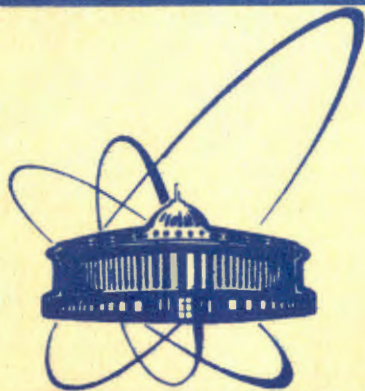


85-99



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

СЗ44.1М + СЗ46.1а + СЗ41.1Б ¹³⁻⁸⁵⁻⁹⁹

2060/85

А. Маринов, Ш. Брианссон*, Ц. Вылов,
В. Г. Сандуковский

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ПОИСКУ $2\beta_{0\nu}$ -РАСПАДА
С ПОМОЩЬЮ HPGe-СПЕКТРОМЕТРА
СОВПАДЕНИЙ

* Центр ядерной спектроскопии
и масс-спектрометрии, Орсе, Франция

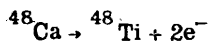
1985

В^{1/} был рассмотрен вопрос о чувствительности эксперимента по поиску двойного безнейтринного бета-распада $2\beta_{0\nu}$ /с помощью полупроводниковых детекторов /ППД/. Расчеты функции отклика предлагаемого HPGe-спектрометра совпадений были выполнены методом Монте-Карло без учета угловой и энергетической зависимости коэффициента обратного рассеяния электронов от детектора.

В настоящей работе более детально описывается алгоритм этих расчетов. Кроме того, показано влияние обратного рассеяния на эффективность и энергетическое разрешение спектрометра. Алгоритм моделирования дополнен также расчетами эффективности регистрации спектрометром электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{76}Ge , входящего в состав чувствительного объема HPGe-детектора.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пусть источник ^{48}Ca размещается между двумя HPGe-детекторами /рис.1/. В результате $2\beta_{0\nu}$ -распада



/1/

ядро, находящееся в какой-то точке объема источника, испускает одновременно два электрона. Описываемый алгоритм дает возможность проследить дальнейшее движение электронов и их регистрацию детекторами. В итоге получаем как аппаратные модельные спектры электронов, попавших в один детектор, так и суммарно-энергетические спектры совпадений электронов, зарегистрированных двумя детекторами.

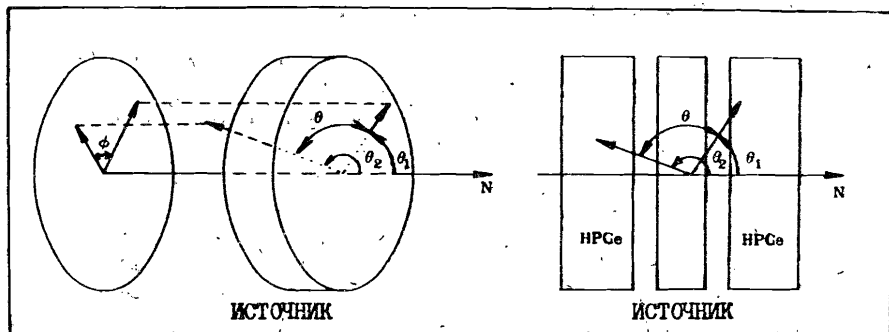


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью HPGe-детекторов / N - нормаль к поверхности источника/.

2. АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим процесс рождения и регистрации электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада поэтапно. В дальнейшем примем обозначения: R - очередное случайное число, равномерно распределенное в интервале $[0, 1]$; N - очередное случайное число нормального распределения с нулевым средним $\bar{N} = 0$ и единичной дисперсией $\sigma^2 = 1$. Использовался метод генерации случайных чисел с заданным распределением ^{/2/}.

2.1. Точка распада ядра

В предположении однородности источника положение точки вылета двух электронов распределено равномерно по глубине источника, т.е.

$$d_1 = d \cdot R; \quad d_2 = d - d_1. \quad /2/$$

Здесь d - толщина источника; d_1 и d_2 - толщина слоев, через которые должны пройти электроны, по нормали к поверхности источника.

Положение точки вылета на плоскости, параллельной поверхности источника и находящейся на уже фиксированной глубине $d_{1,2}$, распределено также равномерно. В полярных координатах это означает равномерное распределение ϕ и ρ^2 , т.е.:

$$\phi = 2\pi R; \quad \rho = r\sqrt{R}; \quad /3/$$

где r - радиус источника.

