

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 539.165

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
РЕЗОНАНСНЫЕ РЕАКЦИИ С АНТИНЕЙТРИНО**

Студент

_____ П. А. Скворцов

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., доц.

_____ А. Л. Барабанов

Научный консультант,
д.ф.-м.н.

_____ М. И. Криворученко

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

РЕЗОНАНСНЫЕ РЕАКЦИИ С АНТИНЕЙТРИНО

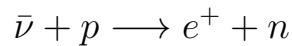
Студент	_____ П. А. Скворцов
Научный руководитель, д.ф.-м.н., доц.	_____ А. Л. Барабанов
Научный консультант, д.ф.-м.н.	_____ М. И. Криворученко
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ К. С. Кузьмин
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Резонансные реакции	4
1.1 Бета-распад нейтрона	4
1.2 Дискретные значения энергии антинейтрино	5
1.3 Вынужденный электронный захват (iEC)	5
1.4 Возбуждение ядра	6
1.5 Расчет энергии для резонанса	6
2 Поиск резонансных реакций	8
3 Оценка числа событий	10
3.1 Расчет сечения	10
3.2 Скорость счета событий	15
4 Программа для поиска резонансных реакций	16
4.1 Алгоритм работы программы	16
4.2 Реактор	17
4.3 Детектор	18
4.4 Мода распада дочернего атома с позитроном в конечном со- стоянии	18
4.5 Схема отбора резонансных реакций	19
4.6 Результат работы программы	20
5 Проверка одной из резонансных реакций	21
Заключение	23
Список использованных источников	24

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для исследования характеристик нейтрино и антинейтрино используется реакция обратного бета-распада



Сечение этой реакции хорошо известно и составляет $\sim 10^{-43} - 10^{-41}$ см² (при энергии антинейтрино до 10 МэВ). Из-за того, что сечение этой реакции мало, для получения более точной информации требуется всё большая масса мишени для увеличения числа событий. Из этого следует, что получение более точных результатов ограничено размерами мишени.

Проблему можно решить, найдя реакцию, сечение которой будет выше известной. Например, для этого можно использовать резонансные реакции. Самым известным примером такой реакции с антинейтрино является реакция с участием трития и гелия-3 [1]. В нашей работе мы решили провести поиск резонансных пар атомов, рассмотрев все элементы периодической таблицы, для которых есть экспериментальные значения основных характеристик (масса, время распада, энергия распада и т.д.).

Таким образом, основные цели этой работы:

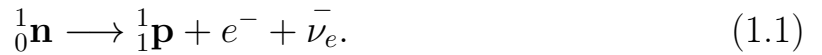
- 1) определение элементов в реакторе и детекторе
- 2) поиск реакций по балансу энергий для резонанса
- 3) расчет вероятности реакций
- 4) определение ожидаемого числа событий

Ожидается, что сечение таких реакций должно быть намного выше, чем у используемой в настоящее время реакции обратного бета-распада, за счет резонансного характера.

1 РЕЗОНАНСНЫЕ РЕАКЦИИ

1.1 БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА

В качестве источника антинейтрино в данной работе рассматривается реактор, в котором происходит бета-распад. Свободный нейтрон вне ядра спонтанно распадается с испусканием электрона и электронного антинейтрино, превращаясь в протон:



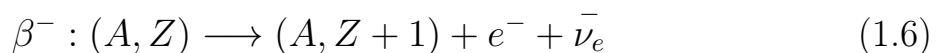
Из-за этого процесса нейтроны не наблюдаются в свободном виде, а лишь в составе ядер. В силу кроссинг-симметрии также возможны реакции:



Реакции идут в обе стороны, если достаточно энергии, как и в случае бета-распада нейтрона.

Аналогичные процессы происходят с участием ядер с сохранением барионного и лептонного числа. Два ядра должны иметь заряды, отличающиеся на единицу. Реакции обусловлены бета-процессами на связанных в ядре нуклонах.

В результате бета-распада родительское ядро излучает электрон и антинейтрино и увеличивает свой заряд на единицу, не меняя массового числа.



Энергией бета-распада (Q -величиной) называется разность масс покоя нейтральных атомов в основном состоянии. Например, для бета-распада нейтрона Q -величина равна разности масс нейтрона и атома водорода.

