

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА АНТИНЕЙТРИНО ПО ОТНОШЕНИЮ К СПИНУ РАСПАДАЮЩЕГОСЯ НЕЙТРОНА

А. П. Серебров, И. А. Кузнецов, И. В. Степаненко, А. В. Алдущенков, М. С. Ласаков*

*Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Российской академии наук
188350, Гатчина, Россия*

Ю. А. Мостовой

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Б. Г. Ерозолимский

*Гарвардский Университет
02138, Кембридж, США*

М. С. Дьюи, Ф. Виетфелд

*Национальный институт стандартов и технологий
20899, Гайсберг, Мэриленд, США*

О. Циммер, Х. Бернер

*Институт Лауэ–Ланжевена
38042, Гренобль, Франция*

Поступила в редакцию 16 октября 1997 г.

Представлен результат нового этапа измерений асимметрии вылета антинейтрино по отношению к спину распадающегося нейтрона. Получено значение коэффициента асимметрии $B = 0.9821 \pm 0.0040$, которое не противоречит предсказанию стандартной модели слабых взаимодействий. Обсуждаются перспективы повышения точности измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение коэффициента антинейтрино-спиновой асимметрии B в β -распаде нейтрона является тестом на лево-правые модели слабого взаимодействия [1]. Значение B в рамках простейшей лево-правой модели с легкими правыми нейтрино (B_{LR}) должно отличаться от значения B_{V-A} , полученного в рамках стандартного $V-A$ -варианта теории:

$$B_{LR} = B_{V-A} (1 - 2\delta^2 - 1.21\zeta^2 - 2.42\delta\zeta), \quad (1)$$

где δ — отношение квадратов масс M_1^2 и M_2^2 для массовых состояний $W_1 = W_L \cos \zeta - W_R \sin \zeta$, $W_2 = W_R \cos \zeta + W_L \sin \zeta$, ζ — угол смешивания W_L , W_R .

*E-mail: ikuz@lnpi.spb.su

Ожидаемое в рамках чистой $V - A$ -теории значение коэффициента B может быть вычислено на основании значений отношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия λ , известных по измерениям времени жизни нейтрона и электрон-спиновой корреляции [2–8]:

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

Очень слабая зависимость B от λ ,

$$\partial B / \partial \lambda = 0.075, \quad (3)$$

делает такой расчет очень точным, так что несмотря на то, что разброс значений λ в экспериментах [2–8] составляет 10^{-2} , они приводят к $B_{V-A} = 0.988$ с точностью 10^{-3} .

Таким образом, проверка вклада правых токов в вероятность распада имеет смысл до уровня 10^{-3} , а по массе правого векторного бозона W_R до уровня $540 \text{ ГэВ}/c^2$ при нулевом угле смешивания или до $\zeta \leq 3 \cdot 10^{-2}$ при $\delta = 0$. Предел массы W_R из мюонного распада составляет $406 \text{ ГэВ}/c^2$ [9], а предел, полученный для массы дополнительного векторного бозона W' из прямых коллайдерных экспериментов, недавно достиг уровня $652 \text{ ГэВ}/c^2$ [10]. Однако более сложные варианты теоретических моделей — с тяжелыми правыми нейтрино, неодинаковыми константами связи ($g_R \neq g_L$) и неэквивалентными левыми и правыми матрицами Кобаяши–Маскавы — оставляют актуальным вопрос об увеличении точности измерений антинейтрино-спиновой асимметрии в β -распаде нейтрона.

Конечно, уровень точности 10^{-3} является очень сложной экспериментальной задачей, состоящей из измерения экспериментальной асимметрии и измерения поляризации нейтронного пучка с соответствующей точностью. Однако приближение к этому уровню точности представляется возможным. Недавние измерения [11], выполненные в ПИЯФ (Гатчина) на источнике поляризованных холодных нейтронов реактора ВВР-М позволили достигнуть точности $8 \cdot 10^{-3}$. Они были прерваны из-за неисправности источника холодных нейтронов, и точность измерений оказалась ограниченной статистикой 94-часовой серии измерений.

В данной работе мы представляем результат измерений, продолженных в Гренобле на реакторе Института Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ), где была достигнута точность $4 \cdot 10^{-3}$, и обсуждаем перспективы увеличения точности.

2. ОБЩАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА, ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА

Общая схема эксперимента, выполнявшегося на реакторе Института Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция), представлена на рис. 1. Она включает в себя установку для измерения экспериментальной асимметрии (рис. 1а) и установку для измерения поляризации нейтронного пучка (рис. 1б). Измерения поляризации нейтронного пучка осуществлялись в ходе измерений экспериментальной асимметрии, либо проводился контроль стабильности поляризации и эффективности флиппера. Флиппер обеспечивал периодическое изменение знака поляризации нейтронного пучка.

