОВАННОМ
ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ**

Студент _____ Н. А. Кривошеев

Научный руководитель,
доц., д.ф.-м.н. _____ А. Л. Барабанов

Научный консультант,
д.ф.-м.н., нач. лаб. _____ М. И. Криворученко

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ПРИ ИНДУЦИРОВАННОМ
ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ**

Студент _____ Н. А. Кривошеев

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., доц. _____ А. Л. Барабанов

Научный консультант,
д.ф.-м.н. _____ М. И. Криворученко

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ А. В. Ломоносов

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
0.1 Бета-распад	3
0.2 Индуцированный электронный захват	4
0.3 Резонансные реакции	6
0.4 Возбуждение атома	6
1 Изучение и выбор резонансных реакций	7
1.1 Отдача ядра	7
1.2 Ширина распада дочернего атома	8
1.3 Электронный захват в материнском атоме	12
1.4 Сечение индуцированного электронного захвата (IEC)	13
1.5 Матричный элемент ЕС/IEC	14
Заключение	15
Список использованных источников	17

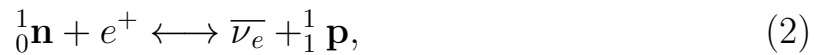
ВВЕДЕНИЕ

0.1 БЕТА-РАСПАД

Бета-распад нейтрона - спонтанное превращение свободного нейтрона в протон с излучением β -частицы (электрона) и электронного антинейтрино:



Имеют место аналогичные реакции



Превращения могут идти в обе стороны, а самое важное, что эти реакции могут протекать не только с нейтронами, но и в общем случае в ядрах, не нарушая известные законы сохранения, например



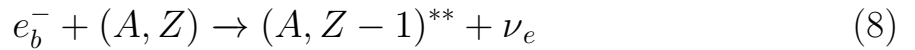
Q-величина или энергия реакции, - важнейшая характеристика бета-распада. Значение Q_{β_-} , или энергия, выделяющаяся во время бета-распада, определяет кинетическую энергию испускаемых бета-частиц и нейтрино. Знание значения Q_{β_-} позволяет предсказать поведение ядра после распада, распределение энергии среди продуктов распада и выяснить вопрос о стабильности изотопов.

$$Q_{\beta_-} = (M_{\text{parent}} - M_{\text{daughter}})c^2, \quad (7)$$

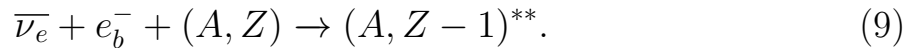
где $M_{\text{parent}}, M_{\text{daughter}}$ - массы родительского и дочернего нейтральных атомов, c - скорость света в вакууме.

0.2 ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ

Электронный захват - захват одним из протонов ядра орбитального электрона, который сопровождается превращением протона в нейтрон с испусканием антинейтрино. Заряд ядра при этом уменьшается на единицу. Чтобы проиллюстрировать описанную методику подсчёта сечения, рассматриваются процессы электронного захвата (ЕС)



и индуцированного электронного захвата (ИЕС).



Это разновидности бета-процессов, происходящих за счет слабого взаимодействия первого порядка. В приведенных схемах e_b - связанный атомный электрон; (A, Z) - материнский атом с массовым числом ядра A и зарядом ядра Z ; $(A, Z - 1)$ - дочерний атом с зарядом ядра $Z - 1$. Звездочки над скобками обозначают возбуждение ядра и/или электронной оболочки. Вылетающее электронное нейтрино процесса ЕС обозначено ν_e , а входящее электронное антинейтрино процесса ИЕС - $\bar{\nu}_e$.

Теоретическое исследование захвата бета-электрона в связанное состояние проводилось в работе [1]. Бета-распад в связанное состояние наблюдался экспериментально для полностью ионизованных ионов ${}^{163}_{66}\text{Dy}_{66+}$ в ловушке тяжелых ионов ESR в GSI, Darmstadt. Время захвата - 47 дней, другие каналы распада отсутствуют [2]. Захват в связанное состояние наблюдался также для иона ${}^{207}\text{Tl}_{81+}$ [37].