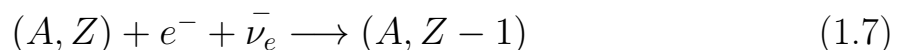
Энергия бета-распада распределяется между вылетевшими электроном и антинейтрино. Их энергия находится в непрерывном спектре, сумма энергий ограничена сверху энергией распада.

1.2 ДИСКРЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ АНТИНЕЙТРИНО

Возможна ситуация, когда в результате бета-распада электрон не покидает атом, а переходит на одну из его электронных оболочек (бета-распад в связанное состояние или βC). В результате электрон будет обладать определенной энергией связи, что дает и определенную энергию антинейтрино. Энергия будет равна сумме энергии бета-распада и энергии связи электрона. Тогда антинейтрино будет обладать непрерывным спектром энергий с некоторой дискретной составляющей (для электронов на разных электронных оболочках)

1.3 ВЫНУЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ (IEC)

Вынужденный электронный захват – реакция обратная бета-распаду. Ядро захватывает электрон с одной из оболочек (обычно, ближайшей к нему K оболочки), понижая свой заряд на единицу.



Налетающим антинейтрино в данной работе является антинейтрино из реактора. Энергетический спектр реакторных антинейтрино содержит дискретную компоненту, связанную с возможностью захвата бета-электрона свободным уровнем образованного иона (βC). В любом ионе имеется бесконечно много свободных дискретных уровней с энергией связи меньше

энергии ионизации (меньше 2-5 эВ). Испущенное антинейтрино налетает на атом, испытывающий электронный захват при поглощении им антинейтрино. Для такой реакции необходимо, чтобы энергия антинейтрино была равна энергии электронного захвата.

1.4 ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА

При бета-распаде дочернее ядро может остаться в возбужденном состоянии. В таком случае энергия антинейтрино будет равна разности Q -величины и энергии возбуждения. При поглощении антинейтрино атомом так же возможна только реакция электронного захвата, но и переход ядра в возбужденное состояние. Тогда энергия антинейтрино будет расходоваться на эти два процесса. Если энергия требуемая для электронного захвата совпадет с разностью энергии антинейтрино и энергии возбуждения ядра, то произойдет резонансная реакция электронного захвата.

1.5 РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ДЛЯ РЕЗОНАНСА

Энергия антинейтрино, образовавшегося в результате реакции бета-распада в связанное состояние определяется как

$$E_{\bar{\nu}} = Q + E_B - E_R \quad (1.8)$$

где Q - энергия бета-распада, E_B - энергия связи электрона на оболочке, E_R - энергия отдачи ядра

Энергия отдачи ядра оценивается как

$$E_R = \frac{Q^2}{2M_d c^2} \quad (1.9)$$

где M_d - масса дочернего ядра, c - скорость света

Для реакции вынужденного электронного захвата в детекторе необходима энергия антинейтрино

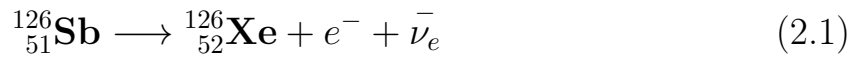
$$E_{\bar{\nu}} = \tilde{Q} + \tilde{E}_B + \tilde{E}_R \quad (1.10)$$

Обозначения здесь такие же, как и для реактора, но с волнистой линией сверху. Для резонанса необходимо, чтобы энергия антинейтрино была равна энергии необходимой для протекания реакции в детекторе. Однако реакторные нейтрино обладают непрерывным спектром, поэтому плотность состояний нейтрино по энергии будет мала и число событий соответственно тоже. Но резонансный характер процесса ведет к увеличению вероятности электронного захвата.

2 ПОИСК РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

Найдем резонансные реакции, удовлетворяющие условию баланса энергий. Данные для ядер взяты из таблицы изотопов [2] и таблицы энергий связи для электронов [3].

