

Министерство науки и высшего образования Российской
Федерации Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Расчёт сечения при индуцированном электронном захвате

Научный руководитель д.ф.-м.н: М. И. Криворученко
Студент: Н. А. Кривошеев

Москва 2026

Содержание

1	Введение в резонансные реакции с антинейтрино	2
1.1	Введение	2
1.1.1	Бета-распад	2
1.1.2	Индукцированный электроны захват	3
1.2	Резонансные реакции	3
1.3	Возбуждение ядра	3
2	Изучение и выбор резонансных реакций	4
2.1	Отдача ядра	4
2.2	Ширина распада дочернего атома	4
2.3	Электронный захват в материнском атоме	7
2.4	Сечение индуцированного электронного захвата (ИЕС)	7
2.5	Матричный элемент ЕС/ИЕС	8
3	Заключение	8

1 Введение в резонансные реакции с антинейтрино

1.1 Введение

1.1.1 Бета-распад

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



Так же справедливы и следующие похожие реакции



Такие превращения могут идти в обе стороны, а самое важное, эта реакция может протекать не только с нейтронами, но и в общем случае, не нарушая известные законы сохранения



Q_{β_-} -величина - 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.

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

Где M_{parent} , $M_{daughter}$ - массы родительского и дочернего нейтрального атома, c - скорость света в вакууме

1.1.2 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 - $\bar{\nu}_e$.

Диаграмма ЕС показана на рис. 1. Там P_p - четыре-импульс материнского атома, а 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 ($1 \leq k_1 \leq Z - 1$). 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 симметрии пересечения амплитуда ЕС связана с амплитудой ИЕС. Диаграмма на рис. 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» атома 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 [LL 3] о двухуровневой системе показывает элементарно, например, что при наличии вырождения бесконечно малое возмущение приводит к сильному перемешиванию. Известно, что безнейтринный двойной электронный захват при выполнении условия вырождения по энергии испытывает резонансное усиление. Этот вопрос тщательно исследовался [KBS20].

1.2 Резонансные реакции

Энергетический спектр антинейтрино содержит дискретную компоненту, связанную с возможностью захвата электрона на свободный уровень образованного иона. В работе использовались изотопы ксенона и нептуния, испытывающие бета-распад, как источники антинейтрино. При протекании реакции индуцированного электронного захвата у антинейтрино должна быть определенная допустимая энергия, так как он имеет в своем непрерывном спектре дискретную составляющую, что усложняется описание этой реакции. Так же, у антинейтрино очень маленькое сечение взаимодействия, что вместе с вышесказанным, дает понять на сколько 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, требуемой для электронного захвата, энергии возбуждения ядра и энергии образованной в результате захвата электрона.

1.3 Возбуждение ядра

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 таким образом, то произойдет резонансный индуцированный электронный захват. Именно такие резонансные реакции и ищутся в данной работе.

2 Изучение и выбор резонансных реакций

2.1 Отдача ядра

После захвата электрона, дочернее ядро заберет на себя часть энергии электрона, в виде кинетической энергии. Что бы 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. Тогда, запишем законы сохранения:

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

Где p_ν - импульс нейтрино, p - импульс родительского ядра, M - его масса, p_e - импульс электрона. Захват электрона происходит с K оболочки из связанного состояния, поэтому можно считать, что $p_e = 0$. Тогда:

$$\frac{p^2}{2M} + Q - pc = 0$$

Решая это уравнение относительно p , получим,

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

Откуда безразмерная скорость искомой системы отсчета равна:

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

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.

2.2 Ширина распада дочернего атома

Сечения, связанные с взаимодействием нейтрино, крайне малы, что значительно усложняет задачу регистрации нейтрино. Развитие физики нейтрино зависит от наличия реакций, в которых взаимодействие носит резонансный характер. Задача №1 параграфа 39 [LL 3] иллюстрирует тот факт, что 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 распад в связанное состояние, при котором электрон захватывается на K оболочку. Тритий превращается в гелий и испускает антинейтрино с фиксированной энергией (18.6 кэВ). В отсутствие отдачи ядра можно создать детектор, состоящий из атомов гелия-3 и регистрирующий, в принципе, все пролетающие через него антинейтрино, рожденные в распаде трития. Индуцированный электронный захват (iEC) на гелии-3 принимает резонансный характер, если детектор помещается на движущуюся с определенной скоростью платформу. Эффект Доплера компенсирует потерю энергии реакции, связанную с отдачей ядра. Работа по выявлению реалистичных резонансных пар ведется в ЛТЭЧ 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

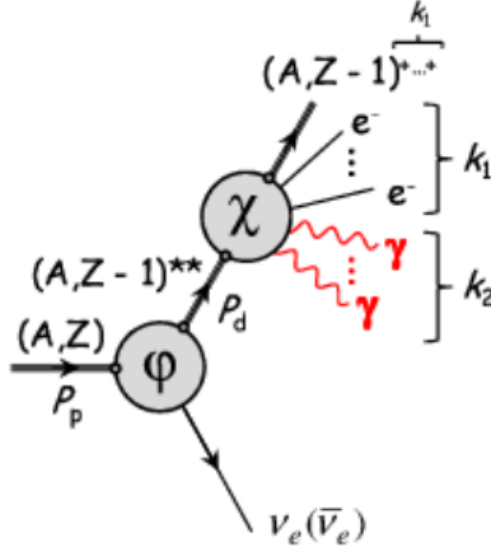


Рис. 1: Диаграмма, описывающая захват электрона с излучением нейтрино ν_e и iEC, вызванный поглощением антинейтрино $\bar{\nu}_e$ -bar. Процессы электронного захвата и iEC связаны кроссинг-симметрией. (A, Z) – атом, ядро которого имеет массовое число A и заряд Z , $(A, Z)^{**}$ – атом с возбужденной 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.

