

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ G_A/G_V С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ УЛЬТРАХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

© 2019 г. А. П. Серебров*, О. М. Жеребцов,
А. Н. Мурашкин, Г. Н. Ключников, А. К. Фомин

НИЦ “Курчатовский институт” — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 01.11.2018 г.; после доработки 07.11.2018 г.; принята к публикации 07.11.2018 г.

В работе обсуждается эксперимент по определению величины λ — отношения аксиальной константы слабых взаимодействий G_A к векторной G_V — путем одновременного измерения электронной и нейтринной асимметрии на одной установке. Описывается методика проведения измерений и обработки данных. Способ определения λ , предложенный в настоящей работе, во-первых, позволяет пренебречь возможным вкладом фирцевского интерференционного члена, а во-вторых, исключает необходимость точного измерения поляризации нейтронов. Показано, что представленный в работе метод позволяет измерить величину λ с точностью на уровне 10^{-4} .

DOI: 10.1134/S0044002719020120

ВВЕДЕНИЕ

Изучение фундаментальных свойств нейтрона является одной из возможностей проверки справедливости предсказаний стандартной модели (СМ) элементарных частиц [1]. В рамках СМ теория бета-распада нейтрона подробно рассмотрена в [1–3]. Обнаружение отклонений от предсказаний СМ для таких величин, как время жизни нейтрона, значения корреляционных констант, в частности электронной и нейтринной асимметрий в распаде поляризованного нейтрона, могло бы указывать на проявление новой физики, выходящей за рамки СМ. Анализ чувствительности времени жизни нейтрона, корреляционных коэффициентов в бета-распаде нейтрона к вкладу новой физики на уровне 10^{-4} выполнен в [3].

Величина λ является основной величиной, которая вместе с матричным элементом V_{ud} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ) определяет гамильтониан слабых взаимодействий. Ее измерение с высокой точностью представляет особый интерес для проверки справедливости СМ [1, 3, 4]. Элемент V_{ud} может быть определен из времени жизни нейтрона и величины λ . Полученное значение $|V_{ud}|$ можно сравнить с соответствующими значениями, определяемыми по вероятности сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов и свойству унитарности матрицы ККМ [5, 6]. Помимо теории слабых взаимодействий, знание величины λ представляет интерес для расчетов в рамках квантовой хромодинамики на решетке [7].

В СМ коэффициент, характеризующий асимметрию вылета электронов относительно спина нейтрона, —

$$A_0 = \frac{-2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}. \quad (1)$$

В эксперименте измеряется величина A , отличающаяся от $A_0 = -0.1184$ на ряд поправок порядка 1%. В [3] получены формулы для корреляционных коэффициентов, в которых учитываются радиационные поправки и поправки на конечную массу протона с точностью 10^{-4} .

Основные работы по измерению электронной асимметрии A были выполнены на пучках холодных нейтронов [8, 9]. Точность определения величины A_0 в [8] составила 0.5%. В эксперименте по измерению A_0 с ультрахолодными нейтронами (УХН) точность составила 0.67% [10].

К настоящему времени точность в измерении коэффициента A_0 составляет порядка 1% [11]. Величина λ может быть определена из (1) путем измерения электронной асимметрии бета-распада. Относительная точность определения λ равна $\delta\lambda/\lambda \approx 0.25\delta A_0/A_0$. Наиболее точные значения λ получены как раз из экспериментов по измерению A_0 .

Статистическая погрешность в измерении электронной асимметрии может быть доведена до величины менее 10^{-4} , для полупроводникового детектора (ППД) относительная погрешность в определении средней скорости $\delta v/v \approx 5.5 \times 10^{-4}$. При неоднородности магнитного поля в области распада $\delta B_0/B_0 \approx 2 \times 10^{-3}$ относительная погрешность

*E-mail: serebrov_ap@npni.nrcki.ru

среднего косинуса угла вылета электрона $\overline{\cos \epsilon \sigma}$ ¹⁾ составляет 2×10^{-4} . Погрешность в измерении поляризации, как и неточность в определении $\overline{\cos \epsilon \sigma}$ и ν , ограничивает точность определения коэффициента A .

Измерение поляризации нейтронного пучка с высокой точностью (на уровне 0.1%) представляет собой трудную задачу, которая тем не менее может быть решена для хорошо коллимированного пучка нейтронов. Пучок УХН может быть поляризован путем приложения к нейтронам сильного магнитного поля порядка 7 Тл. В [10, 12] в эксперименте по измерению A_0 с УХН была получена оценка величины поляризации с точностью 2×10^{-3} . Точность измерения поляризации в [8] с помощью He-3 фильтров равна 10^{-3} . Средняя поляризация в [10] составляет 0.9966(17). При решении задачи по определению A с относительной точностью порядка 0.01% потребуется исключить вклад поляризации.

Величину λ можно выразить в виде отношения

$$\lambda = -\frac{1-x}{1+x}, \quad (2)$$

где $x = A_0/B_0$. Коэффициент $B_0 = 2\lambda(\lambda - 1)/(1 + 3\lambda^2)$ характеризует асимметрию бета-распада поляризованных нейтронов относительно направления вылета электронного антинейтрино.

Поскольку $\delta\lambda/\lambda \approx -10\delta B_0/B_0$, B_0 слабо зависит от λ . В эксперименте измеряется коэффициент B , который с точностью до поправок порядка 0.01% совпадает с B_0 . В настоящее время точность в измерении коэффициента $B = 0.9807$ составляет порядка 0.3% [11]. Наиболее точное значение величины B_0 получено в [13].