Возьмем в качестве элемента испытывающего бета-распад в реакторе $^{126}_{51}\text{Sb}$. Реакция распада тогда



А энергия распада

$$Q_{\beta^{-}} = 3670 \text{ кэВ}$$

Энергия возбуждения дочернего ядра

$$E_d^* = 2911.90 \text{ кэВ}$$

Энергия вылетающих антинейтрино и электрона с учетом отдачи ядра равна

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_{e^{-}} = Q_{\beta^{-}} - \frac{(Q_{\beta^{-}} - E_d^*)^2}{2M_{\text{Te}}c^2} - E_d^* = 758.1 \text{ кэВ} \quad (2.2)$$

Если электрон в результате распада не вылетает из атома, а садится на одну из внешних оболочек, то энергия антинейтрино будет примерно равна энергии распада, так как энергия связи электронов на внешних оболочках тяжелых элементов мала.

$$E_{\bar{\nu}_e} = 758.1 \text{ кэВ}$$

Для детектора был найден элемент $^{129}_{54}\text{Xe}$. Реакция вынужденного электронного захвата для этого элемента имеет вид



Энергия необходимая для электронного захвата

$$Q_{\beta^-} = 194 \text{ кэВ}$$

Энергия связи электрона

$$E_{e^-} = 5.1881 \text{ кэВ}$$

У ядра $^{129}_{53}\text{I}$ есть возбужденное состояние с энергией

$$E_D^* = 559.62 \text{ кэВ}$$

Тогда энергия необходимая для резонанса.

$$Q_{\beta^-} + E_D^* + E_{e^-} = 194 \text{ кэВ} + 5.1881 \text{ кэВ} + 559.62 \text{ кэВ} \simeq 758.8 \text{ кэВ} \quad (2.4)$$

Разность энергий составляет $758.1 \text{ кэВ} - 758.8 \text{ кэВ} = -0.7 \text{ кэВ}$. Это значение ниже экспериментальной ошибки энергии бета-распада, поэтому считаем такую реакцию резонансной.

3 ОЦЕНКА ЧИСЛА СОБЫТИЙ

Найденные резонансные реакции должны давать большую скорость счета числа событий, чем реакция обратного бета-распада. Для оценки этой величины необходимо знать сечение реакции вынужденного электронного захвата и ширину бета-распада в связанное состояние.

3.1 РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ

Ширина распада материнского атома определяется выражением

$$\Gamma_p = \frac{p^*(M_p, M_d, m_\nu)}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi^{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \quad (3.1)$$

Вероятность электронного захвата в единицу времени выражается как

$$\lambda_{EC} = \frac{\ln 2}{t_{EC}} = \frac{G_\beta^2}{2\pi^3} \sum_x n_x C_x f_x \quad (3.2)$$

где $G_\beta = G_F \cos \theta_C$, G_F – константа Ферми, θ_C – угол Кабиббо, C_x - shape-factor

$$f_x = \frac{\pi}{2} \beta_x^2 p_{\nu_x}^2 - \text{функция Ферми для бета-распада} \quad (3.3)$$

где β_x - волновая функция электрона в нуле в поле ядра [4].

Тогда вероятность электронного захвата запишется как

$$\lambda_{EC} = \frac{\ln 2}{t_{EC}} = \frac{G_\beta^2}{4\pi^2} \sum_x n_x C_x \beta_x^2 p_{\nu_x}^2 \quad (3.4)$$

Shape-factor определяется в обозначениях монографии Беренса и Бю-

ринга [5] как

$$C_x(p_{\nu_x}) = \sum_{K, k_\nu} (M_K(k_x, k_\nu) + \text{sign}(\kappa_x)m_K(k_x, k_\nu))^2 \quad (3.5)$$

В лидирующем приближении в разложении амплитуды по произведению $p_{\nu_x}R$ и $k_\nu R$

$$M_k(k_x, k_\nu) + \text{sign}(\kappa_x)m_K(k_x, k_\nu) = (p_x R)^{k_x-1} (p_\nu R)^{k_\nu-1} \sum_{Ls} F_{KLs} C_{KLs}(k_x, k_\nu) \quad (3.6)$$

где

$$\begin{aligned} C_{KLS}(k_x, k_\nu) &= \delta_{k_x+k_\nu-2,L} \sqrt{\frac{(2K-2)!!}{(2k_x-1)!(2k_\nu-1)!(2K-1)!!}} \\ &\times \left[\delta_{L,K-1} \delta_{s,1} + \delta_{L,K} \delta_{s,0} \sqrt{\frac{2K(K+1)}{(2k_x-1)(2k_\nu-1)(2K+1)}} \right. \\ &\left. + \delta_{L,K} \delta_{s,1} (k_x - k_\nu) \sqrt{\frac{2}{(2k_x-1)(2k_\nu-1)(2K+1)}} \right] \end{aligned}$$