отождествления резонансной пары и оценки фактора усиления требуется знание вероятности - распада атома в связанное состояние, и iEC сечения. Сечение обсуждается в работе, однако, не в самом общем виде, что затрудняет его использование в программе RESONANCE.

Бета-процессы описываются гамильтонианом слабого взаимодействия:

$$H_\beta(x) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} J_h^{-\mu}(x) J_{l_\mu}^+(x) + \text{H.c.} \quad (10)$$

Где $G_\beta = G_F \cos \theta_C$, G_F - константа Ферми, θ_C - угол Кабиббо

$$J_h^{-\mu}(x) = \bar{d}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(x), \quad (11)$$

$$J_{l_\mu}^+(x) = \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) \quad (12)$$

Поля d и u - поля d - и u -кварков. Поля нейтрино и электрона обозначаются 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 EC задается выражением:

$$\begin{aligned} M(q) &= -i \int d^4x \langle f | H_\beta(x) S_{em+strong} | i \rangle \\ &= -i (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_p - P_f - q_\nu) F. \end{aligned} \quad (13)$$

В нем P_p - четыре-импульс материнского атома, P_f - суммарный четыре-импульс продуктов распада, q - импульс нейтрино. Гамильтониан $H_\beta(x)$ учитывается в первом порядке теории возмущений, а матрица рассеяния $S_{em+strong}$ описывает электромагнитные и сильные взаимодействия. Амплитуда iEC 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

$$F = \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \frac{i(-1)^n \Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)}{s - M_d^2 + i\sqrt{s}\Gamma_d(s)} \chi_{\tau_1 \dots \tau_n} \quad (14)$$

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 симметричны 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

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \frac{1}{2J_d + 1} \int \sum_f \sum_{M_d} |\chi_{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d) \epsilon_{M_d}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)|^2 \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (15)$$

Релятивистский фазовый объем задается формулой:

$$d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = \prod_{i=1}^{k+1} \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta^{(4)} \left(P_d - \sum_{i=1}^{k+1} p_i \right) \quad (16)$$

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 и некоторой скалярной функции $\Lambda(s)$.

$$\int \sum_f \chi^{\tau_1 \dots \tau_n} \chi_{\eta_1 \dots \eta_n}^* \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P_d) \Lambda(s) \quad (17)$$

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 симметричными свойствами амплитуды распада. Выполняем суммирование по M_d , используя уравнение:

$$\sum_M \epsilon_M^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \epsilon_{\eta_1 \dots \eta_n}^M(P) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \quad (18)$$

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

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \Lambda(s) \quad (19)$$

2.3 Электронный захват в материнском атоме

Процесс ЕС возможен при $M_p > M_d$ (см. рис. 1). Ширина распада материнского атома Γ_p записывается как интеграл по фазовому объему с Брейт-Вигнеровским знаменателем и суммированием по квантовым числам

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \sum_{M_p} \int \sum_{J_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \frac{\omega^* \omega}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) \quad (20)$$

Где

$$\omega = (-1)^n \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \chi_{\sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{M_d} \varphi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \quad (21)$$

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

$$d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) = \int ds d\Phi_2(M_p, \sqrt{s}, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (22)$$

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

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d M'_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \varphi_{J_d}^{M_d} \varphi_{J_d}^{*M'_d} \chi_{J_d M_d} \chi_{J_d M'_d}^* \frac{\pi}{M_d \Gamma_d(M_d)} \quad (23)$$

$$\times \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} d\Phi_2(M_p, M_d, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(M_d, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (24)$$

Далее, после интегрирования по фазовому объему продуктов распада дочернего атома и использования (18), ширина Γ_p сводится к следующему выражению, содержащему импульс в системе покоя материнского атома и усреднение по направлениям импульса нейтрино

$$\Gamma_p = \frac{p^*(M_p, M_d, m_\nu)}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \quad (25)$$

Где

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

2.4 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. Сплошная линия, входящая в вершину χ , соответствует входящему антинейтрину. Выражение для дифференциального (по квантовым числам) сечения σ для неполяризованного материнского атома и неполяризованного антинейтрино:

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)} \frac{1}{\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \sum_f \phi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \frac{1}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1})$$

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

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \quad (26)$$

2.5 Матричный элемент ЕС/ИЕС

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

Для дальнейших вычислений нужны: волновые функции нейтрино и связанного электрона внутри ядра, матрицы плотности нейтрино и антинейтрино, а также матрица плотности связанного электрона.

3 Заключение

Выполнен расчет ИЕС 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, ИЕС процесс описывается диаграммой, представленной на Рис. 1. Суммирование по всем продуктам распада позволяет выразить ИЕС 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. После усреднения по энергетическому спектру антинейтрино сечение представлено конечной величиной. Слабое размытие спектра связано с температурой источника и другими эффектами среды.

Типичным значением ширины для атомов является величина $\Gamma_d(s) \approx 10$ эВ. 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 - энергия реакции.

Список литературы

- [KBS20] F. Danevich V. I. Tretyak S. Kovalenko M. I. Krivoruchenko Yu. N. Novikov K. Blaum, S. Eliseev and J. Suhonen. Rev.Mod. Phys. 92, 045007 (2020).
- [LL 3] L.D. Landau and E.M. Lifschitz. Quantum mechanics: Non-relativistic theory. course of theoretical physics, 3rd ed. Pergamon, London (1977), v. 3.