При отличном от нуля фирцевском интерференционном члене корреляционные коэффициенты перенормируются следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= A/(1 + b\langle m_e c^2/E_e \rangle), \\ \tilde{B} &= B/(1 + b\langle m_e c^2/E_e \rangle), \\ \tilde{a} &= a/(1 + b\langle m_e c^2/E_e \rangle), \end{aligned}$$

где $m_e c^2$ — масса электрона, E_e — полная энергия электрона, угловые скобки означают усреднение по фермиевскому спектру в заданном интервале энергий. Определение λ через отношение A_0/B_0 по формуле (2) свободно от возможного вклада фирцевского члена. Сравнение λ , полученного с

помощью (1), и по формуле (2), может служить для оценки фирцевского члена.

Оценим относительную погрешность λ , определенную в (2):

$$\left| \frac{\delta\lambda}{\lambda} \right| \approx 0.2 \sqrt{\left(\frac{\delta A_0}{A_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta B_0}{B_0} \right)^2}. \quad (3)$$

Как видно из (3), для достижения высокой точности определения λ по (2) величины A и B нужно измерять с одинаковой относительной точностью.

Если коэффициенты A и B измеряются на одной установке, поляризация при измерении A и при измерении B будет одна и та же, и зависимости λ от P в (2) не будет. В правой части (3) не будет вклада погрешности измерения поляризации. Для того чтобы получить на порядок более точное значение λ (на уровне 0.01%), потребуется измерить с точностью 0.1% как электронную асимметрию A , так и нейтринную асимметрию B .

На базе исследовательского реактора ВВР-М в ПИЯФ НИЦ КИ создается высокоинтенсивный источник УХН на основе сверхтекучего гелия [14]. Планируется достижение плотности УХН 10^4 см^{-3} [15, 16], что на 2–3 порядка превышает плотность УХН на существующих в мире источниках. Производительность УХН на источнике составит 10^8 с^{-1} . Такая производительность позволит выходить в экспериментах по измерению времени жизни нейтрона и асимметрий бета-распада на большую статистику за достаточно короткое время, что в свою очередь повысит точность эксперимента за счет более тщательного изучения систематических погрешностей измерений.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ G_A/G_V

Для одновременного измерения A и B на одной установке предлагается использовать УХН, хранящиеся в области магнитного поля сверхпроводящего соленоида [17]. Отличительной особенностью предлагаемого эксперимента является вертикальное расположение криостата. Вследствие того, что энергия УХН не превышает 10^{-7} эВ и ловушка УХН расположена вертикально, можно выделить базу пролета протонов и применить методику, реализованную ранее в эксперименте по измерению коэффициента B [13]. Предлагается использовать проточный вариант наполнения ловушки, когда входной нейтронный пучок соединен с источником УХН. Несмотря на неизбежную деполяризацию УХН на стенках ловушки (поверхности объема хранения) [18] с течением времени в объеме хранения установятся стационарные плотности распределения УХН, соответствующие нейтронам с исходной поляризацией и деполяризованным

¹⁾Средние косинусы угловых корреляций определяются следующим образом: $\overline{\cos \epsilon \sigma} = 0.5(1 + \cos \theta_c)$, $\overline{\cos \nu \sigma} = \iint \cos \nu \sigma d\Omega_e d\Omega_\nu / \iint d\Omega_e d\Omega_\nu$, $\overline{\cos \epsilon \nu} = \iint \cos \epsilon \nu d\Omega_e d\Omega_\nu / \iint d\Omega_e d\Omega_\nu$, где θ_c — критический угол вылета электрона, $d\Omega_e$ и $d\Omega_\nu$ — элементы телесных углов вылета электрона и нейтрино.

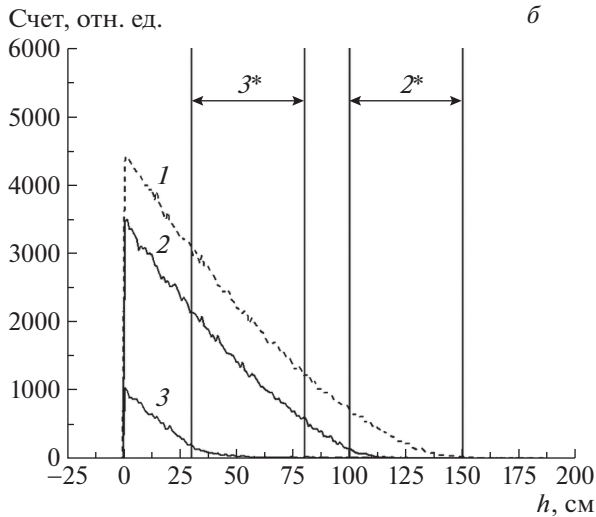
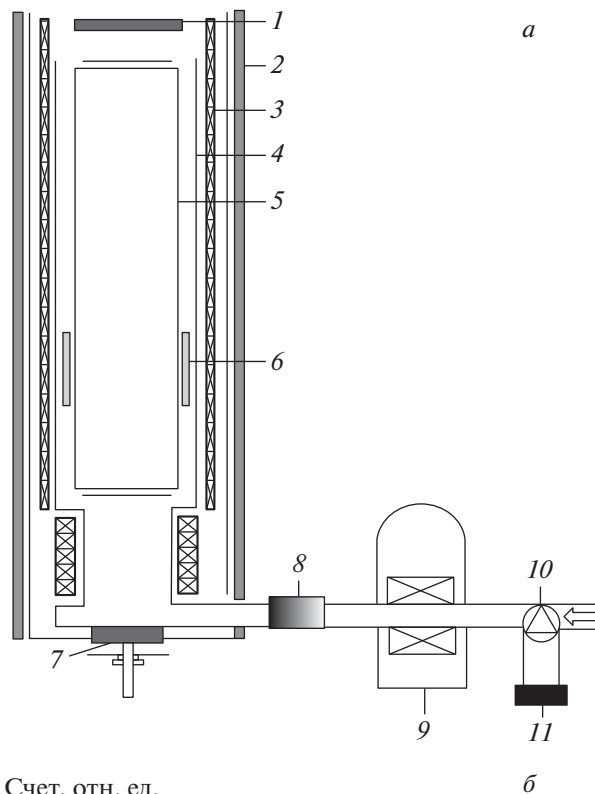