В детекторе в промежуточном состоянии образуется резонанс. Вероятность образования резонанса равна вероятности рождения продуктов его распада. Для установления соответствия кинематических и нормировочных факторов со стандартными выражениями приравняем вероятность электронного захвата (3.4) к ширине распада (3.1)

$$\frac{p^*}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi^{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n = \frac{G_\beta^2}{4\pi^2} \sum_x n_x C_x \beta_x^2 p_{\nu_x}^2 \quad (3.7)$$

$$\frac{p^*}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi^{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n = \frac{G_\beta^2}{4\pi^2} C_x \beta_x^2 p^{*2} \quad (3.8)$$

n_x - число заполнения оболочки, для полностью заполненных оболочек равно 1.

Оставим слева только матричный элемент

$$\left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n = (2J_p + 1) \frac{8\pi M_p^2 G_\beta^2}{p^*} C_x \beta_x^2 p^{*2} \quad (3.9)$$

Сечение вынужденного электронного захвата выражается формулой

$$\sigma_1 = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)} \frac{1}{\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \quad (3.10)$$

Подставим найденный матричный элемент в сечение

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)} \frac{1}{\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left((2J_p + 1) \frac{8\pi M_p^2 G_\beta^2}{p^*} C_x \beta_x^2 p^{*2} \right) \\ &\quad \times \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \\ &= \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)} \frac{1}{\sqrt{s}} \left(2M_p^2 \frac{G_\beta^2}{\pi} C_x \beta_x^2 p^*(M_p, M_d, m_\nu) \right) \\ &\quad \times \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Мы нашли дифференциальное сечение. Полное сечение будет выражаться через интеграл по энергии с учетом распределения $\rho(E_\nu)$ по энергии налетающих антинейтрино:

$$\sigma = \int \sigma_1 \rho(E_\nu) dE_\nu = \int \frac{1}{2M_p} \sigma_1 \rho(E_\nu^{\text{res}}) ds,$$

где выполнена замена переменной, исходя из соотношения

$$s = m_\nu^2 + M_p^2 + 2M_p E_\nu. \quad (3.12)$$

Далее, подставляя выражение для сечения:

$$\sigma = \int \frac{1}{2M_p} \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \left(2M_p^2 \frac{G_\beta^2}{\pi} C_x \beta_x^2 p^*(M_p, M_d, m_\nu) \right) \times \frac{2\sqrt{s} \Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \rho(E_\nu^{\text{res}}) ds. \quad (3.13)$$

Считая, что вблизи резонанса подынтегральная функция резко возрастает из-за фактора Брейта-Вигнера, вынесем за интеграл плавно меняющиеся функции. Получаем:

$$\sigma = \frac{1}{2M_p} \frac{2\sqrt{s^{\text{res}}} \Gamma_d(s^{\text{res}}) \rho(E_\nu^{\text{res}})}{8p^*(\sqrt{s^{\text{res}}}, M_p, m_\nu)\sqrt{s^{\text{res}}}} \left(2M_p^2 \frac{G_\beta^2}{\pi} C_x \beta_x^2 p^*(M_p, M_d, m_\nu) \right) \times \int \frac{ds}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)}. \quad (3.14)$$

Оставшийся интеграл можно вычислить по теореме о вычетах

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2} ds.$$

Подынтегральная функция:

$$f(s) = \frac{1}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2}.$$

Полюсы:

$$(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad s = M_d^2 \pm i\sqrt{s}\Gamma_d.$$

В верхней полуплоскости: $s_+ = M_d^2 + i\sqrt{s}\Gamma_d$.

Вычет в s_+ (простой полюс):

$$\text{Res}_{s=s_+} f(s) = \lim_{s \rightarrow s_+} (s - s_+) f(s) = \frac{1}{s_+ - s_-} = \frac{1}{2i\sqrt{s}\Gamma_d}.$$

Замыкаем контур в верхней полуплоскости:

$$I = 2\pi i \frac{1}{2i\sqrt{s}\Gamma_d} = \frac{\pi}{\sqrt{s}\Gamma_d}.$$

Подставим получившееся значение в сечение

$$\sigma = \frac{1}{2M_p} \frac{2\sqrt{s^{res}}\Gamma_d(s)\rho(E_\nu^{res})}{8p^*(\sqrt{s^{res}}, M_p, m_\nu)\sqrt{s^{res}}} \left(2M_p^2 \frac{G_\beta^2}{\pi} C_x \beta_x^2 p^*(M_p, M_d, m_\nu) \right) \frac{\pi}{\sqrt{s}\Gamma_d}$$

Сокращая, получим финальное выражение для сечения вынужденного электронного захвата

$$\sigma = \frac{\rho(E_\nu^{res})}{4} G_\beta^2 C_x \beta_x^2$$

Расчет вероятности бета-распада в связанное состояния проводится по аналогии с расчетом захвата бета-электрона на дискретный уровень в двойном бета-распаде [6].