Начальная задача состояла в формировании поляризованного нейтронного пучка максимально возможной интенсивности. С этой целью на пучке PF1 от источника холодных нейтронов реактора была собрана нейтронная схема, состоящая из дополнительной нейтронной секции, суперзеркального многоцелевого поляризатора и

немагнитного нейтроновода с двумя радиочастотными флипперами (см. рис. 1б). Дополнительная нейтроноводная секция 1 длиной 2 м и сечением $6 \times 12 \text{ см}^2$ позволила приблизить поляризатор к месту расположения установки. Нейтроновод 3 с немагнитным покрытием $^{58}\text{NiMo}$ ($V_{lim} = 7.8 \text{ м/с}$) предназначен для доставки поляризованного пучка к установке и для размещения радиочастотных спин-флипперов. Он имел длину 1 м и такое же сечение ($3 \times 5 \text{ см}^2$), как многощелевой суперзеркальный поляризатор 2. Система двух флипперов 4, 5 позволяла изменять знак поляризации нейтронного пучка с помощью любого из флипперов и измерять эффективность спин-флипа. Сформированный пучок поляризованных холодных нейтронов имел плотность потока на входе в установку $2 \cdot 10^8 \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$, соответствующую плотности потока тепловых нейтронов $6.8 \cdot 10^8 \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$.

Хотя достигнутая плотность потока поляризованных холодных нейтронов была в три раза меньше, чем на реакторе ВВР-М в Гатчине, статистическая точность измерений на реакторе ИЛЛ в Гренобле оказалась в 2.5 раза выше благодаря хорошему соотношению эффект/фон, высокой степени поляризации пучка и успешному набору статистики в течение 13 суток.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА

Необходимая точность измерения поляризации в этой задаче составляет 0.1–0.2%. Решение проблемы определения свойств анализатора при измерении поляризации методом второго отражения [12] требует специального подхода, учитывающего очень тонкий эффект — процесс деполяризации при взаимодействии нейтронов с анализирующими устройствами. В общем случае анализирующий прибор описывается матрицей пропускания. Недиagonальные члены такой матрицы соответствуют процессам деполяризации:

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} I & B \\ B & C \end{pmatrix}, \quad A = \frac{I - C}{I + 2B + C}, \quad (4)$$

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix}, \quad P = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2}, \quad (5)$$

где \hat{A} — матрица анализатора, A — анализирующая способность, I, C — коэффициенты пропускания разных спиновых компонент нейтронного пучка без изменения поляризации, B — коэффициент пропускания с изменением знака поляризации, \hat{P} — вектор поляризации нейтронного пучка, P — значение поляризации; J_1, J_2 — интенсивности спиновых компонент нейтронного пучка.

Метод решения задачи измерения поляризации с учетом эффектов деполяризации был предложен в нашей предыдущей работе [13], посвященной этому вопросу. В ходе проведенных измерений этот метод был тщательно изучен.

В основе метода лежит схема анализирующего прибора, состоящая из двух анализаторов и флиппера между ними (рис. 1в) (для измерения эффективности флиппера использовалась схема сдвоенных флипперов). Поворот анализирующего прибора вокруг горизонтальной оси $O-O'$ на 180° позволяет получить необходимое число независимых измерений и определить поляризацию пучка, а также эффективность обоих анализаторов в предположении, что их эффективность сохраняется после операции переворота.