Рис. 1. *a* — Схема корреляционного спектрометра с вертикальным расположением соленоида: 1 — протонный детектор, 2 — железный цилиндр, 3 — сверхпроводящий соленоид, 4 — ловушка УХН, 5 — электростатическая система, 6 — кольцо-поглотитель нейтронов, 7 — электронный детектор, 8 — спин-флиппер, 9 — сверхпроводящий соленоид-поляризатор, 10 — переключатель направления потока УХН, 11 — нейтронный детектор; *b* — распределение нейтронов по высоте в распадной области для Ве-покрытия: 1 — без поглотителя, 2 — нижний край поглотителя на высоте 100 см от доньшка распадной области (поглотитель занимает область 2*), 3 — нижний край поглотителя на высоте 30 см от доньшка распадной области (поглотитель занимает область 3*).

нейтронам. Доля деполаризованных нейтронов составит величину порядка $\alpha\tau_s$, где α — вероятность деполаризации нейтрона в единицу времени и τ_s — время хранения УХН в ловушке. В эксперименте с УХН [12] величина $P > 0.9948$. Это говорит о том, что при измерениях с поляризованными УХН в режиме на проток можно добиться высокой поляризации нейтронов в объеме хранения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА “СОЛЕНОИД”

На рис. 1*a* представлена схема установки для измерения корреляционных коэффициентов. Основу корреляционного спектрометра составляет сверхпроводящий соленоид (3) с внутренним диаметром 510 мм, длиной 3500 мм, расположенный внутри гелиевого криостата длиной 4600 мм. При токе в 1000 А соленоид создает в однородной области магнитное поле индукцией 0.35 Тл, в области магнитной “пробки” — 0.89 Тл. Вдоль оси соленоида область распада выделяется электростатическим цилиндром (5), нижний срез которого находится на 1 м выше нижней кромки гелиевого криостата. Электростатический цилиндр представляет собой систему из кольцевых электродов, в нижней и верхней частях которого размещены плоские сетки. В нижней части область распада выделяется положением высоковольтной сетки. Сверху область распада ограничена высотой подъема УХН. Электростатическая система монтируется внутри объема хранения (4) (ловушки). В случае ловушки с бериллиевым покрытием высота подъема УХН составит 2.4 м. На рис. 1*b* изображены графики зависимости плотности распределения УХН от высоты для различных энергетических спектров УХН. Для измерения плотности УХН предлагается изменять верхнюю границу высоты подъема УХН в объеме хранения путем поднимания (опускания) кольцевого поглотителя из полиэтилена (6). Протоны, вылетевшие из области, ограниченной электростатическим цилиндром, ускорятся электрическим полем до необходимой энергии порядка 22 кэВ и оставят сигнал на протонном детекторе (1). Протонный детектор расположен выше электростатического цилиндра на высоте, которой не достигает УХН. Электронный детектор представляет собой диск диаметром 300 мм, который установлен на 5 см ниже кромки гелиевого криостата в магнитном поле с величиной индукции порядка 0.35 Тл. Из области распада, выделенной электростатическим цилиндром, до поверхности электронного детектора смогут долететь только те электроны, угол вылета которых относительно оси соленоида не превышает критический угол $\theta_c = 39^\circ$.

Исходная поляризация УХН создается при прохождении нейтронов через сверхпроводящий соленоид-поляризатор, создающий индукцию магнитного поля 7 Тл при токе 1000 А (9). Затем спин нейтрона поворачивается системой катушек (8) (CSR — coils of spin rotation) либо вверх, либо вниз в зависимости от направления магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде. После поворота спина нейтрон движется по нейтроноводу в магнитном поле, необходимом для поддержания поляризации, и попадает в объем хранения (4).

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОЙ СТАТИСТИКИ

Экспериментальная установка включает в себя источник УХН, нейтроноводную систему и объем хранения УХН. Для математического моделирования эксперимента методом Монте-Карло были определены траектории всех нейтронов ансамбля от момента рождения в источнике до попадания в ловушку установки [15]. При проведении расчетов предполагалось, что движение нейтронов происходит в гравитационном поле Земли. В моделировании учтены все возможные потери нейтронов.

Установка заполняется нейтронами через нейтроновод диаметром 140 мм. Длина прямой части нейтроновода перед установкой составляет 5 м. Нейтроновод напылен $^{58}\text{Ni-Mo}$ -покрытием с граничной скоростью 7.8 м/с и коэффициентом потерь 3×10^{-4} . Нижняя часть объема хранения имеет диаметр 30 см и высоту 1 м. Верхняя часть объема хранения (распадная область) имеет диаметр 40 см и высоту 3.5 м. Ловушка наполняется в постоянном режиме. Поверхность объема хранения УХН имеет два варианта покрытия:

1) бериллиевое с граничной скоростью 6.8 м/с и коэффициентом потерь 3×10^{-5} ;

2) медное с граничной скоростью 5.6 м/с и коэффициентом потерь 3×10^{-4} .