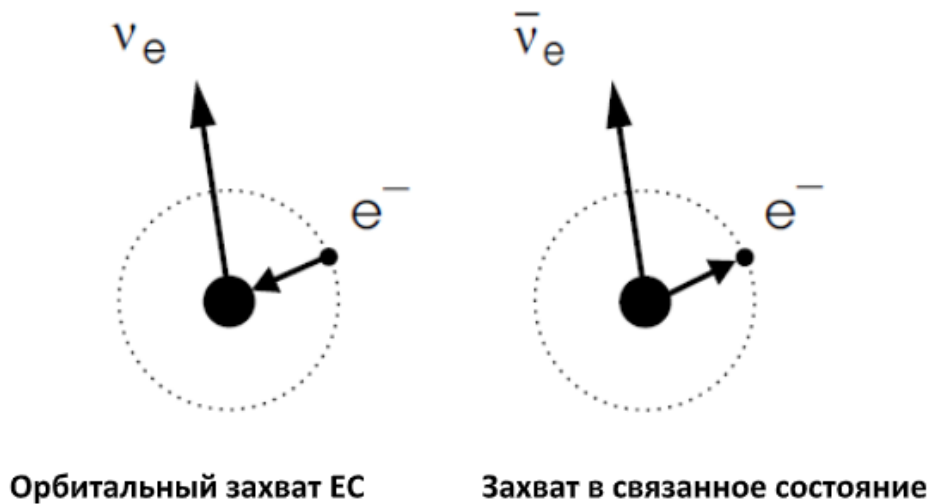


Рисунок 1 — Схематическое представление захвата орбитального электрона ядром (слева). В процессе излучается нейтрино, дочерний атом получает отдачу. Справа – иллюстрация бета-распада с захватом электрона в связанное состояние. Выделенная энергия делится между антинейтрино и дочерним атомом.

Диаграмма ЕС показана на Рис. 1.1, где P_p - четыре-импульс материнского атома, дочерний атом $(A, Z - 1)^{**}$ имеет четыре-импульс P_d . Далее $(A, Z - 1)^{+...+}$ обозначает исходящий «внучатый» атом в основном состоянии - электрически нейтральный ($k_1 = 0$) или ион с зарядом k_1 ($1 \leq k_1 \leq Z - 1$). Распад дочернего атома сопровождается испусканием k_1 оже-электронов, рентгеновских квантов (при де-возбуждении электронной оболочки) и гамма-квантов (при де-возбуждении дочернего ядра). По кроссинговой симметрии амплитуда ЕС связана с амплитудой ИЕС. Диаграмма на рис. 1.1 также описывает ИЕС, если заменить выходящее нейтрино на входящее антинейтрино. С точки зрения теории рассеяния, дочерний атом в процессах ЕС и ИЕС является резонансом, распадающимся на ионы «внучатого» элемента в основном состоянии, электроны и фотоны. Сечения поглощения нейтрино чрезвычайно малы. Чувствительные детекторы для регистрации нейтрино могли бы быть созданы на основе резонансных процессов. Задача № 1 к параграфу 39 [4] о двухуровневой системе показывает элементарно, например, что при наличии вырождения бесконечно малое возмущение приводит к сильному перемешиванию. Данный эффект указывает на то, что в определенных реакциях и при определенных кинематических условиях сечения взаимодействия нейтрино могут значительно

увеличиваться. Известно, например, что безнейтринный двойной электронный захват при выполнении условия вырождения по энергии испытывает значительное резонансное усиление. Этот вопрос исследовался теоретически и экспериментально [5; 6].

0.3 РЕЗОНАНСНЫЕ РЕАКЦИИ

В β -распаде энергетический спектр антинейтрино содержит дискретную компоненту, связанную с возможностью захвата электрона на свободный уровень образованного иона.

При протекании реакции индуцированного электронного захвата у антинейтрино должна быть определенная допустимая энергия, так как оно имеет в своем непрерывном спектре дискретную составляющую, что усложняет описание реакции. У антинейтрино очень маленькое сечение взаимодействия, что вместе с вышесказанным дает возможность оценить, насколько его трудно анализировать, поэтому мы будем подбирать наиболее благоприятные условия, а именно резонансные реакции. Для резонансного захвата необходимо выполнение баланса энергии: энергия антинейтрино должна быть равна сумме энергии, необходимой для электронного захвата, энергии возбуждения ядра и энергии образованной в результате захвата электрона вакансии на электронной оболочке атома.