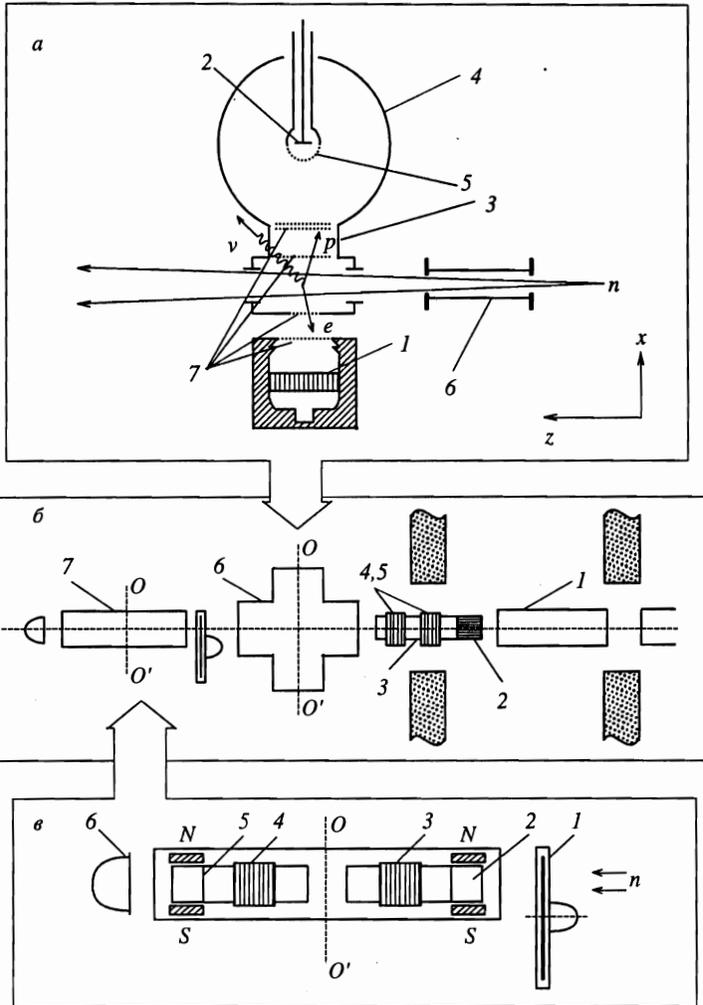


Рис. 1. Общая схема экспериментальных устройств и их расположение на пучке (вид сверху). *a* — Схема экспериментальной установки для измерения асимметрии: 1 — электронный детектор, 2 — протонный детектор, 3 — времяпролетный электрод, 4 — сферический электрод, 5 — сферическая сетка, 6 — входной нейтронный канал, 7 — экранирующие сетки. *б* — Схема расположения экспериментального оборудования на пучке: 1 — дополнительная нейтронный канал, 2 — поляризатор, 3 — нейтронный канал с немагнитным покрытием, 4 — флиппер F_1 , 5 — флиппер F_1' , 6 — экспериментальная установка для измерения асимметрии, 7 — установка для измерения поляризации. *в* — Схема установки для измерения поляризации: 1 — прерыватель пучка; 2 — анализатор A_1 ; 3 — флиппер F_2 ; 4 — флиппер F_2' ; 5 — анализатор A_2 ; 6 — нейтронный детектор

Поляризация нейтронного пучка может быть вычислена по формулам [13]

$$P_1^2 \equiv \frac{N_{-+} \tilde{N}_{-+}}{N_{++} \tilde{N}_{+-}} = P^2 \frac{A_1}{\tilde{A}_1}, \quad (6)$$

$$P_1'^2 \equiv \frac{N_{-+}\tilde{N}_{-+}}{\tilde{N}_{++}N_{+-}} = P^2 \frac{\tilde{A}_2}{A_2}, \quad (7)$$

$$P_A = \sqrt{P_1 P_1'}, \quad (8)$$

где $N_{++}, N_{+-}, N_{-+}, N_{--}$ — линейные комбинации результатов измерений для прямого положения анализирующего устройства (A_1, A_2):

$$\begin{aligned} N_{++} &= (N_{00} + N_{10}) + (N_{01} + N_{11}), \\ N_{+-} &= (N_{00} + N_{10}) - (N_{01} + N_{11}), \\ N_{-+} &= (N_{00} - N_{10}) + (N_{01} - N_{11}), \\ N_{--} &= (N_{00} - N_{10}) - (N_{01} - N_{11}). \end{aligned} \quad (9)$$

Аналогичные выражения линейных комбинаций $\tilde{N}_{++}, \tilde{N}_{+-}, \tilde{N}_{-+}, \tilde{N}_{--}$ могут быть написаны для обратного положения анализирующего устройства (A_2, A_1). Здесь $N_{00}, N_{10}, N_{01}, N_{11}, \tilde{N}_{00}, \tilde{N}_{10}, \tilde{N}_{01}, \tilde{N}_{11}$ — скорости счета детектора при различных состояниях флипперов как для прямого, так и для обратного положения анализирующего устройства. Знак тильды соответствует обратному положению. Индексы при N отражают состояния флиппера F_1 и флиппера F_2 соответственно. Формулы (9) представлены в упрощенном виде для флипперов с эффективностью равной единице. В общем случае эффективности флипперов входят как поправочные коэффициенты в выражение (9), сохраняя его структуру.