В результате расчета получено, что количество нейтронов (без учета поляризации) в распадной области установки составляет 3.3×10^8 для бериллиевого напыления и 4.9×10^7 для медного напыления. С учетом поляризации УХН для случая бериллиевого покрытия соответствующее число распадов нейтронов составит $1.8 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, а для случая медной ловушки — $5.6 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$. Из-за магнитной коллимации в планируемом эксперименте будет использоваться только одна десятая доля от полного числа бета-распадов. Поэтому для набора статистики, необходимой для измерения электронной асимметрии с точностью до 0.1% в случае бериллиевого покрытия ловушки потребуется всего 3–4 непрерывных измерений. В случае медного покрытия ловушки для набора такой же

статистики потребуется порядка суток непрерывных измерений.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Без учета T — неинвариантного слагаемого — вероятность распада нейтрона с вылетом электрона с кинетической энергией $[E, E + dE]$ в телесный угол $d\Omega_e$ и нейтрино в телесный угол $d\Omega_\nu$ дается следующим выражением:

$$dW(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu) = \Gamma(E) \left[1 + b \frac{m_e c^2}{E_e} + a \frac{c\mathbf{P}_e \cdot c\mathbf{P}_\nu}{E_e E_\nu} + A\mathbf{P} \frac{c\mathbf{P}_e}{E_e} + B\mathbf{P} \frac{c\mathbf{P}_\nu}{E_\nu} \right] d\Omega_e d\Omega_\nu dE, \quad (4)$$

где $\Gamma(E)$ — плотность распределения электронов по кинетической энергии, a, A, B — коэффициенты угловых корреляций “электрон–антинейтрино”, “электрон–спин нейтрона” и “нейтрино–спин нейтрона” соответственно, $b m_e c^2 / E_e$ — интерференционный фирцевский член (в СМ равен нулю), \mathbf{P} — поляризация нейтрона, \mathbf{p}_e и \mathbf{p}_ν — импульсы электрона и антинейтрино и E_ν — энергия безмассового нейтрино, Ω_e и Ω_ν — телесные углы вылета электрона и антинейтрино.

Учет изменения ориентации спина нейтрона на противоположную позволит выделить в dW выражения, содержащие корреляционные коэффициенты A и B . В отличие от экспериментов, где направление магнитного поля в области распада остается неизменным, в настоящем эксперименте переориентация спина сопровождается изменением направления вектора индукции магнитного поля в соленоиде на противоположное. Переориентация спина нейтронов осуществляется катушками поворота спина ((8) на рис. 1а). Реверсирование магнитного поля сверхпроводящего соленоида осуществляется переключением направления тока в соленоиде. Конечным состоянием спина \mathbf{S}_n при повороте является $\mathbf{S}_n \uparrow \uparrow Oz$ либо $\mathbf{S}_n \uparrow \downarrow Oz$ в зависимости от направления магнитного поля в соленоиде. Система катушек (8) используется для изменения поляризации нейтронов, выступая в роли спин-флиппера. Для измерения величины поляризации УХН в области распада можно использовать метод, предложенный в [12].

В основе предлагаемого эксперимента лежит схема задержанных совпадений, при которой сигнал на электронном детекторе дает “старт”, а сигнал на протонном — “стоп”. Энергия электрона измеряется на ППД, по ней определяется среднее для интервала энергий $[E, E + dE]$ значение скорости v . Для каждого из двух возможных направлений спина в эксперименте производится измерение числа соответствующих сигналов (счетов)

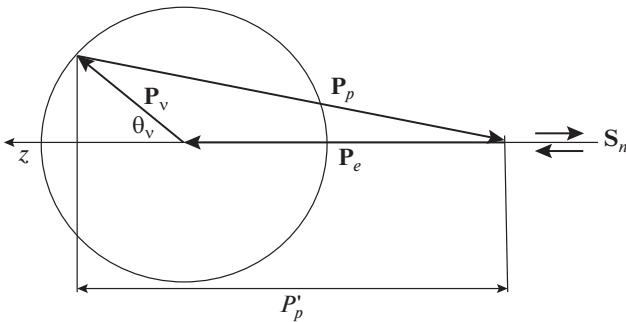


Рис. 2. Связь между импульсами частиц в процессе распада поляризованного нейтрона.

на электронном детекторе в определенный интервал $[E, E + dE]$. При измерении коэффициента B сигналы на электронном детекторе дополнительно сортируются по разности времен пролета $t = t_p - t_e$, где t_e — время регистрации сигнала “старт” от электрона, t_p — время регистрации сигнала “стоп” от протона. Считается, что сигналы “старт” и “стоп” пришли от частиц, образовавшихся в распаде одного и того же нейтрона. Путем усреднения распределения УХН по высоте с использованием закона сохранения импульса частиц, образующихся при распаде нейтрона, удастся вычислить среднее значение косинуса угла вылета антинейтрино.

На рис. 2 показана связь между импульсами частиц, возникающими при бета-распаде поляризованного нейтрона (на рисунке приняты обозначения: \mathbf{P}_p — импульс протона, P'_p — проекция импульса протона на направление \mathbf{S}_n). Спин нейтрона \mathbf{S}_n может быть ориентирован как в направлении на электронный детектор ($\mathbf{S}_n \uparrow Oz$), так и в противоположную сторону ($\mathbf{S}_n \updownarrow Oz$).

Условимся в дальнейшем принимать за положительное направление оси Oz направление на протонный детектор. Из закона сохранения импульса получается связь между углами вылета электрона, антинейтрино и продольной составляющей импульса протона p_p^{\parallel} :

$$p_p^{\parallel} = -p_e \cos \vartheta_e - p_\nu \cos \vartheta_\nu. \quad (5)$$

Косинус критического угла вылета электрона равен:

$$\cos \vartheta_e = \sqrt{1 - \frac{E_e^2 - m_e^2 c^4}{(E_e + eU)^2 - m_e^2 c^4} \frac{B_0}{B_1}}. \quad (6)$$

В (6) B_0 — индукция магнитного поля в однородной области, B_1 — индукция магнитного поля в области магнитной “пробки”, электрический потенциал в точке распада нейтрона $U \sim 20$ кВ, e — элементарный электрический заряд. С точностью до членов порядка m_e/m_n энергия нейтрино равна:

$$cp_\nu = E_0 - E, \quad (7)$$

где максимальное значение кинетической энергии электрона $E_0 = 781.6$ кэВ.