0.4 ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМА

Иногда может произойти так, что дочернее ядро после бета-распада будет находиться в возбужденном состоянии, что абсолютно схоже и с электронным захватом. Когда так происходит, энергия антинейтрино расходуется частично на саму реакцию и на переход атома в возбужденное состояние. Если энергии будут подобраны специальным образом, то произойдет резонансный индуцированный электронный захват. Именно такие резонансные реакции исследуются, и проводится их отбор в данной дипломной работе.

1 ИЗУЧЕНИЕ И ВЫБОР РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

1.1 ОТДАЧА ЯДРА

После захвата электрона дочернее ядро заберет на себя часть энергии электрона, в виде кинетической энергии. Чтобы не учитывать эту энергию, можно, например, проводить эксперимент в какой-нибудь движущейся относительно наблюдателя системе отсчета со скоростью u , назовем ее скоростью "самолета". Предположим, что скорость мала по сравнению со скоростью света c . M - масса покоя родительского ядра. Запишем законы сохранения:

$$\mathbf{p}_e + \mathbf{p} = \mathbf{p}_\nu,$$
$$\frac{p_e^2}{2m_e} + \frac{p^2}{2M} + Q = p_\nu c,$$

где \mathbf{p}_ν - импульс нейтрино, \mathbf{p} - импульс родительского ядра, m_e - масса электрона, \mathbf{p}_e - его импульс. Захват электрона происходит с K -оболочки из связанного состояния, поэтому можно считать, что $p_e = 0$. Тогда:

$$Q = \frac{p^2}{2M} + p_\nu c$$

Решая это уравнение относительно p , получим:

$$p = M\left(c - \sqrt{c^2 - \frac{4Q}{2M}}\right) = Mc\left(1 - \sqrt{1 - 2\frac{Q}{Mc^2}}\right)$$

Откуда безразмерная скорость искомой системы отсчета равна:

$$\frac{u}{c} = \left(1 - \sqrt{1 - 2\frac{Q}{Mc^2}}\right) \approx \frac{Q}{Mc^2}$$

Например, для ${}^3\text{He}$ величина распада равна $Q = 18.591 \text{ кэВ}$, а масса покоя $Mc^2 = 2.8 \text{ ГэВ}$, тогда скорость нашего "самолета" равна:

$$u \approx 7174 \frac{\text{км}}{\text{ч}}$$

То есть предположение о малости скорости подтвердилось.

1.2 ШИРИНА РАСПАДА ДОЧЕРНЕГО АТОМА

Как было сказано выше, при условии вырождения по энергии происходит смешивание состояний при сколь угодно малом потенциале взаимодействия.

Эта универсальная закономерность теоретически позволяет изучать свойства взаимодействий независимо от их силы. В литературе детально исследовано резонансное усиление в безнейтринном двойном захвате электронов. Известным примером резонансного усиления сечения регистрации антинейтрино является пара атомов тритий - гелий-3. Атом трития испытывает β -распад в связанное состояние, при котором β -электрон захватывается на К оболочку. Тритий превращается в гелий и испускает антинейтрино с фиксированной энергией (18.6 кэВ). В отсутствие отдачи ядра можно было бы создать детектор, состоящий из атомов гелия-3 и регистрирующий практически все пролетающие через него антинейтрино, рожденные в β -распаде трития. Индуцированный электронный захват (iEC) на гелии-3 в режиме резонанса можно осуществить, поместив детектор на движущуюся с определенной скоростью платформу. Эффект Доплера компенсирует потерю энергии реакции, связанную с отдачей ядра. Работа по выявлению реалистичных резонансных пар ведется в Лаборатории теории элементарных частиц совместно с сотрудниками ОФН Курчатовского института. Рассматривается вся таблица элементов, в том числе возбужденные уровни дочерних ядер, и все схемы электронного захвата. Для анализа существующих баз данных используется модификация программы RESONANCE, написанная на языке Фортран. Программа использовалась ранее для поиска резонансных случаев безнейтринного двойного захвата электронов. Для отождествления резонансной пары и оценки фактора усиления требуется знание вероятности β -распада атома в связанное

состояние, и iEC-сечения. Сечение обсуждается в работе [7], однако не в самом общем виде, что затрудняет его использование в программном комплексе RESONANCE.