Условие равенства эффективности анализаторов после переворота анализирующего устройства отражено в формулах (6), (7). Безусловно, физические свойства анализаторов сохраняются, но их анализирующая способность зависит от угла падения нейтронного луча. Поэтому в данной задаче необходимое условие выполняется, если расходимость пучка остается неизменной вдоль всего анализирующего устройства, т.е. когда анализаторы и нейтронпровод являются системой параллельных плоскостей без изломов и изгибов. К сожалению, для получения высокой эффективности анализаторные сборки должны быть изогнуты, чтобы избежать прямого пролета без взаимодействия с зеркалами. Изогнутые системы немедленно изменяют расходимость пучка и приводят к появлению ложного эффекта в измерениях. Ложный эффект, возникающий при измерении поляризации, имеет вид синусоидальной зависимости от угла наклона прибора относительно пучка.

Этот эффект был обнаружен в эксперименте и подтвержден в расчетах методом Монте-Карло. В расчеты закладывалась геометрия установки и заранее измеренные зависимости коэффициентов отражения суперзеркал для обеих спиновых компонент нейтронного пучка. Результаты расчета и эксперимента приведены на рис. 2. Наблюдается ложная вариация поляризации нейтронного пучка. Эффект имеет синусоидальный характер с амплитудой 0.5%. При повороте установки вокруг оси пучка (см. рис. 2а) зависимость $P(\varphi)$ тоже зеркально отображается. Это свидетельствует о появлении данной ложной зависимости вследствие асимметрии геометрии установки. К счастью, ложный эффект имеет знакопеременный характер и при измерении среднего значения поляризации пучка, т.е. при интегрировании по углам, значительно компенсируется. Как показывают расчеты методом Монте-Карло, компенсация не является полной. В интегральном значении поляризации ложный эффект занижает среднее значение на 0.1%,

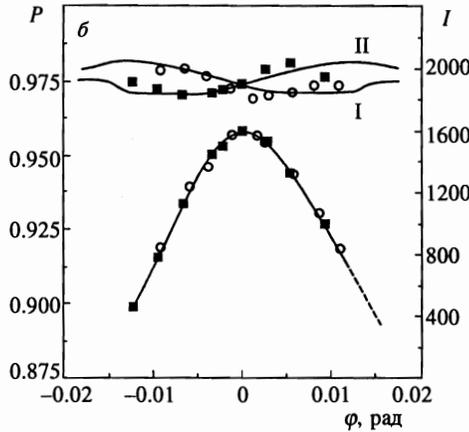
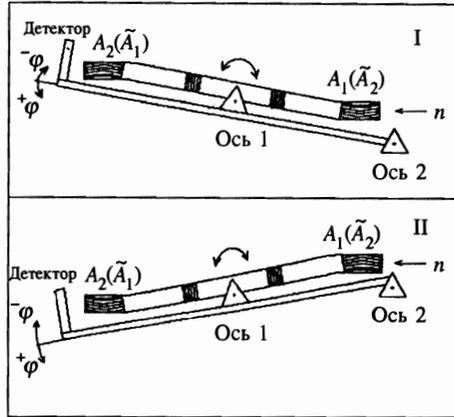


Рис. 2. *a* — Схема измерений поляризации в двух геометриях: нормальной (I) и зеркальной (II) (вид сбоку). В каждой из геометрий измерения проводились при прямом положении анализирующего устройства (A_1, A_2) и при обратном положении анализирующего устройства (\tilde{A}_2, \tilde{A}_1). Изменение положения с прямого на обратное и наоборот достигалось поворотом вокруг оси 1. Угловая зависимость поляризации измерялась поворотом всего устройства вокруг оси 2. *б* — Зависимость поляризации $P(\varphi)$ и интенсивности I от угла наклона анализирующего устройства по отношению к пучку. Поляризация вычислялась по формулам (9)–(12) в предположении, что анализирующая способность анализаторов сохраняется после переворота устройства: $A_1 = \tilde{A}_1, A_2 = \tilde{A}_2$. Точки — результаты измерений в геометрии I (○), в геометрии II (■). Сплошные линии — расчет методом Монте-Карло для этих геометрий

поэтому необходимо вносить соответствующую поправку в полученный результат. В наших измерениях статистическая точность для среднего значения поляризации пучка была очень высокой: 0.01%. Однако окончательную точность измерений поляризации мы оцениваем на уровне 0.25%, опасаясь, что асимметрия углового распределения пучка может вызвать отклонение от результатов, полученных в модели Монте-Карло.