В рассматриваемой методике время пролета протона (электрона) рассчитывается по заданным электрическим и магнитным полям. При измерении коэффициента B существенным является знание распределения плотности нейтронов по высоте, поскольку от точки распада зависит время пролета заряженных частиц. Плотность распределения УХН по высоте определяется путем измерения счета протонов на детекторе (1) при перемещении полиэтиленового кольца-поглотителя (6). Измерение коэффициентов A и B проводится при поднятом на 300 см от нижнего края электростатической системы поглотителя.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ УХН В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЫСОТЫ

Для измерения плотности УХН в зависимости от высоты в нашей установке предлагается использовать перемещаемый вдоль оси соленоида кольцевой поглотитель высотой 50 см (6). Расположив поглотитель так, что нижняя кромка кольца находится на высоте h_k относительно “доннышка” области распада, мы уменьшим количество УХН, расположенных выше плоскости $z = h_k$. На рис. 1б приведены результаты расчетов распределения плотности УХН в нашей установке. При опускании поглотителя плотность УХН в области распада падает и пропорционально ей уменьшается счет на протонном детекторе $N_p(h_k)$. Плотность нейтронов в области распада можно с хорошей точностью аппроксимировать квадратичной функцией

$$n_k(z) = a_0(h_k) + a_1(h_k)z + a_2(h_k)z^2, \quad (8)$$

где коэффициенты a_0 , a_1 и a_2 являются функциями высоты подъема кольца-поглотителя h_k .

В эксперименте мы будем измерять интегральный счет протонов от распада всех нейтронов, находящихся в области распада ниже высоты h_k^* , где плотность УХН равна нулю. Исходя из того, что уравнение $n_k(h_k^*) = 0$ имеет единственное решение, из (8) мы получаем, что $a_1 = -2\sqrt{a_0 a_2}$ и $h_k^* = \sqrt{a_0/a_2}$. Следовательно, интегральный счет протонов

$$N_p(h_k) = \alpha \int_0^{h_k} n_k(z) dz = \alpha \frac{a_0(h_k)}{3} \left(\frac{a_0(h_k)}{a_2(h_k)} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где α — коэффициент связи между числом распадов нейтрона и числом зарегистрированных событий, который одинаков для всех нейтронов из

области распада. Строя зависимость $N_p(h_k)$ и аппроксимируя ее гладкой функцией, можно найти максимальную высоту подъема УХН при поднятом поглотителе z_{\max} . Величине z_{\max} соответствует минимальное значение высоты h , на которой $N_p(h)$ становится постоянным. В нашей модели максимальная высота $z_{\max} = (a_0/a_2)^{1/2}$ известна, поэтому из значения $N_p(z_{\max})$ можно найти $\alpha a_0(z_{\max})$. Далее с точностью до коэффициента α находятся коэффициенты a_2 и a_1 , тем самым восстанавливается плотность УХН (8) с точностью до постоянного множителя.

ИЗМЕРЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Серия измерений для одного выбранного направления магнитного поля в соленоиде проводится в течение 2–3 ч. За это время проводятся измерения числа сигналов на электронном детекторе при отсутствии электрического поля внутри электростатического цилиндра (для измерения коэффициента B).

Количество зарегистрированных на электронном детекторе сигналов, попадающих в j -й энергетический интервал и в i -й временной интервал, согласно (4), составит

$$N_{ji}^{\pm} = \Gamma(E_j) f_{ji} \left[1 + b \left\langle \frac{m_e c^2}{E_e} \right\rangle_j + \right. \\ \left. + av_j (\overline{\cos e\nu})_{ji} \pm APv_j (\overline{\cos \sigma e})_{ji} \pm BP (\overline{\cos \sigma \nu})_{ji} \right], \quad (10)$$

где f_{ji} — количество сигналов при отсутствии угловых корреляций, $(\overline{\cos e\nu})_{ji}$ — среднее значение $\cos \vartheta_{e\nu}$, $(\overline{\cos \sigma e})_{ji}$ и $(\overline{\cos \sigma \nu})_{ji}$ — соответствующие средние значения $\cos \vartheta_e$ и $\cos \vartheta_\nu$, в $\langle m_e c^2 / E_e \rangle_j$ усреднение выполняется с фермиевским спектром. При вычислении f_{ji} , $(\overline{\cos e\nu})_{ji}$, $(\overline{\cos \sigma e})_{ji}$ и $(\overline{\cos \sigma \nu})_{ji}$ выполняется интегрирование по всей области распада, в которой распределение плотности УХН по высоте дается формулой (8).

Произведя перенормировку в (10) корреляционных коэффициентов a , A и B , запишем разность и сумму числа задержанных совпадений для противоположных направлений спина нейтрона:

$$N_{ji}^+ - N_{ji}^- = 2\Gamma(E_j) f_{ji} P \times \\ \times \left[Av_j (\overline{\cos \sigma e})_{ji} + B (\overline{\cos \sigma \nu})_{ji} \right], \quad (11)$$

$$N_{ji}^+ + N_{ji}^- = 2\Gamma(E_j) f_{ji} \left[1 + av_j (\overline{\cos e\nu})_{ji} \right]. \quad (12)$$

Для измерения коэффициента A требуется выполнить усреднение правых частей (11) и (12) по углам вылета антинейтрино. Это усреднение выполняется путем суммирования N_{ji}^{\pm} по временным интервалам i . При этом формулы (11) и (12) приобретают следующий вид:

$$N_j^+ - N_j^- = 2\Gamma(E_j) f_j \times \\ \times \left[PA v_j (\overline{\cos \sigma e})_j + PB (\overline{\cos \sigma \nu})_j \right], \quad (13)$$

$$N_j^+ + N_j^- = 2\Gamma(E_j) f_j \left[1 + av_j (\overline{\cos e\nu})_j \right], \quad (14)$$

где N_j^{\pm} — число задержанных совпадений в j -м энергетическом интервале при $B_z > 0$, N_j^- — при $B_z < 0$, f_j — количество сигналов при отсутствии угловых корреляций за максимальное время ожидания сигнала “стоп”,

$$N_j^{\pm} = \sum_i N_{ji}^{\pm}, \quad (15)$$

$$f_j = \sum_i f_{ji} \quad (16)$$

и

$$(\overline{\cos \sigma e})_j = f_j^{-1} \sum_i f_{ji} (\overline{\cos \sigma e})_{ji}, \quad (17)$$

причем в (15)–(17) суммирование производится по всем индексам i от 0 до $t_{\max}^A / \Delta t$, где t_{\max}^A — максимальное время ожидания сигнала “стоп” в случае измерения коэффициента A .