2.2. Направления вылета электронов после $2\beta_{0\nu}$ -распада

Пусть направления вылета одного из электронов /назовем его первым/ распределены в пространстве изотропно. В сферических координатах это означает равномерное распределение $\cos \theta_1$ в интервале $[-1, 1]$ и ϕ_1 в интервале $[0, 2\pi]$:

$$\cos \theta_1 = 2R - 1; \quad \phi_1 = 2\pi R. \quad /4/$$

С точки зрения теории $2\beta_{0\nu}$ -распада удобнее рассматривать угол θ /см. рис.1/, определяющий угловую корреляцию вылета электронов, подчиненную функции $f(\theta)$. Этот угол связан следующим образом с углами $\theta_1, \phi_1, \theta_2$ и ϕ_2 :

$$\cos \theta = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad /5/$$

Для определения направления вылета второго электрона величины $\cos \theta_2$ и ϕ_2 генерировались равномерно распределенными в интервалах $[-1, 1]$ и $[0, 2\pi]$ соответственно, с учетом $f(\theta)$:

$$\cos \theta_2 = 2R - 1; \quad \phi_2 = 2\pi R; \quad /6/$$

если $\frac{f(\theta)}{f_{\max}} < R$, то выбирается другая пара (θ_2, ϕ_2) . В качестве корреляционной функции рассматривалось как распределение $f(\theta) \sim (1 - \cos \theta)$, так и $f(\theta) \sim (1 + \cos \theta)^{3/2}$.

2.3. Энергетический спектр электронов

С точностью до энергии отдачи энергию $2\beta_{0\nu}$ -распада можно записать:

$$Q = E_1^0 + E_2^0, \quad /7/$$

где E_1^0 и E_2^0 - энергии вылетевших электронов.

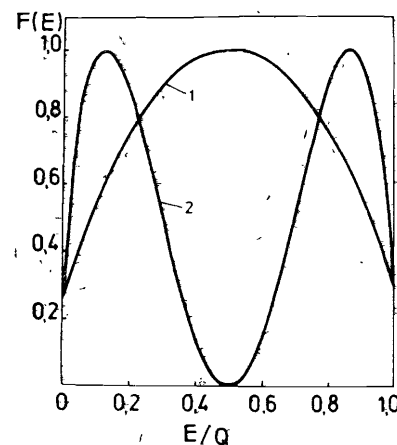


Рис.2. Функции плотности $F(E)$ одноэлектронных спектров для $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{/3/} с $F_{\max} = 1$; 1 - $m_\nu \neq 0$, 2 - правые токи.

Для случая майорановской массы нейтрино теория ^{/3/} предсказывает колоколообразную форму функции плотности распределения энергии электронов $F(E_i)$ /рис.2, кривая 1/. Для упрощения расчетов $F(E_i)$ была аппроксимирована полиномом второй степени:

$$F(E_i) = -4\left(\frac{E_i}{Q}\right)^2 + 4\left(\frac{E_i}{Q}\right) + 0,4. /8/$$

В предположении существования правых токов /рис.2, кривая 2/ распределение асимметрично. В этом случае использовалась функция ^{/4/}:

$$F(E_i) = \left(2\frac{E_i}{Q} - 1\right)^2 \left(\frac{E_i}{Q} - \left(\frac{E_i}{Q}\right)^2\right)^{1/2} \left(\frac{1}{Q} + \frac{E_i}{Q} - \left(\frac{E_i}{Q}\right)^2\right). \quad /9/$$

Заметим, что отличные от нуля значения $F(E_i)$ при $E_i = 0$ и $E_i = Q$ являются результатом кулоновского взаимодействия между вылетающими электронами и ядром. В процессе моделирования E_1^0 и E_2^0 выбирались с учетом $F(E_i)$:

$$E_1 = Q \cdot R; \quad /10/$$

если $F(E_1^0)/F_{\max} < R$, то выбирается другая E_1^0 , иначе $E_2 = Q - E_1^0$.