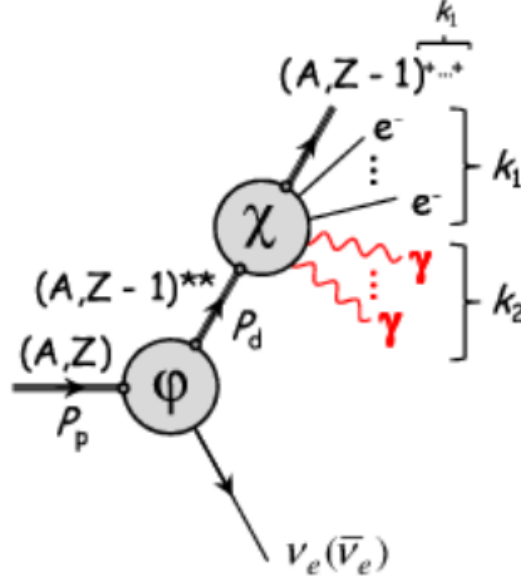


Рисунок 1.1 — Диаграмма, описывающая захват электрона с излучением нейтрино ν_e и iEC, вызванный поглощением антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Процессы электронного захвата и iEC связаны кроссинг-симметрией. (A, Z) — атом, ядро которого имеет массовое число A и заряд Z , $(A, Z)^{**}$ — атом с возбужденной электронной оболочкой и, в общем случае, ядром в некотором возбужденном состоянии. P_p — импульс родительского атома, P_d — импульс нейтрального дочернего атома. Дочернее ядро распадается на ион в основном состоянии зарядом k_1 , k_1 электронов e^- и k_2 рентгеновских фотонов γ . Пропагаторы обозначены сплошными линиями, вершинные функции рождения и распада дочернего ядра обозначены блоками ϕ и χ , соответственно.

Бета-процессы описываются гамильтонианом слабого взаимодействия:

$$H_\beta(x) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} J_h^{-\mu}(x) J_{l\mu}^+(x) + \text{H.c.} \quad (1.1)$$

где $G_\beta = G_F \cos \theta_C$, G_F — константа Ферми, θ_C — угол Кабиббо

$$J_h^{-\mu}(x) = \bar{d}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(x), \quad (1.2)$$

$$J_{l\mu}^+(x) = \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) \quad (1.3)$$

Поля d и u — поля d - и u -кварков. Поля нейтрино и электрона обозначают-

ся ν_e и e соответственно. Ядерный переходный ток, $J_{fi}^{\pm\mu}(x) = \langle f | J_h^{\pm\mu}(x) | i \rangle$ зависит от спина и четности материнского и дочернего ядер, а также от их внутренней структуры, определяемой сильным взаимодействием. Если пренебречь обменными токами, ядерный переходный ток можно представить как сумму нуклонных переходных токов. Амплитуда распада ЕС задается выражением:

$$\begin{aligned} M(q) &= -i \int d^4x \langle f | H_\beta(x) S_{em+strong} | i \rangle \\ &= -i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_p - P_f - q_\nu) F. \end{aligned} \quad (1.4)$$

В нем P_p - четыре-импульс материнского атома, P_f - суммарный четыре-импульс продуктов распада, q_ν - импульс нейтрино. Гамильтониан $H_\beta(x)$ учитывается в первом порядке теории возмущений, а матрица рассеяния $S_{em+strong}$ описывает электромагнитные и сильные взаимодействия. Амплитуда ИЕС имеет тот же вид при замене q на $-q$. Возбужденный дочерний атом $(A, Z-1)^{**}$ рассматривается как резонанс с массой M_d , шириной $\Gamma_d(s)$ и спином J_d (предполагается целым). Это означает, что спин материнского атома J_p должен быть полуцелым. Спин атома складывается из спина ядра и спина электронной оболочки, поэтому спин дочернего ядра - полуцелый. Дочерний атом распадается на k_1 электронов и k_2 фотонов с импульсами p_i ($i = 1, \dots, k$, где $k = k_1 + k_2$), а также на ион «внучатого» атома в основном состоянии с импульсом p_{k+1} . Амплитуда имеет полюс по инвариантной массе s в комплексной плоскости ниже унитарного разреза.