В ходе проведенных исследований было обнаружено, что имеет место деполяризация при взаимодействии нейтронного пучка с анализирующими устройствами. Недиагональные элементы матрицы, описывающей анализирующие устройства, оказались равными $2.5 \cdot 10^{-3}$. Это вероятность спин-флипа. Обнаруженное обстоятельство является достаточно важным, так как предположение об отсутствии эффектов деполяризации и использование упрощенной схемы измерений (без переворота анализирующего устройства вокруг оси I) привели бы к ошибке в измерениях поляризации 0.5%. Возможная причина деполяризации при взаимодействии с анализирующим устройством — неоднородность магнитного поля. Если магнитное поле не параллельно поверхности суперзеркала, то на границе вакуум-вещество происходит резкое изменение направления силовых линий вследствие магнитной индукции в веществе. Так, например, если угол магнитного поля с поверхностью составляет 4° , то эффект деполяризации пучка равен 0.5%.

В измерениях среднего значения поляризации кроме сканирования по углу в вертикальной плоскости проводилось сканирование щелью анализатора по вертикали. Горизонтальный размер нейтроноводной системы анализирующего устройства был достаточен для полного захвата углового распределения пучка в горизонтальной плоскости.

В каждой точке измерялась спектральная зависимость поляризации P от длины волны нейтронов λ_n с использованием времяпролетной методики. Затем эта зависимость усреднялась со спектром $J(\lambda_n)$. При измерении спектра нейтронов $J(\lambda_n)$ анализирующая система устанавливалась в вертикальное положение, а пучок проходил через зазор между нейтроноводами в области оси вращения анализирующей системы, не взаимодействуя с последней. Спектр измерялся детектором с эффективностью, зависящей от скорости по закону $1/v$. Изменения формы спектра в результате спектрально-зависящего поглощения и рассеяния в воздухе в выходном алюминиевом окне камеры и входном алюминиевом окне детектора измерялись экспериментально. Для этого в пучок устанавливались алюминиевые фольги и проводились сравнительные измерения спектра, когда камера установки заполнялась воздухом или была вакуумирована. Измеренные спектральные поправки использовались для коррекции результата измерения среднего значения поляризации. Эта коррекция была незначительной из-за слабой спектральной зависимости поляризации. Поправка на просчеты электронной аппаратуры была также измерена экспериментально. Результаты измерения поляризации и поправки представлены в табл. 1.

Таблица 1

1. Результаты измерения поляризации с учетом спектрального, углового и пространственного распределений пучка	$(97.5 \pm 0.01)\%$
2. Поправка на систематические ошибки измерений	$(0.10 \pm 0.25)\%$
3. Спектральная поправка на поглощение и рассеяние в фольгах и на воздухе	$(-0.13 \pm 0.01)\%$
4. Поправка на просчеты электроники	$(0.05 \pm 0.02)\%$
Окончательный результат	$(97.52 \pm 0.25)\%$

Важнейшим элементом схемы измерения поляризации нейтронного пучка являются флиппер F_1 , предназначенный для изменения знака поляризации, а также флиппер F_2 , расположенный между анализаторами.

Работа флипперов была основана на эффекте переворота спина нейтрона в переменном магнитном поле при совпадении частоты прецессии спина нейтрона и частоты переменного магнитного поля (нейтронный магнитный резонанс). Однако вероятность переходов между зеемановскими подуровнями зависит от времени пребывания нейтрона в поле, т. е. такой метод переворота является спектрально-зависящим. В нашем флиппере этот недостаток устранен. Созданный градиент магнитного поля в области радиочастотной катушки обеспечивает переворот спина для всех скоростей нейтронов в пучке при большой амплитуде переменного поля и выполнении условия адиабатичности:

$$V_z \frac{dH}{dz} \ll 2\pi\gamma H_1^2, \tag{10}$$

где V_z — скорость нейтронов вдоль оси пучка, H — постоянное магнитное поле с градиентом dH/dz , H_1 — амплитуда переменного магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение для нейтрона. Если это условие выполнено для самых быстрых нейтронов в пучке, то эффективность флиппера может достигать 99%. Впервые такой флиппер был применен для ультрахолодных нейтронов [14]. В настоящее время он успешно применяется для тепловых и холодных нейтронов. Недавно пучок PF1 был оснащен такими флипперами. Одно из важных преимуществ — отсутствие материалов на пути пучка, простота управления (включение-выключение переменного поля).