2.4. Прохождение электронов через вещество

Энергетические потери электронов при прохождении через вещество обычно описывают с помощью теории Ландау^{/5/}, согласно которой распределение потерь энергии ΔE для данной толщины поглотителя x представляется в виде функции универсального безразмерного параметра λ :

$$f(x, \Delta E) = \frac{1}{\xi} \Phi(\lambda), \quad \xi = x \cdot \frac{2\pi N_A r_0^2 m_e c^2 Z}{A \beta^2}, \quad /11/$$

где ξ - параметр, характеризующий средние потери энергии в слое вещества x ; Z - атомный номер; A - атомный вес; $\beta \equiv v/c$; $m_e c^2$ - масса покоя электрона; N_A - число Авогадро; r_0 - классический радиус электрона. Улучшенное решение для $f(x, \Delta E)$ было получено Вавиловым^{/5/}, который показал, что оно совпадает с решением Ландау /формула /11// при $\xi/E_{\max} < 0,01$, т.е. когда средние потери много меньше максимально возможной потери в одном столкновении. Поэтому в нашем случае можно использовать $\Phi(\lambda)$, аппроксимировав ее девятью гауссианами^{/7/} с учетом резонансных эффектов^{/8/}:

$$\Phi(\lambda) = \sum_{i=1}^9 \frac{C_i \gamma_i}{\sqrt{\gamma_i^2 + b^2}} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\gamma_i^2 + b^2}\right), \quad /12/$$

где параметры C_i , λ_i , γ_i определены по методу наименьших квадратов^{/7/}, а b^2 - резонансный фактор Блунка-Лейзеганга:

$$b^2 = 2 \cdot 10^{-5} Z^{4/3} \frac{\overline{\Delta E}}{H^2}, \quad /13/$$

Здесь $H = 0,154 Z \cdot x / A \beta^2$, а средние потери энергии $\overline{\Delta E}$ определяются по модифицированной формуле Бете-Блоха^{/9/}

$$\overline{\Delta E} = \xi \left[\ln \frac{E^2(E+2)}{2I} + \frac{E^2/8 - (2E+1)\ln 2}{(E+1)^2} + 1 - \beta^2 - \delta \right], \quad /14/$$

где I - средний потенциал ионизации, δ - величина, учитывающая эффект плотности среды^{/10/}.

Наши экспериментальные исследования^{/1/} показали удовлетворительную точность /12/ для источников с толщиной ≤ 50 мг/см².

Процедура расчета потерь энергии электрона в источнике следующая. До вылета из источника электроны проходят пути

$$x_1 = d_1 / |\cos \theta_1|, \quad x_2 = d_2 / |\cos \theta_2|. \quad /15/$$

Генерируется очередное значение параметра λ , распределенное с плотностью вероятности $\Phi(\lambda)$ /формула /12//. Для этого:

а/ генерируется очередное случайное число q , равномерно распределенное в интервале $[0, \sum_{i=1}^9 \frac{C_i \gamma_i}{\sqrt{\gamma_i^2 + b^2}}]$;

б/ из условия $q \in [\sum_{i=1}^{k-1} \frac{C_i \gamma_i}{\sqrt{\gamma_i^2 + b^2}}, \sum_{i=1}^k \frac{C_i \gamma_i}{\sqrt{\gamma_i^2 + b^2}}]$ находится k ;

в/ вычисляется $\lambda = N \sqrt{(\gamma_k^2 + b^2)}/2 + \lambda_k$.

Потеря энергии для данного электрона получается по формуле:

$$\Delta E = H (\lambda + \ln \frac{2m_e c^2 H \beta^2}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2 + 0,423 - \delta). \quad /16/$$

Энергии электронов, вылетевших из источника, будут:

$$E_1 = E_1^0 - \Delta E_1; \quad E_2 = E_2^0 - \Delta E_2. \quad /17/$$

2.5. Направления вылета электронов из источника

Макроскопическое описание углового распределения вылета электронов после прохождения слоя вещества толщиной x дает теория многократного рассеяния Гаудсмита и Саундерсона^{/11/}. Ради простоты мы будем придерживаться подхода Мольера^{/12/}, согласно которому угловое распределение можно описать выражением

$$W(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_1^2 B}\right), \quad /18/$$

где

$$\theta_1^2 = 0,157 \frac{Z(Z+1)}{A \beta^2} \cdot \frac{x}{E(E+2m_e c^2)}. \quad /19/$$

Здесь x - толщина слоя вещества (г/см²); $E, m_e c^2$ - кинетическая энергия и масса покоя электрона /МэВ/; B - корень трансцендентного уравнения:

$$B - \ln B = \ln(\theta_1 / \theta_3)^2 + 1 - 2C, \quad /20/$$

где $C = 0,577$ - постоянная Эйлера; θ_3 - угол экранирования, удовлетворяющий условию:

$$\left(\frac{\theta_1}{\theta_3}\right)^2 = 7800 \frac{Z^{1/3} (Z+1) \cdot x}{B^2 A (1 + 3,35 (\alpha / \beta^2))}, \quad /21/$$

где $\alpha = 1/137$ постоянная тонкой структуры.