$$s = \left(\sum_{i=1}^{k+1} p_i \right)^2$$

В окрестности полюса амплитуда представляется в резонансной (Брейт-Вигнеровской) форме

$$F = \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \frac{i(-1)^n \Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)}{s - M_d^2 + i\sqrt{s}\Gamma_d(s)} \chi_{\tau_1 \dots \tau_n} \quad (1.5)$$

Вершина $\varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n}$ описывает рождение дочернего атома и нейтрино, а $\chi_{\tau_1 \dots \tau_n}$ - распад дочернего атома. Эти вершины поперечны по P_d , а также сим-

метричны и бесследовы по векторным индексам; это необходимо, чтобы исключить рождение состояний с другими квантовыми числами. Средний множитель - пропагатор дочернего атома; $\Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)$ - проекционный тензор Берендса-Фронсдала.

Ширина распада дочернего атома выражается через квадрат модуля амплитуды распада и $(k+1)$ -частичный фазовый объем

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \frac{1}{2J_d + 1} \int \sum_f \sum_{M_d} |\chi_{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d) \epsilon_{M_d}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)|^2 \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} \quad (1.6)$$

$$\times d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (1.7)$$

Релятивистский фазовый объем задается формулой:

$$d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = \prod_{i=1}^{k+1} \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta^{(4)} \left(P_d - \sum_{i=1}^{k+1} p_i \right) \quad (1.8)$$

В рассматриваемом случае массы оже-электронов берутся равными 0.511 MeV , массы фотонов равны нулю, а масса $(k+1)$ -й частицы соответствует массе «внучатого» атома. Интегрирование по фазовому объему и суммирование по поляризациям конечных частиц позволяет факторизовать тензорную часть выражения выше и свести ее к проекционному тензору Θ и некоторой скалярной функции $\Lambda(s)$.

$$\int \sum_f \chi^{\tau_1 \dots \tau_n} \chi_{\eta_1 \dots \eta_n}^* \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P_d) \Lambda(s) \quad (1.9)$$

В циклическом базисе это приводит к диагональности по квантовым числам и той же неизвестной функции $\Lambda(s)$.

$$\int \sum_f \chi_{J_d M_d} \chi_{J'_d M'_d}^* \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = \delta_{J_d J'_d} \delta_{M'_d M_d} \Lambda(s),$$

Лоренцова структура выражения определяется симметрическими свойствами амплитуды распада. Выполняем суммирование по M_d , используя урав-

нение:

$$\sum_M \epsilon_M^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \epsilon_{\eta_1 \dots \eta_n}^M(P) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \quad (1.10)$$

Учитывая, что $\Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) = 2n+1$, ширина распада принимает форму

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \Lambda(s) \quad (1.11)$$

1.3 ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ В МАТЕРИНСКОМ АТОМЕ

Процесс ЕС возможен при $M_p > M_d$ (см. рис. 1.1). Ширина распада материнского атома Γ_p записывается как интеграл по фазовому объему с Брейт-Вигнеровским знаменателем и суммированием по квантовым числам

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \sum_{M_p} \int \sum_{J_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \frac{\omega^* \omega}{(s - M_d^2)^2 + s \Gamma_d^2(s)} \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} \quad (1.12)$$

$$\times d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) \quad (1.13)$$

где

$$\omega = (-1)^n \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \chi_{\sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{M_d} \varphi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \quad (1.14)$$

Также $m_{k+2} = m_\nu$ - масса нейтрино. Суммирование ведется по проекциям спина материнского атома и по квантовым числам нейтрино (его полный момент, орбитальный момент и проекция). Сумма по f включает поляризации иона «внучатого» атома, оже-электронов и фотонов. Далее предполагается, что электронная оболочка материнского атома заполнена так, что суммарный спин оболочки равен нулю. Тогда спин дочернего атома равен сумме спина ядра j_d и спина электронной «дырки» j , возникшей при захвате электрона. Полный спин J_d может принимать значения от $|j_d - j|$ до $j_d + j$. Эти состояния вырождены по массе (с точностью до тонкого и сверхтонкого взаимодействий), имеют одинаковые ширины и вносят вклад в Γ_p . Вклад состояний с фиксированным J_d , но разными проекциями M_d , складывается когерентно. Спин материнского атома равен спину материнского ядра: $J_p = j_p$. Фазовый объем $(k+2)$ -частичного распада можно разложить на 2-частичный фазовый объем рождения резонанса и нейтри-