Из (13) и (14) следует, что при условии $(\overline{\cos \sigma \nu})_j = (\overline{\cos e\nu})_j = 0$ произведение PA , измененное для j -го энергетического интервала, равно:

$$PA_j = \frac{N_j^+ - N_j^-}{N_j^+ + N_j^-} \left[v_j (\overline{\cos \sigma e})_j \right]^{-1}. \quad (18)$$

Среднее значение $(\overline{\cos \sigma e})_j$ с хорошей точностью дается следующей формулой: $(\overline{\cos \sigma e})_j = 0.5(1 + \cos \vartheta_{cj})$, где $\cos \vartheta_{cj}$ определен в (6) при $E_e = E_j + m_e c^2$ и среднем значении потенциала U .

При измерении коэффициента B электрический потенциал на кольцевых электродах выравнивается, за счет чего электрическое поле в области распада исчезает. Каждый протон при этом движется с постоянной по модулю скоростью от точки распада нейтрона до границы электростатического цилиндра, где он ускоряется и затем вылетает либо на протонный, либо на электронный детектор.

Комбинируя (11) и (12), представим B_{ji} в виде

$$B_{ji} = \left\{ \frac{N_{ji}^+ - N_{ji}^-}{N_{ji}^+ + N_{ji}^-} \left(1 + av_j (\overline{\cos e\nu})_{ji} \right) - APv_j (\overline{\cos \sigma e})_{ji} \right\} (P\overline{\cos \sigma\nu})_{ji}^{-1}. \quad (19)$$

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ A И B

Для оценки возможных систематических ошибок было выполнено математическое моделирование эксперимента по измерению корреляционных коэффициентов A и B на установке “Соленоид”. Целью математического моделирования является нахождение величин N_{ji}^+ и N_{ji}^- , f_{ji} , $(\overline{\cos e\nu})_{ji}$, $(\overline{\cos \sigma e})_{ji}$ и $(\overline{\cos \sigma\nu})_{ji}$, входящих в (11) и (12). Вычисление средних косинусов в интервале j , i производится в предположении фермиевского распределения электронов по кинетической энергии и распределения нейтронов по высоте в соответствии с плотностью

$$n(z) \propto (1 - z/H)^{3/2}, \quad (20)$$

где H — максимальная высота подъема УХН, зависящая от материала покрытия ловушки [19].

Перед началом траекторных расчетов было произведено вычисление магнитного и электрического полей рассматриваемой системы с помощью специальных программных пакетов. Определение траекторий электронов и протонов проводилось численным интегрированием системы уравнений движения, при этом начальными данными являлись кинетическая энергия электрона E , косинус угла вылета электрона $\cos \vartheta_e$, косинус угла вылета антинейтрино $\cos \vartheta_\nu$, координата точки, в которой произошел распад нейтрона z . Расчет траекторий производился для всех начальных положений частиц в области распада.

По энергии электрона и направлениям вылета электрона и антинейтрино из закона сохранения импульса с помощью (5) находятся компоненты импульса протона. Далее вычисляется время пролета электрона от точки распада нейтрона до электронного детектора t_e , время пролета протона до протонного детектора t_p и определяется соответствующая разность $t_p - t_e$. Электронный детектор расположен в плоскости $z = -5$ см, протонный детектор расположен в плоскости $z = 350$ см и представляет собой диск диаметром 30 см. Ускоряющий потенциал электростатического цилиндра создается в плоскости $z = 300$ см, после пересечения с которой протоны попадают на протонный детектор.

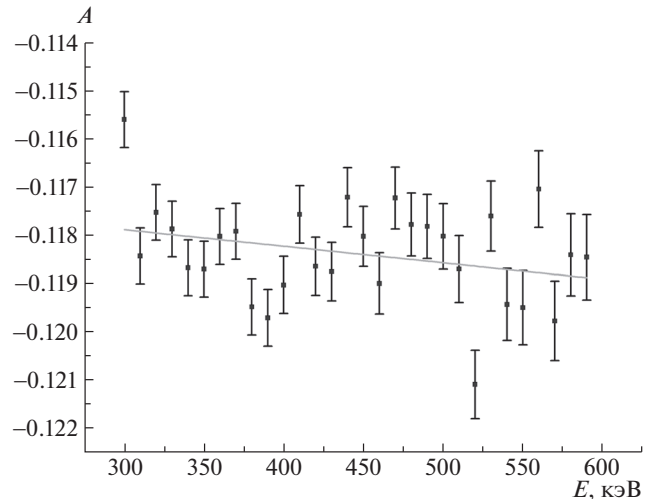


Рис. 3. Величина A в зависимости от энергии электронов E .

Область распада представляет собой цилиндр, нижнее основание которого имеет координату $z_{\text{down}} = 100$ см (нижний край электростатического цилиндра), верхнее основание имеет координату $z_{\text{up}} = 242$ см (соответствует максимально возможной высоте подъема УХН в гравитационном поле для бериллиевого покрытия). При этом считается, что электрическое поле внутри области распада отсутствует, нижняя граница области представляет собой круг радиуса 23.5 см, электростатический цилиндр находится под напряжением 25 кВ.