При моделировании угол отклонения от первоначального движения электрона после прохождения слоя x определяется формулой

$$\psi = N \cdot \sqrt{0,5 \theta_1^2 B}. \quad /22/$$

Тогда угол, определяющий новое направление движения электрона /см. раздел 2.2/, будет

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \psi + \sin \theta \sin \psi \cos \phi, \quad /23/$$

где θ' - угол, определяющий направление движения электрона до прохождения слоя толщиной x ; ϕ - угол, равномерно распределенный в интервале $[0, 2\pi]$.

2.6. Попадание электрона в детектор

Пусть начало прямоугольной системы координат находится в центре источника и ось z совпадает с нормалью к поверхности /см. рис.1/. Толщиной источника d здесь можно пренебречь, т.е. плоскость источника имеет уравнение $z=0$, а поверхности детекторов $z = \pm L$, где L - расстояние источник-детектор. Электрон проходит через поверхность детектора в точке:

$$x_D = x_0 \pm L \frac{a_x}{a_z}; \quad y_D = y_0 \pm L \frac{a_y}{a_z}; \quad z = \pm L, \quad /24/$$

где

$$a_x = \sin \theta \cos \phi, \quad a_y = \sin \theta \sin \phi, \quad a_z = \cos \theta. \quad /25/$$

Очевидно, что электрон попадает в детектор при условии

$$(x_D^2 + y_D^2)^{1/2} < r_D, \quad /26/$$

где r_D - радиус детектора.

При расчете модельных спектров принимались следующие геометрические размеры: $r_D = 28$ мм, $L = 1$ мм.

2.7. Учет обратного рассеяния от детектора

При моделировании спектров^{/1/} было принято, что вероятность отражения электронов от детектора не зависит от их энергии и угла падения. Согласно^{/13/} коэффициент обратного рассеяния электронов для германия был выбран 0,45. На этом этапе расчетов считается, что электрон отразился, если

$$R < 0,45. \quad /27/$$

В разделе 3 будут показаны результаты расчетов модельных спектров с учетом угловой и энергетической зависимости коэффициента обратного рассеяния электронов от детектора.

3. УЧЕТ УГЛОВОЙ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Известно, что коэффициент обратного рассеяния электронов от поверхности материала с определенным Z зависит как от энергии, так и от угла падения электронов. Как было показано Кузьминых и Воробьевым^{/14/}:

$$P(Z, E, \theta) = c \theta^d + P_0(Z, E, \theta = 0), \quad /28/$$

где θ - угол между нормалью к поверхности и направлением падения электронов, c и d - сложные функции Z и E , которые для германия имеют приблизительные значения 0,2 и 2 соответственно.

Коэффициент обратного рассеяния при нормальном падении электронов согласно^{/15/} равен:

$$P_0(Z, E, \theta = 0) = b_1 \exp(-b_2 Z^{-b_3}) [1 + (b_4 + b_5 Z^{-b_6}) E^{(b_7 - b_8/Z)}]^{-1}. \quad /29/$$

Коэффициенты b_i находятся из приведенной ниже таблицы:

i	1	2	3	4	5	6	7	8
b_i	0,9383	9,3088	0,6041	0,0135	13,99	1,5415	1,6359	5,312

Для германия ($Z = 32$) из /29/ имеем:

$$P_0(E, \theta = 0) = 0,2979 (1 + 0,0804 E^{1,4699})^{-1}. \quad /30/$$

С учетом /28/ и /30/ ранее описанный алгоритм расчета модельных спектров электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca был дополнен. Предварительно, на основе процесса многократного рассеяния электронов в германии с использованием метода Монте-Карло, были проведены исследования возможности применения для моделирования формулы /28/ и сравнение с имеющимися экспериментальными результатами и расчетами других авторов по обратному рассеянию.