3.2 СКОРОСТЬ СЧЕТА СОБЫТИЙ

Число распадающихся ядер в 1 кг вещества реактора:

$$N_R = \frac{1000}{A_R} \cdot N_A$$

Где N_A - число Авогадро, A_R - молярная масса в г/моль

Активность (число распадов в секунду) для одного ядра:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \Gamma$$

где Γ - ширина распада ($\hbar = c = 1$)

Полное число антинейтрино, испускаемых реактором в секунду:

$$\frac{dN_{\bar{\nu}}}{dt} = N_R \cdot \lambda = N_R \cdot \Gamma$$

При изотропном испускании поток через сферу радиусом R :

$$\Phi_{\bar{\nu}} = \frac{dN_{\bar{\nu}}/dt}{4\pi R^2} = \frac{N_R \cdot \Gamma}{4\pi R^2}$$

Число ядер-мишеней в 1 кг детектора:

$$N_D = \frac{1000}{A_D} \cdot N_A$$

Скорость регистрации событий в детекторе:

$$\frac{dN_{\text{событий}}}{dt} = \Phi_{\bar{\nu}} \cdot \sigma \cdot N_D$$

где σ - сечение взаимодействия антинейтрино с ядрами вещества детектора

Подставляя выражение для потока:

$$\frac{dN_{\text{событий}}}{dt} = \Phi_{\bar{\nu}} \cdot \sigma \cdot N_D = N_R \cdot \Gamma \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \cdot \sigma \cdot N_D \quad (3.15)$$

4 ПРОГРАММА ДЛЯ ПОИСКА РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

4.1 АЛГОРИТМ РАБОТЫ ПРОГРАММЫ

Цели программного комплекса RESONANSE:

- 1) отбор возможных пар элементов в детекторе и реакторе для резонансных реакций
- 2) расчет вероятности этих реакций
- 3) определение ожидаемой скорости счета событий