Анализатор поляризации со sdвоенной флипперной схемой позволяет легко измерить эффективность флиппера. Поэтому для измерения эффективности флипперов кроме флипперов F_1 и F_2 имеются вспомогательные флипперы F'_1 и F'_2 . Для каждой пары флипперов может быть выполнено четыре разных измерения (четыре комбинации состояний двух флипперов), которых достаточно для определения эффективности обоих флипперов. Эффективность флипперов определяется из соотношений

$$f = \frac{N_0^0 + N_1^1 - 3N_0^1 + N_1^0}{3N_0^0 - N_1^1 - N_1^0 - N_0^1}, \quad f' = \frac{N_0^0 + N_1^1 - 3N_0^1 + N_1^0}{3N_0^0 - N_1^1 - N_0^1 - N_1^0}, \tag{11}$$

$N_0^0, N_0^1, N_1^1, N_1^0$ — скорости счета детектора, где нижние индексы соответствуют состоянию основного флиппера, а верхние — вспомогательного. Результаты измерений эффективностей флипперов представлены в табл. 2. Измерения эффективностей f_2 и f'_2 флипперов проводились для двух положений анализирующего устройства (прямая и обратная геометрия), при этом не было замечено изменения их эффективности. При этом автоматически получались значения f_1 и f_2 . Как видно из табл. 2, имеется достаточно хорошая воспроизводимость результатов измерений.

Таблица 2

Геометрия	$f_1, \%$	$f'_1, \%$	$f_2, \%$	$f'_2, \%$
прямая (A_1, A_2)	98.01 ± 0.05	96.82 ± 0.05	98.30 ± 0.05	99.51 ± 0.05
обратная (A_2, A_1)	97.96 ± 0.05	96.75 ± 0.05	98.43 ± 0.05	99.39 ± 0.05

Стабильность работы флипперов регулярно контролировалась в ходе измерений, и не было замечено изменений их эффективности в пределах точности 0.05%.

Следует отметить, что радиочастотный флиппер является несимметричным, так как величина поляризации пучка равна $+P$, когда переменное магнитное поле выключено, и равна $-Pf$, когда переменное магнитное поле включено.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ

Направление вылета недетектируемого антинейтрино может быть определено с помощью результатов измерения импульса протона и энергии электрона. Диаграмма импульсов продуктов распада нейтрона представлена на рис. 3. Для заданного импульса электрона все возможные импульсы антинейтрино лежат на сфере радиуса $P_\nu = (E_0 - E_e)/c$, где P_ν — импульс антинейтрино, E_0 — кинетическая энергия распада, E_e — энергия электрона. Таким образом, зная энергию электрона и измерив время пролетным методом проекцию импульса протона на ось x , можно определить угол вылета антинейтрино и восстановить кинематику распада. Поскольку для разных импульсов электронов соотношения между P_e и P_ν разные, то зарегистрированные события в эксперименте должны быть записаны в виде матриц совпадений с координатами: энергия электрона E_e и время пролета протона t_p . Полная информация о процессе распада нейтрона может быть представлена двумя матрицами соответственно для двух направлений поляризации нейтронного пучка по отношению к оси установки x , т. е. оси, соединяющей два детектора.

Число событий в каждой ячейке такой матрицы можно записать в виде

$$N_{ik}^\pm = f(E_i) [1 + a(v_i/c)(\cos\theta_{e\nu})_{ik} \pm PA(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma e})_{ik} \pm PB(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik}], \quad (12)$$

где a , A и B — коэффициенты электрон-антинейтринной, электрон-спиновой и антинейтрино-спиновой угловых корреляций, P — величина поляризации нейтронного пучка, v_i/c — скорость электрона, выраженная в единицах скорости света, $f(E_i)$ — функция Ферми с учетом радиационных поправок, $\cos\theta_{ik}$ — косинусы углов между соответствующими векторами. Индексы i и k определяют конечные интервалы энергии электронов E_i и времени пролета протонов t_k . Соответственно, все величины с этими индексами должны быть усреднены по данному интервалу.

В отсутствие корреляций плотность событий на нейтринной сфере (см. рис. 3) постоянна. За счет коэффициента a даже для неполяризованного пучка возникает асимметрия в числе событий на правой и левой полусферах. Коэффициент A определяет асимметрию в полном числе событий на сфере при изменении направления спина нейтрона на противоположное. Наконец, коэффициент B приводит к асимметрии в числе

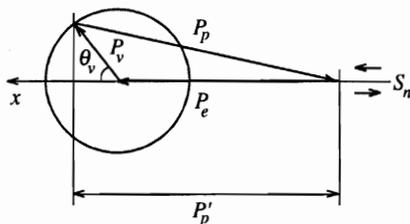


Рис. 3. Диаграмма импульсов продуктов распада нейтрона: P_e , P_ν и P_p — импульсы электрона, антинейтрино и протона отдачи, P_p' — проекция импульса протона на ось x