3.1. Многократное рассеяние электронов в HPGe-детекторе

Электроны, проходящие через вещество, отклоняются от первоначального направления и теряют энергию за счет упругого и неупругого взаимодействия. Средний свободный пробег при упругом рассеянии определяется:

$$\frac{1}{\lambda_{el}} = \frac{N_A \rho Z^2 r_0^2 (m_e c^2)^2}{AE^2} \left(\frac{E + m_e c^2}{E + 2m_e c^2} \right) \frac{\pi}{S(S+1)}, \quad /31/$$

где $\rho = 5,323 \text{ г/см}^3$ - плотность германия; S - параметр экранирования по модифицированной формуле Мольера^{/16/}:

$$S = 1,7 \cdot 10^{-5} Z^{2/3} \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \left[1,13 + 3,76 \left(\frac{Z\alpha}{\beta} \right)^2 \right]. \quad /32/$$

Средний свободный пробег при неупругом рассеянии

$$\lambda_{inel} = \frac{\bar{U}}{S_0}, \quad /33/$$

где S_0 - средняя потерянная энергия на единицу пути; \bar{U} - средняя потеря энергии при одном акте неупругого рассеяния^{/17/}:

$$\bar{U} = \frac{U_{max} \cdot U_{min}}{U_{max} - U_{min}} \ln \frac{U_{max}}{U_{min}}. \quad /34/$$

Здесь: $U_{max} = E/2$, а $U_{min} = 7 \div 25 \text{ эВ}$ часто называют энергией плазменных колебаний в веществе.

Между двумя соударениями электрон проходит путь:

$$x = - \frac{\lambda_{el} \cdot \lambda_{inel}}{\lambda_{el} + \lambda_{inel}} \ln R. \quad /35/$$

Очередной акт рассеяния будет упругим, если

$$\lambda_{el} / (\lambda_{el} + \lambda_{inel}) < R, \quad /36/$$

иначе произойдет неупругое рассеяние.

При упругом рассеянии электрон не теряет энергию, а только отклоняется от первоначального направления на средний угол, определяемый соотношением:

$$\cos \theta = 1 + 2S + 2S(1+S) \ln \frac{S}{1+S}, \quad /37/$$

и перемещается в новом направлении на расстояние x . При неупругом рассеянии считалось, что электрон не меняет направления движения, а теряет энергию \bar{U} , продвигаясь на расстояние x . Определяя местоположение и энергию электрона после каждого акта рассеяния /упругого или неупругого/, можно проследить путь электрона в объеме детектора. При этом регистрация электрона детектором оценивается по следующим критериям:

а/ электрон находится в детекторе, его энергия $E > 3 \text{ кэВ}$ - движение электронов прослеживается дальше;

б/ электрон находится в детекторе, его энергия $E \leq 3 \text{ кэВ}$ - электрон зарегистрирован;

в/ электрон вылетел из детектора - электрон отразился от детектора.

Граничная энергия 3 кэВ выбрана равной величине энергетического разрешения стандартного германиевого детектора для энергий порядка нескольких МэВ, типичных для рассматриваемого случая.

Этот алгоритм был положен в основу программы расчета коэффициента обратного рассеяния электронов от HPGe-детектора.

3.2. Проверка корректности алгоритма

Корректность алгоритма и правильность работы программы проверялись из сравнения с результатами по обратному рассеянию, полученному другими авторами. На рис.3 показаны результаты наших расчетов для нормально падающих электронов. Для получения каждой точки было разыграно 1000 событий. Стандартное отклонение определялось по формуле $\Delta = \sqrt{P(1-P)/1000}$. Непрерывная линия на рис.3 построена по формуле /30/, предложенной Табата и др.^{/15/}. В выбранном энергетическом интервале наблюдается хорошее согласие результатов.

В работе^{/18/} для геометрии источник-детектор, показанной на рис.4а, были рассчитаны значения коэффициента обратного рассеяния с использованием метода Монте-Карло /рис.5/. Результаты наших расчетов, выполненных для этой геометрии, но с полубесконечным детектором /см. рис.4б/, также приведены на рис.5. Если учесть, что часть электронов, вылетевших через боковые стены конечного детектора, попадают в группу обратно рассеянных в случае с полубесконечным детектором, то можно считать согласие результатов хорошим.

Параллельно коэффициентам обратного рассеяния была рассчитана длина пробега электронов, остановившихся в детекторе. Эта величина тоже может служить критерием правильности нашей программы расчета. На рис.6 дано сравнение полученных результатов с расчетами^{/18,19/}.