Ниже указан алгоритм работы программы в виде блок-схемы

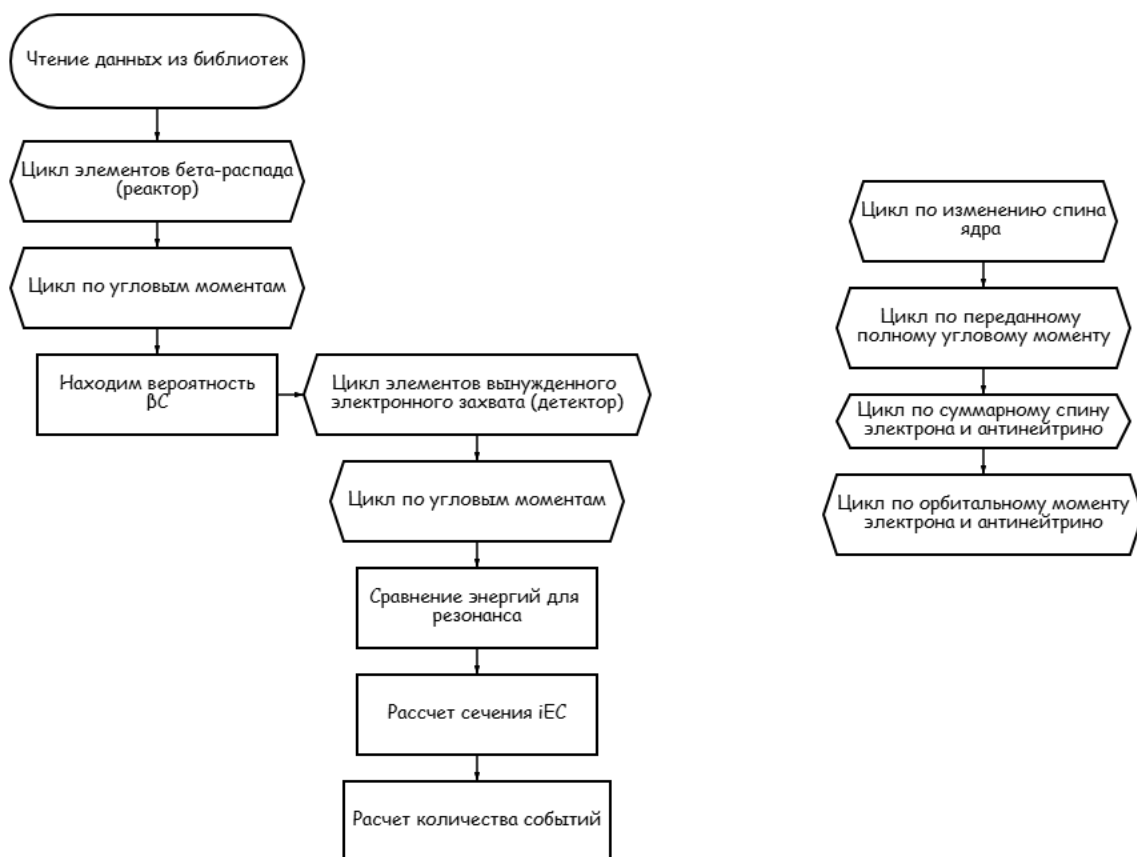


Рисунок 4.1 — Блок-схема алгоритма программы

Слева указан полный цикл работы программы, справа вынесен элемент цикла, раскрывающий этап "цикл по угловым моментам" из основной схемы.

Программа начинает работу с загрузки баз данных, считывая и запоминая всю соответствующую информацию. К получаемым ею данным относятся атомная масса, энергия бета-распада, избыток массы, энергия связи электронов на всех электронных оболочках, спин ядра, четность ядра, период полураспада и т.д.

4.2 РЕАКТОР

После чтения данных программа начинает цикл по всем возможным элементам в реакторе. Для каждого элемента она находит энергию реакции (Q -величину) и ее погрешность. Здесь учитывается, что электрон в результате бета-распада не вылетает из атома, а садится на одну из его внешних оболочек. По данным о спинах ядер можно определить в каком диапазоне лежит переданный ядром полный момент

$$|j_p - j_d| \leq J_t \leq j_p + j_d \quad (4.1)$$

Известно, что амплитуда реакции зависит от полного момента электрона и антинейтрино как

$$M_{EC} \sim (p_e R)^{j_e} (p_\nu R)^{j_\nu},$$

Для оценки возьмем величину импульсов ~ 40 кэВ, а для R возьмем 5 фм (характерный размер атомного ядра)

$$p_e R \sim p_\nu R \sim 40 \text{ кэВ} \times 5 \text{ фм} = \frac{40 \text{ кэВ} \times 5}{200 \text{ МэВ}} = 10^{-3} \ll 1.$$

Из этого видно, что вероятность электронного захвата будет максимальной при минимальных полных угловых моментах электрона и антинейтрино, а значит, орбитальные моменты минимальны. Это накладывает условия на переходы. В зависимости от ориентации спинов электрона и нейтрино друг относительно друга, спин ядра может поменяться либо на 0 (противона-

правленные спины), либо на 1 (сонаправленные спины). В программу было добавлено именно такое условие: $\Delta I = 0, \pm 1$. При добавлении условия сохранения четности ядра $P_f = P_i$ такие переходы называются разрешенными. Переходы для спина ядра 0 в 0 запрещены, что также учитывается в программе.

Для элементов в реакторе программа считает ширину распада в связанное состояние.