но и $(k + 1)$ -частичный фазовый объем распада резонанса, интегрируя по s

$$d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) = \int ds d\Phi_2(M_p, \sqrt{s}, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (1.15)$$

Поскольку ширины $\Gamma_d(s)$ малы по сравнению с другими характерными масштабами, интеграл по s можно вычислить в приближении узкого резонанса. В результате получаем выражения

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d M'_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \varphi_{J_d}^{M_d} \varphi_{J_d}^{*M'_d} \chi_{J_d M_d} \chi_{J_d M'_d}^* \frac{\pi}{M_d \Gamma_d(M_d)} \quad (1.16)$$

$$\times \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} d\Phi_2(M_p, M_d, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(M_d, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (1.17)$$

Далее, после интегрирования по фазовому объему продуктов распада дочернего атома и использования (1.11), ширина Γ_p сводится к следующему выражению, содержащему импульс в системе покоя материнского атома и усреднение по направлениям импульса нейтрино

$$\Gamma_p = \frac{p^*(M_p, M_d, m_\nu)}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \quad (1.18)$$

где

$$p^*(\sqrt{s}, m_1, m_2) = \frac{\sqrt{(s - (m_1 + m_2)^2)(s - (m_1 - m_2)^2)}}{2\sqrt{s}}$$

1.4 СЕЧЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗАХВАТА (ИЕС)

Сечение образования резонанса понимается как полное сечение рождения продуктов его распада. Процесс ИЕС возможен при $M_p < M_d$ и схематически показан на рис. 1.1. Сплошная линия, входящая в вершину χ , соответствует входящему антинейтрину. Выражение для дифференциального (по квантовым числам) сечения σ для неполяризованного материн-

ского атома и неполяризованного антинейтрино:

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p\alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \sum_f \phi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \frac{1}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \quad (1.19)$$

$$\times \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (1.20)$$

В ситуациях, когда в пучке присутствуют правые антинейтрино, сечение следует умножить на 2 (с поправкой порядка m_ν/E_{res}). Интегрирование по фазовому объему продуктов распада дочернего атома дает компактное выражение для σ через $\Gamma_d(s)$ и резонансный знаменатель:

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p\alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \quad (1.21)$$

1.5 МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ЕС/ИЕС

$$\begin{aligned} \sum_{m_\nu} \sum_{m_p} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* &= \frac{G_\beta^2}{2} \frac{1}{2J_t + 1} \sum_{ii'} \sum_{ll' J_t} \langle j_d \| \{ J(r_i, n_i) \otimes Y_l(n_i) \}_{J_t} \| j_p \rangle \\ &\times \langle j_d \| \{ J(r'_{i'}, n'_{i'}) \otimes Y_{l'}(n'_{i'}) \}_{J_t} \| j_p \rangle^* \int \int d\Omega_n d\Omega_{n'} \sum_{mm' M_t} Y_{lm}^*(n) Y_{l'm'}(n') \\ &\times C_{1\kappa lm}^{J_t M_t} C_{1\kappa' l' m'}^{J_t M_t} A_{\kappa\kappa'}(r_i, n, r'_{i'}, n') \end{aligned}$$

Для дальнейших вычислений нужны: волновые функции нейтрино и связанного электрона внутри ядра, матрицы плотности нейтрино и антинейтрино, а также матрица плотности связанного электрона. Матричные элементы процесса принимаются в соответствии с результатами работы [8; 9]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей дипломной работе выполнен расчет iEC сечения для произвольных ядерных переходов $J_p^{PC} \rightarrow J_d^{PC}$ и всех схем электронного захвата. В промежуточном состоянии реакции образуется атом с вакансией в электронной оболочке, то есть резонанс. Дочернее ядро также может перейти в возбужденное состояние. Сечение рождения резонанса, по определению - это сечение рождения продуктов его распада. Соответственно, iEC-процесс описывается диаграммой, представленной на Рис. 1.1. Суммирование по всем продуктам распада позволяет выразить iEC-сечение через единственный дополнительный параметр - ширину резонанса. В общем случае сечение содержит фактор Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{\bar{\nu}_e+(A,Z)\rightarrow(A,Z-1)^{**}} \sim \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)}$$