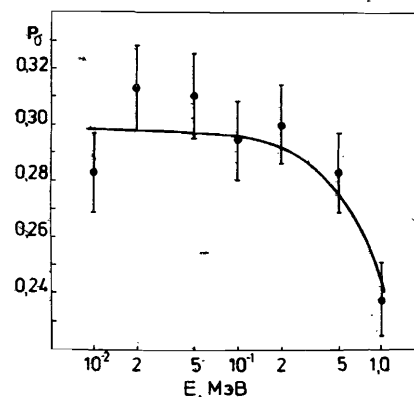


Рис.3. Значения коэффициента обратного рассеяния от германиевого детектора при нормальном падении электронов. Точки - расчетные значения; непрерывная линия - формула Табата и др.^{/15/}.

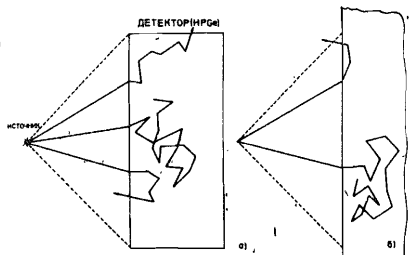
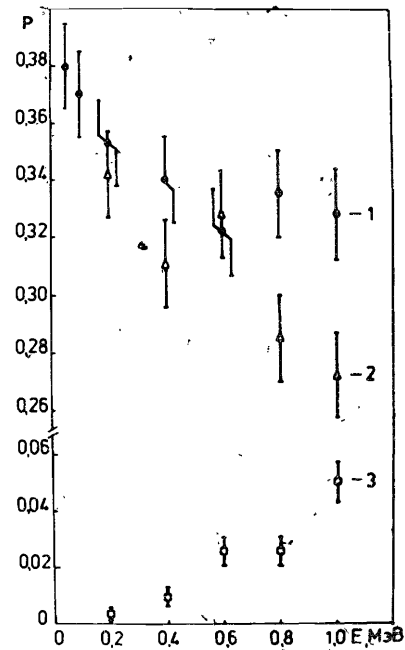


Рис.4. Расположение системы источник-детектор /расстояние источник - детектор - 8 мм/; а - геометрия согласно /18/ /диаметр детектора 16 мм, толщина - 7 мм/; б - полубесконечный детектор.

Рис.5. Значения коэффициента обратного рассеяния от германиевого детектора для геометрии, показанной на рис.4: 1 - результаты данной работы, 2 - работы /18/, 3 - коэффициент вылета электронов через боковые стенки детектора.



3.3. Результаты моделирования для ^{48}Ca

Проведенные исследования обратного рассеяния электронов показывают хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических результатов, полученных методом Монте-Карло и из формулы /28/. Среднеквадратичное отклонение не превышает 1,5%. Модельные спектры электронов /1/ $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca были рассчитаны заново с учетом энергетической и угловой зависимости коэффициента обратного рассеяния согласно формуле /28/. Результаты расчетов для источника толщиной 25 мг/см² для различных корреляционных функций $f(\theta)$ приведены на рис.7 и 8. Видно, что

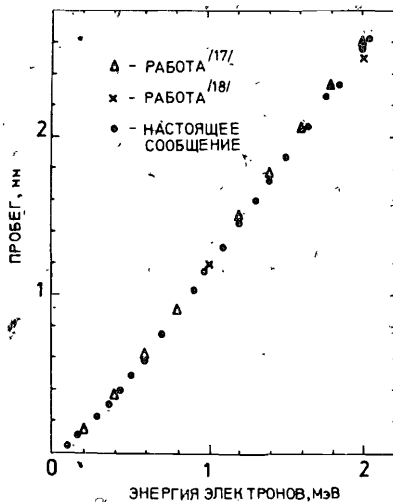


Рис.6. Полная длина пробега электронов в германиевом детекторе.