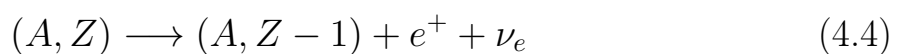
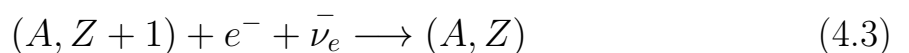
4.3 ДЕТЕКТОР

Для каждого элемента в реакторе запускается цикл по элементам в детекторе. Для этих элементов энергия реакции вынужденного электронного захвата. Для переданного ядру полного углового момента программа находит диапазон возможных значений и проверяет, какие из них удовлетворяют условию разрешенных переходов. Рассматривается захват электронов только с S орбиталей (1S, 2S и т.д.), для которых орбитальный момент равен 0. С учетом того, что суммарный спин электрона и антинейтрино может быть равен 0 или 1 ($s = 0,1$), программа перебирает орбитальный момент L_t в пределах:

$$|J_t - s| \leq L_t \leq J_t + s \quad (4.2)$$

4.4 МОДА РАСПАДА ДОЧЕРНЕГО АТОМА С ПОЗИТРОНОМ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Было добавлено условие на возможность распада конечного ядра с испусканием позитрона.

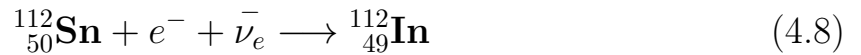
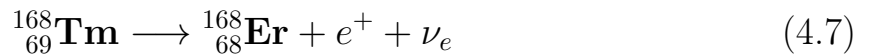


В результате последней реакции заряд одного из электронов остается некомпенсированным и он вылетает из оболочки. Добавленное в программу усло-

вие заключается в превышении энергии начального ядра (образуемого в результате вынужденного электронного захвата) над суммой энергий конечного ядра (образуемого в результате позитронного распада) и вылетевшего позитрона и электрона.

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + 2m_e \quad (4.5)$$

Такие реакции являются эффективным способом регистрации событий за счет аннигиляции вылетевшего позитрона с образованием гамма-квантов. Примеры подобных реакций в детекторе, посчитанных программой:



Возможность этих реакций была проверена по таблицам [7], [8]

4.5 СХЕМА ОТБОРА РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

Для элементов в реакторе и детекторе сравниваются энергии с учетом энергий отдачи ядер. Если эти энергии совпадают до 10 кэВ (установленный фильтр либо характерная точность в определении масс атомов), то программа считает такую реакцию резонансной и подсчитывает для нее количество ожидаемых событий за 1 год при расстоянии между детектором и реактором в 1 м и массах вещества в детекторе и реакторе по 1 кг. Все элементы, подходящие для резонансных реакций, заносятся в отдельный файл вместе с посчитанной разностью энергий в реакторе и детекторе и ожидаемым числом событий.

4.6 РЕЗУЛЬТАТ РАБОТЫ ПРОГРАММЫ

Далее приведены результаты расчета программой числа событий. Масса источника и детектора - 1 кг, расстояние между ними - 1 метр. Также были рассмотрены только основные состояния ядер в детекторе и реакторе, что должно дать более вероятные реакции.

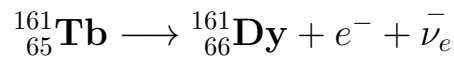
Таблица 4.1 — несколько примеров рассчитанных программой

El_R	El_D	Q_{diff} , кэВ	ΔQ , кэВ	N_{events}	K	L	s
$^{155}_{63}\text{Eu}$	$^{45}_{21}\text{Sc}$	-3.62	3.65	173	1	0	1
$^{32}_{14}\text{Si}$	$^{106}_{48}\text{Cd}$	3.64	7.70	1390	1	0	1
$^{141}_{58}\text{Ce}$	$^{64}_{30}\text{Zn}$	0.334	3.60	1870	1	0	1
$^{155}_{63}\text{Eu}$	$^{33}_{16}\text{S}$	2.00	3.70	1080	1	0	1
$^{125}_{50}\text{Sn}$	$^{237}_{92}\text{U}$	-5.67	100	2590	1	0	1
$^{47}_{21}\text{Sc}$	$^{161}_{66}\text{Dy}$	-1.39	4.24	19400	1	0	1
$^{161}_{65}\text{Tb}$	$^{105}_{46}\text{Pd}$	2.54	6.78	107661	1	0	1

Где El_R - элемент в реакторе, El_D - элемент в детекторе, Q_{diff} - разность энергий процессов (кэВ), ΔQ - экспериментальная ошибка (кэВ), N_{events} - количество событий за год, K - изменение спина ядра, L - орбитальный момент электрона и антинейтрино, s - суммарный спин электрона и антинейтрино