событий на правой и левой полусферах, которая изменяет знак при изменении знака поляризации. Таким образом, прямое измерение B -асимметрии затруднено. Однако может быть измерена зависящая от всех трех коэффициентов a , A и B одновременно экспериментальная асимметрия X , которая определяется как асимметрия в числе событий (совпадение сигналов электронного и протонного детекторов) при изменении знака поляризации:

$$X_{ik} = \frac{N_{ik}^+ - N_{ik}^-}{N_{ik}^+ + N_{ik}^-} = \frac{PB(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik} + PA(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma e})_{ik}}{1 + a(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik}}. \quad (13)$$

Таким образом, измеряя экспериментальную асимметрию X_{ik} , можно вычислить величину $(PB)_{ik}$ с помощью соотношения

$$(PB)_{ik} = \frac{X_{ik} [1 + a(v_i/c)(\cos\theta_{e\nu})_{ik}] - PA(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma e})_{ik}}{(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik}}. \quad (14)$$

Формулы (13) и (14) справедливы, если абсолютная величина поляризации при измерении N^+ и N^- одинаковая. Учет асимметрии флиппера потребовал бы их усложнения. С другой стороны, симметризовать значения поляризации для N^+ и N^- и использовать формулы (13) и (14) позволяет сумма двух измерений с противоположными знаками ведущего магнитного поля. Эффективное значение величины поляризации при этом равно $P_{eff} = P(1 + f_1)/2$.

Для определения коэффициента B необходимо знать поляризацию нейтронного пучка и вычислить значения $(v_i/c)(\cos\theta_{e\nu})_{ik}$, $(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma e})_{ik}$ и $(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik}$. Значения коэффициентов a и A известны из предыдущих экспериментов [15, 6–8], и, поскольку они малы по сравнению с B , их погрешность не дает значительного вклада в общую погрешность измерения B .

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. Установка состоит из детектора для регистрации электронов, системы электродов, создающих нужную конфигурацию электростатических полей, и детектора для регистрации протонов. Метод совпадений электронных и протонных сигналов был использован для измерения импульса протона с помощью техники времени пролета. Протон отдачи проходил через пролетную базу 3, где отсутствует электрическое поле, и затем ускорялся в поле сферического конденсатора 4. Ускоренный до энергии 25 кэВ протон регистрировался детектором. Время ускорения, которое заметно меньше времени пролета области 3, учитывалось при моделировании процесса регистрации событий распада.

Сигналы от электронного детектора давали «старт» временному кодировщику и позволяли измерить энергию электронов. Импульсы от протонного сигнала служили командой «стоп» для временного кодировщика, обеспечивая временные измерения. Фон случайных совпадений измерялся одновременно методом сдвинутых совпадений с использованием той же электроники. Полученная информация накапливалась в виде матриц истинных и случайных (фоновых) совпадений для двух направлений спина в памяти компьютера для дальнейшей обработки в режиме «*off-line*».

Детектор электронов представлял собой пластмассовый сцинтиллятор диаметром 75 мм с фотоумножителем. В отдельном эксперименте определялось энергетическое разрешение и функция отклика электронного детектора. Для этого был использован магнитный β -спектрометр, на выходе которого был установлен рабочий детектор. По

данным этих измерений была определена ширина функции отклика электронного детектора в различных частях энергетического диапазона. Так, ширина линии на полувысоте при энергии 357 кэВ составляет 81 кэВ, а при энергии 616 кэВ она равна 108 кэВ. Это находится в хорошем согласии с известной зависимостью для сцинтилляционных детекторов: $\Delta E \propto \sqrt{E}$ — энергетическое разрешение пропорционально корню из энергии. В результате в расчетах для энергетического разрешения детектора принималось $\Delta E = 0.227\sqrt{E}$ кэВ. Определенный тогда же «хвост» обратнорассеянных от детектора электронов составляет 6%.

Перед детектором электронов были установлены диафрагма, которая определяла телесный угол регистрации электронов и выделяла детектируемую область распада, и коллиматор специальной формы, который подавлял рассеяние электронов, не попавших на детектор.

Протонный детектор представлял собой шевронную сборку из двух микроканальных пластин. Диаметр рабочей области детектора равен 60 мм. Временное разрешение протонного детектора и электронного тракта определялось непосредственно в ходе эксперимента по форме пика мгновенных совпадений. Ширина пика мгновенных совпадений составляла 15 нс. Основной вклад в пик мгновенных совпадений вносили фоновые процессы от каскадных γ -квантов и перерассеянных электронов.