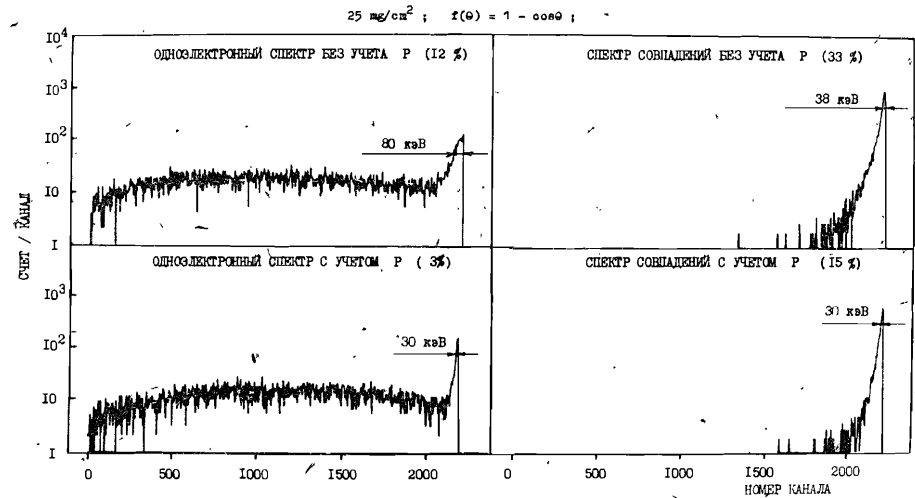


Рис.7. Модельные спектры электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /источник - 25 мг/см²; $f(\theta) = 1 - \cos \theta$; обратное рассеяние по формуле Кузьминых и Воробьева /14/.

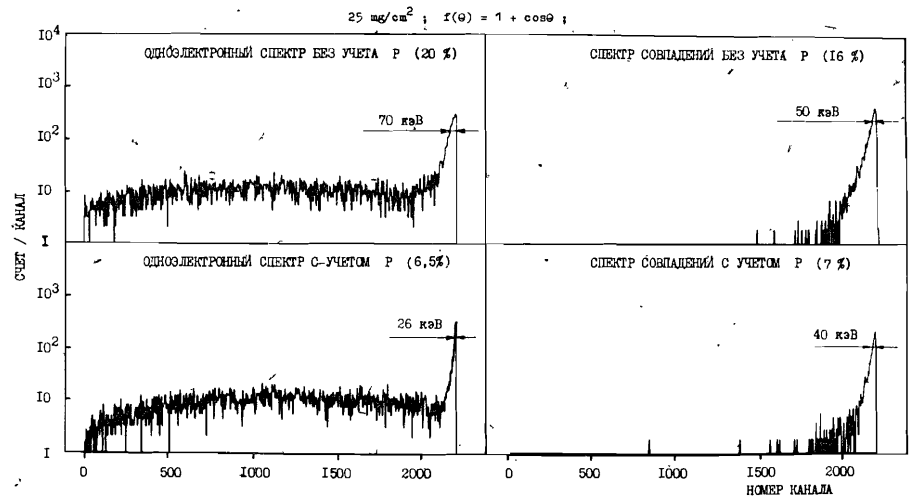


Рис.8. Модельные спектры электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /источник - 25 мг/см²; $f(\theta) = 1 + \cos \theta$; обратное рассеяние по формуле Кузьминых и Воробьева /14/.

более точный учет обратного рассеяния приводит к увеличению эффективности регистрации спектров совпадения до 15% для случая $f(\theta) = 1 - \cos \theta$ /для $P = 0,45$ было 10%/ и до 7% для $f(\theta) = 1 + \cos \theta$ /для $P = 0,45$ было 5%. Кроме того, улучшается разрешение с 36 до 30 кэВ и с 50 до 40 кэВ соответственно.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ $2\beta_{0\nu}$ -РАСПАДА ^{76}Ge

$\beta^{1/}$ говорилось о возможности проводить поиск $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{76}Ge , входящего в состав HPGe-детекторов спектрометра совпадений. Для оценки чувствительности эксперимента с HPGe-телескопом по отношению к $2\beta_{0\nu}$ -распаду ^{76}Ge необходимо, помимо сделанных предположений о массе ^{76}Ge , о времени измерения и уровне фона, знать эффективность регистрации электронов детектором. В работе $\beta^{1/}$ была указана эффективность $\epsilon = 0,8$, полученная из геометрических соображений.

Используя описанный в разделе 3.1 алгоритм исследования движения электронов в веществе и, с учетом упомянутых в разделах 2.2 и 2.3 корреляционных функций направлений вылета $f(\theta)$ и распределения энергий $F(E)$ электронов, была рассчитана эффективность регистрации электронов в германиевом детекторе диаметром 56 мм и толщиной 6 мм.

Считалось, что очередная пара электронов зарегистрирована успешно, если оба электрона оставались в объеме детектора до тех пор, пока энергия каждого из них $E \leq 3$ кэВ. Если хотя бы один из электронов пары покидал детектор с $E > 3$ кэВ, эта пара отбрасывалась.

Было разыграно 1000 распадов при следующих условиях: $Q_{2\beta} = 2,041$ МэВ, точки распада распределены равномерно по объему детектора, $f(\theta) = 1 - \cos \theta$, $F(E)$ см. формулу /8/. Расчеты дали эффективность регистрации $\epsilon = 0,872(11)$.