На рис. 3 приведены результаты расчета величины A по формуле (18) для случая, когда энергия электронов лежит в интервале [300, 600] кэВ, время ожидания сигнала от протона составляет 100 мкс. Видно, что при линейном фите имеется отклонение от исходного значения $A = -0.1184$, тогда как при усреднении A_j с весами $\propto (\delta A_j)^{-2}$ получается согласие с исходным значением $A = -0.11832(12)$.

При вычислении коэффициента B мы использовали тот же интервал энергий, что и в случае A , только максимальное время ожидания сигнала “стоп” составляло 50 мкс. Для вычисления B была использована формула (19). Видно, что значение B в рассматриваемой области энергий и времен задержки (см. рис. 4) является константой, близкой к своему исходному значению $B = 0.980$.

Чтобы проверить корректность работы программы численного нахождения B , мы рассмотрели зависимость восстановленной величины B от $\cos \vartheta_\nu$. Из результатов расчетов, представленных на рис. 5, видно, что точность восстановления B по предложенной вычислительной схеме составляет 2×10^{-5} , что соответствует необходимой точности измерений в нашей задаче.

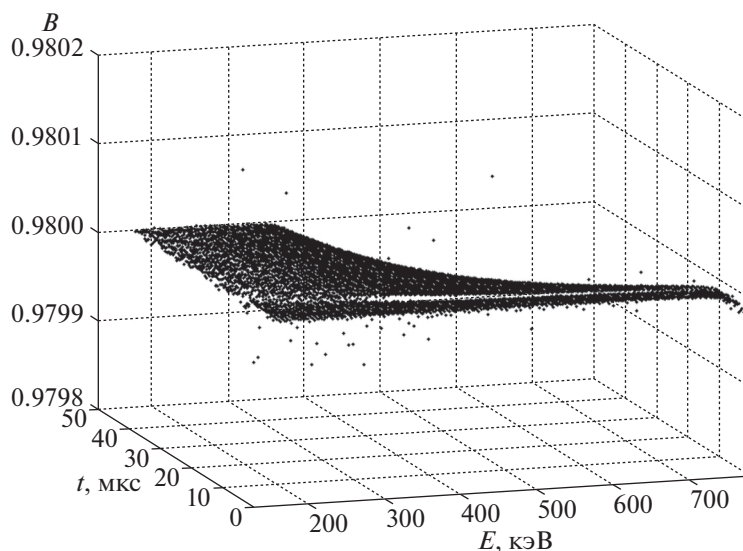


Рис. 4. Величина B в зависимости от энергии электронов E и времени задержки $t = t_p - t_e$.

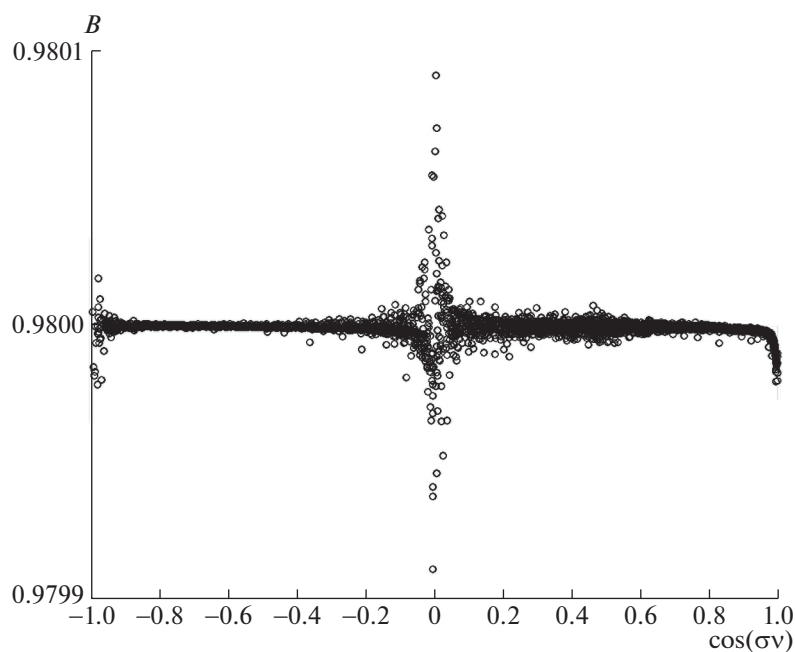


Рис. 5. Зависимость величины B от $\cos(\sigma\nu)$.

Точность определения средних косинусов оценивается путем проведения серии повторных вычислений 1) с модифицированным распределением УХН по высоте, 2) с модифицированными электрическим и магнитным полями и смещенными положениями детекторов. Изменение электрических полей системы возможно из-за изменения размеров и положения электродов в пределах, определяющихся технологическими возможностями изготовителя и качеством монтажа установки. Предполагается, что будет выполнено измерение магнитного

поля внутри соленоида с помощью магнитометрической системы с точностью на уровне 0.01%.