5 ПРОВЕРКА ОДНОЙ ИЗ РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

Проверим правильность работы программы, посчитав одну из реакций самостоятельно. Данные взяты из таблицы изотопов и таблицы энергий связи для электронов. Возьмем в качестве элемента испытывающего бета-распад в реакторе $^{161}_{65}\text{Tb}$. Реакция распада тогда



$$Q_{\beta^-} = 593.1 \text{ кэВ}$$

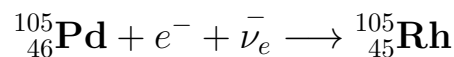
Энергия вылетающих антинейтрино и электрона с учетом отдачи ядра равна

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_{e^-} = Q_{\beta^-} - \frac{(Q_{\beta^-})^2}{2M_X c^2} = 593.097 \text{ кэВ} \quad (5.1)$$

Если электрон в результате распада не вылетает из атома, а садится на одну из внешних оболочек, то энергия антинейтрино будет примерно равна энергии распада, так как энергия связи электронов на внешних оболочках тяжелых элементов мала.

$$E_{\bar{\nu}_e} \simeq 593.1 \text{ кэВ}$$

В детекторе, согласно таблице, должен быть $^{105}_{46}\text{Pd}$. Реакция индуцированного электронного захвата для этого элемента



Энергия необходимая для электронного захвата

$$Q_{\beta^-} = 566.7 \text{ кэВ}$$

Энергия связи электрона [3]

$$E_{e^-} = 23.22 \text{ кэВ}$$

Энергия, необходимая для резонанса

$$Q_{\beta^-} + E_{e^-} + \frac{(Q_{\beta^-})^2}{2M_{Rh}c^2} = 566.7 \text{ кэВ} + 23.22 \text{ кэВ} + \frac{566.7 \text{ кэВ}}{2 \times 97696160 \text{ кэВ}} \simeq 589.9 \text{ кэВ}$$

Разность энергий составляет

$$593.1 \text{ кэВ} - 589.9 \text{ кэВ} = 3.2 \text{ кэВ} \quad (5.2)$$

В таблице же это значение $Q_{diff} = 2.54 \text{ кэВ}$. С учетом экспериментальной погрешности (6.78 кэВ) эти значения совпадают. Резонансный характер реакции подтвержден.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было рассмотрено теоретическое обоснование возможности существования резонансных реакций с участием антинейтрино, которые можно эффективно использовать для изучения их свойств. Был разработан программный комплекс RESONANCE на языке программирования Fortran для автоматического нахождения резонансных процессов. В резонансный комплекс входят: проверка баланса энергий в реакторе и детекторе, проверка условий отбора по угловому моменту, четности и разности спинов конечного и начального ядра, расчет ширины β -распада в связанное состояние и сечения вынужденного электронного захвата. Проведен дополнительный отбор реакций с образованием в детекторе дочернего атома, распадающегося с образованием позитрона. Данные моды распада могут служить эффективным способом регистрации антинейтрино. Было рассчитано число ожидаемых событий в год на каждую резонансную пару на килограмм вещества в источнике и детекторе при расстоянии между ними один метр.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Raghavan R. S.* Recoilless Resonant Capture of Antineutrinos from Tritium Decay. — 2006. — arXiv: [hep-ph/0601079](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0601079) [hep-ph].
2. *Auble R.* Nuclear data sheets for $A = 126$ // Nuclear Data Sheets. — 1973. — Vol. 9, no. 1. — P. 125–155.
3. *Sevier K. D.* Atomic electron binding energies // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1979. — Vol. 24, no. 4. — P. 323–371.
4. *Band I., Trzhaskovskaya M.* Electron-wave-function expansion amplitudes near the origin calculated in the Dirac-Fock-Slater and Dirac-Fock potentials // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1986. — Vol. 35, no. 1. — P. 1–13.
5. *Behrens H., Bühring W.* Electron Radial Wave Functions and Nuclear Beta-decay. — Clarendon Press, 1982. — (International series of monographs on physics). — ISBN 9780198512974.
6. Bound-state double- β decay / A. Babič [et al.] // Physical Review C. — 2018. — Vol. 98, no. 6.
7. *Baglin C. M.* Nuclear Data Sheets for $A = 168$ // Nuclear Data Sheets. — 2010. — Vol. 111, no. 7. — P. 1807–2080.
8. *Peker L.* Nuclear Data Sheets for $A = 112$ // Nuclear Data Sheets. — 1980. — Vol. 29, no. 4. — P. 587–651.