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ $2\beta_{0\nu}$ -РАСПАДА

Полученные результаты позволяют уточнить оценки чувствительности эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада $\beta^{1/}$. Улучшение разрешения и увеличение эффективности приводят к следующим величинам:

$$\lim T_{1/2}^{0\nu} ({}^{48}\text{Ca}) \geq 10^{22} \text{ лет}, \quad \lim T_{1/2}^{0\nu} ({}^{76}\text{Ge}) \geq 3 \cdot 10^{23} \text{ лет}.$$

Таким образом, результаты моделирования с учетом многократного рассеяния электронов в Ge дают более точную оценку возможности предлагаемого эксперимента $\beta^{1/}$ по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью HPGe-спектрометра совпадений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-84-554, Дубна, 1984.
2. Ермаков С.М., Михайлов Г.И. Статистическое моделирование. 2-е изд., дополненное. "Наука", М., 1982, с.23.
3. Doi M. et al. Progr.Theor.Phys., 1983, vol.70, No.5, p.1353.
4. Лазаренко В.Р. УФН, 1966, т.90, вып.4, с.601.
5. Landau L. J.Phys. USSR, 1944, vol.8, p.201.
6. Вавилов П.В. ЖЭТФ, 1957, 5, с.749.
7. Blunck O., Leisegang S. Z.Phys., 1950, vol.128, p.500.
8. Findlay D.J.S., DuSautoy A.R. Nucl.Instr. and Meth., 1980, vol.174, p.531.
9. Rohrllich F., Carlson B.C. Phys.Rev., 1954, vol.93, p.38.
10. Sternheimer R.M. Phys.Rev., 1966, vol.145, p.247.
11. Goudsmit S.A., Saunderson J.L. Phys.Rev., 1940, vol.57, p.24; 1940, vol.58, p.36.
12. Moliere G.Z. Naturforsch., 1948, vol.3a, p.78.
13. Кноп Г., Пауль В. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. /Под ред. К.Зигбана/. Атомиздат, М., 1969, вып.2, с.34.
14. Kuzminikh V.A., Vorobiev S.A. Nucl.Instr. and Meth., 1975, vol.129, p.561.
15. Tabata T. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1971, vol.94, p.509.
16. Moliere G. Z.Naturforsch., 1947, vol.2a, p.133.
17. Liljequist D. J.Phys.D: Appl.Phys., 1978, vol.11, p.839.
18. Noma H. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1983, vol.211, p.391.
19. Rehfield D.M., Moore R.B. Nucl.Instr. and Meth., 1978, vol.157, p.365.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1985 года.

Маринов А. и др.

13-85-99

Моделирование эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью HPGe-спектрометра совпадений

Описан алгоритм расчета с помощью метода Монте-Карло функции отклика полупроводникового спектрометра совпадений, предложенного ранее для экспериментов по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада. Проведено моделирование эксперимента с учетом многократного рассеяния электронов в детекторах. Исследована угловая и энергетическая зависимость коэффициента обратного рассеяния электронов от HPGe-детекторов. Получены уточненные оценки чувствительности эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca и ^{76}Ge для спектрометра совпадений из 32 HPGe-детекторов: $\lim T_{1/2}^{0\nu} \geq (^{48}\text{Ca}) \geq 10^{22}$ лет, $\lim T_{1/2}^{0\nu} \geq (^{76}\text{Ge}) \geq 3 \cdot 10^{23}$ лет.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Г.Г.Сандуковской

Marinov A. et al.

13-85-99

The Modelling of Experiment on Search of $2\beta_{0\nu}$ -Decay by Using the HPGe-Coincidence Spectrometer

The algorithm of calculation by the Monte Carlo method is given for the response function of a semiconductor coincidence spectrometer for experiments on search of $2\beta_{0\nu}$ -decay. The modelling of this experiment is performed allowing for the multiple scattering of electrons in detectors. The angular and energy dependence of the coefficient of back scattering of electrons from HPGe-detectors is studied. More exact estimates are obtained for the sensitivity of experiment on search of $2\beta_{0\nu}$ -decay of ^{48}Ca and ^{76}Ge by using the coincidence spectrometer of 32 HPGe-detectors: $\lim T_{1/2}^{0\nu} \geq (^{48}\text{Ca}) \geq 10^{22}$ years, $\lim T_{1/2}^{0\nu} \geq (^{76}\text{Ge}) \geq 3 \cdot 10^{23}$ years.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985