Для определения влияния плотности УХН на точность нахождения коэффициента B были проведены расчеты с возмущенным распределением УХН по высоте $n'(z) \propto (1 + \varepsilon)(1 - z/H)^{3/2}$, где ε — случайная величина с равномерным законом распределения в промежутке $[-0.01, 0.01]$. На рис. 6 представлен график поверхности $\Delta B(t, E)$, где $\Delta B = |B_2 - B_1|$, B_1 — значение корреляционного коэффициента B , вычисленного с невозму-

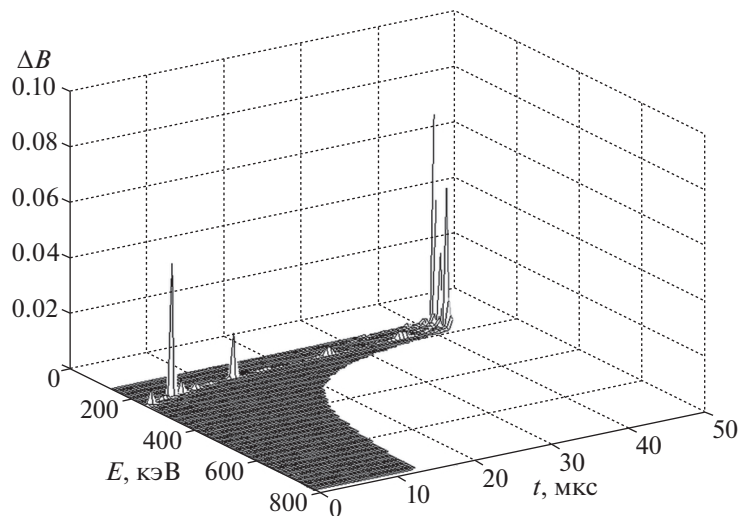


Рис. 6. Влияние неточности в определении плотности УХН по высоте на величину B .

щенной плотностью $n(z)$ (20), B_2 — значение коэффициента B , вычисленное с возмущенной плотностью УХН по высоте $n'(z)$. Как можно видеть из рис. 6, величина ΔB оказалась в среднем на порядок меньше, чем ε .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе приведена методика определения отношения аксиальной константы связи к векторной путем измерения корреляций “электрон—спин нейтрона” и “нейтрино—спин нейтрона” в бета-распаде нейтрона на одной экспериментальной установке.

Преимуществом рассмотренного метода является использование выражения для λ , не содержащего фирцевский интерференционный член, а также поляризацию УХН. Компьютерное моделирование, выполненное в настоящей работе, демонстрирует принципиальную возможность измерения A и B с точностью порядка 10^{-4} .

Как показывают приведенные в работе оценки, при реализации на реакторе ВВР-М ПИЯФ проекта источника УХН на основе сверхтекучего гелия можно за время порядка нескольких суток непрерывных измерений выйти на точность в определении λ на уровне 10^{-4} . Такой результат будет на порядок точнее достигнутого к настоящему моменту времени.

Исследование выполнено в НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00105).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Severijns, M. Beck, and O. Naviliat-Cuncic, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 991 (2006).
2. N. Cabibbo, E. C. Swallow, and R. Winston, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53**, 39 (2003).
3. A. N. Ivanov, M. Pitschmann, and N. I. Troitskaya, *Phys. Rev. D* **88**, 073002 (2013).
4. T. Bhattacharya, V. Cirigliano, S. D. Cohen, A. Filipuzzi, M. González-Alonso, M. L. Graesser, R. Gupta, and H.-W. Lin, *Phys. Rev. D* **85**, 054512 (2012).
5. H. Abele, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60**, 1 (2008).
6. V. Cirigliano, S. Gardner, and B. R. Holstein, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **71**, 93 (2013).
7. T. Bhattacharya *et al.* (PNDME Collab.), *Phys. Rev. D* **94**, 054508 (2016).
8. D. Mund, B. Märkisch, M. Deissenroth, J. Krempel, M. Schumann, H. Abele, A. Petoukhov, and T. Soldner, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 172502 (2013).
9. H. Abele, M. A. Hoffmann, S. Baeßler, D. Dubbers, F. Glück, U. Müller, V. Nesvizhevsky, J. Reich, and O. Zimmer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 211801 (2002).
10. M. A.-P. Brown *et al.* (UCNA Collab.), *Phys. Rev. C* **97**, 035505 (2018).
11. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
12. B. Plaster *et al.* (UCNA Collab.), *Phys. Rev. C* **86**, 055501 (2012).
13. А. П. Серебров, И. А. Кузнецов, И. В. Степаненко, А. В. Алдушенков, М. С. Ласаков, Ю. А. Мостовой, Б. Г. Ерозолимский, М. С. Дьюи, Ф. Виетфельд, О. Циммер, Х. Бернер, *ЖЭТФ* **113**, 1963 (1998) [*JETP* **86**, 1074 (1998)].
14. A. P. Serebrov, *Crystallogr. Rept.* **56**, 1230 (2011).
15. А. П. Серебров, А. К. Фомин, *ЖТФ* **85** (8), 136 (2015).

16. М. С. Онегин, А. П. Серебров, А. К. Фомин, В. А. Лямкин, *ЖТФ* **87**, 612 (2017).
17. В. Е. Варламов, А. В. Васильев, Ю. П. Руднев, А. П. Серебров, Препринт № 1835, ПИЯФ РАН (Санкт-Петербург, 1992).
18. A. Serebrov, A. Vasiliev, M. Lasakov, Yu. Rudnev, I. Krasnoshekova, P. Geltenbort, J. Butterworth, T. Bowles, C. Morris, S. Seestrom, D. Smith, and A. R. Young, *Nucl. Instrum. Methods A* **440**, 717 (2000).
19. A. P. Serebrov, O. M. Zherebtsov, and G. N. Klyushnikov, *AIP Conf. Proc.* **1959**, 100008 (2018).

ON THE POSSIBILITY OF MEASURING THE RATIO G_A/G_V USING POLARIZED ULTRACOLD NEUTRONS

A. P. Serebrov, O. M. Zherebtsov, A. N. Murashkin, G. N. Klyushnikov, A. K. Fomin

*National Research Centre Kurchatov Institute —
Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia*

It is discussed how to determine experimentally the ratio of the axial weak interaction constant to the vector one by simultaneously measuring the electron and neutrino asymmetries in the same setup. The methods of measurement and data processing have been described in detail. The determination method for λ introduced in this paper makes it possible to exclude the possible contribution of the Fierz interference term and eliminates the need for accurate measurement of the neutron polarization. As it has been shown, the proposed measurement method allows to measure the value λ within the accuracy at the level 10^{-4} .