где $\Gamma_d(s)$ - ширина дочернего атома, M_d - его масса, s - квадрат суммарной энергии в системе центра масс родительского ядра и антинейтрино. В примере с резонансной парой тритий-гелий-3 дочерний атом находится в основном состоянии, поэтому при $s = M_d^2$ сечение обращается в бесконечность, если не учитывать слабые моды распада. После усреднения по энергетическому спектру антинейтрино с включением слабой ширины трития $1/\Gamma_d(s) = 17.8$ лет сечение представлено конечной величиной. Размытие спектра, превосходящее ширину резонанса, связано с температурой источника и другими эффектами среды.

Типичным значением ширины вакансий на внутренних уровнях электронной оболочки атомов является величина $\Gamma_d(s) \approx 10$ эВ [10]. В случае точного резонанса $s = M_d^2$ фактор усиления сечения оценивается как $Q/\Gamma_d(s) \approx 10^5$, где $Q \approx 1$ МэВ - характерная энергия реакции.

Полученные в дипломной работе результаты, связанные с расчетом сечения индуцированного электронного захвата, использовались для отбо-

ра резонансных пар атомов с помощью программного комплекса RESONANCE.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *D. Štefánik, M. I. Krivoruchenko, A. Babic and F. Šimkovic*". Bound-state double- decay. — Phys. Rev. C 98, 065501 (2018).
2. *M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, A. Gruber, P. Kienle, O. Klepper, W. Koenig, C. Kozhuharov, R. Mann, R. Moshhammer, F. Nolden, U. Schaaf, G. Soff, P. Spädtke, M. Steck, Th. Stöhlker, and K. Sümmere*. — Phys. Rev. Lett. 69, 2164 (1992).
3. *Boutin D.* First Direct Observation of Bound-State Beta-Decay: Measurements of Branching and Lifetime of $^{207}\text{Tl}_{81+}$. — Fragments, Dissertation Justus-Liebig Universität/Gießen. 2005 - 10 August.
4. *Landau L., Lifschitz E.* Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory. Course of Theoretical Physics, 3rd ed. — Pergamon, London (1977), v. 3.
5. *K. Blaum(Heidelberg, Max Planck Inst.), S. Eliseev(Heidelberg, Max Planck Inst.), F.A. Danevich(Kiev, INR), V.I. Tretyak(Kiev, INR), Sergey Kovalenko (Andres Bello Natl. U.) et al.* Neutrinoless Double-Electron Capture // Rev.Mod.Phys. 92 (2020) 045007 • e-Print: 2007.14908 [hep-ph]. — Jul 29, 2020.
6. *M.I. Krivoruchenko(Moscow, ITEP and Moscow, MIPT), Fedor Simkovic (Dubna, JINR and Comenius U.), Dieter Frekers(Munster U.), Amand Faessler(Tubingen U.)* Resonance enhancement of neutrinoless double electron capture // Nucl.Phys.A 859 (2011) 140-171 • e-Print: 1012.1204 [hep-ph]. — Dec, 2010.
7. *A.G. Cocco, G. Mangano, M. Messina.* Cosmological Relic Neutrino detection using neutrino capture on beta decaying nuclei. — 2008.

8. *W. Bambynek, H. Behrens, M. H. Chen, B. Crasemann, M. L. Fitzpatrick, K. W. D. Ledingham, H. Genz, M. Mutterer, and R. L. Intemann.* Orbital electron capture by the nucleus // *Rev. Mod. Phys.* 49, 77. — 1977.
9. *H. Behrens and W. Bühring.* Electron Radial Wave Functions and Nuclear Beta-decay // (International Series of Monographs on Physics) (Clarendon press, Oxford). — 1982.
10. *J.L. Campbell and T. Papp.* *At. Data and Nuclear Data Tables* 77. — 2001.