Фокусировка протонов на чувствительную область детектора проверялась расчетом и экспериментально. На компьютере были рассчитаны карта электрического поля, а затем траектории движения протонов и динамика ускорения. Было показано, что установка детектора в рабочее положение относительно электродов с точностью 1 см обеспечивает полноту сбора протонов с точностью 0.1%. Это было подтверждено в прямых экспериментах на протонах распада. Для этого чувствительная область детектора закрывалась заслонкой диаметром 50 мм так, что открытым оставалась только краевая область шириной 5 мм. При этом счет протонов распада на таком детекторе составлял 0.1% от счета при полностью открытом детекторе.

Вся камера была окружена тремя парами рамок с током для создания ведущего магнитного поля и компенсации магнитного поля Земли. Величина ведущего магнитного поля составляла 5 Э, компенсация магнитного поля Земли была не хуже 0.02 Э. Ведущее магнитное поле обеспечивало направление поляризации по (против) оси установки. Исходное магнитное поле вблизи поляризатора было вертикальным, но перед установкой оно поворачивалось на $+90^\circ$ (-90°), т. е. по (против) оси установки. Изменение знака поляризации в ходе измерений асимметрии осуществлялось флиппером F_1 при неизменной конфигурации магнитных полей. Однако примерно раз в сутки направление ведущего магнитного поля установки изменялось на противоположное для устранения эффекта асимметрии работы флиппера.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Скорость счета событий распада составила 0.6 соб./с и в течение 13-суточных измерений было зарегистрировано 719456 событий распада. Отношение «эффект/фон» под времяпролетным пиком совпадений составило 2.7. Это же отношение в максимуме равнялось 15.

На рис. 4 представлены экспериментальные времяпролетные спектры протонов и энергетические спектры электронов для одной из серий измерений.

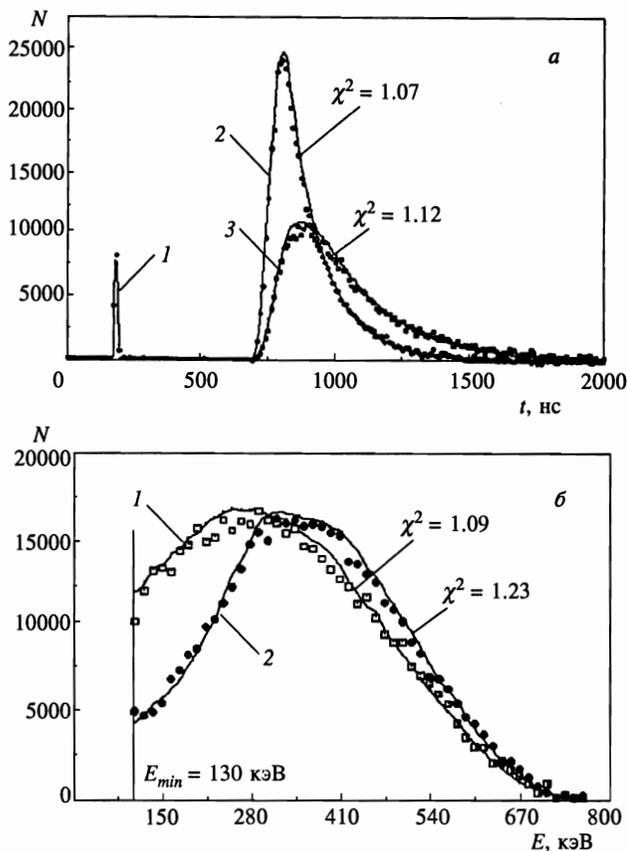


Рис. 4. Экспериментальные и расчетные спектры для двух направлений поляризации пучка. *а* — Времяпролетные спектры протонов (цена канала 10 нс): 1 — коррелированный пик (интенсивность уменьшена в 10 раз), 2 — направление поляризации на электронный детектор, 3 — направление поляризации на протонный детектор. *б* — Энергетические спектры электронов (цена канала 13 кэВ): 1 — направление поляризации на электронный детектор, 2 — направление поляризации на протонный детектор. Сплошные линии — расчет методом Монте-Карло, точки — экспериментальные данные

Для вычисления средних значений $(v_i/c)(\cos\theta_{e\nu})_{ik}$, $(v_i/c)(\cos\theta_{\sigma e})_{ik}$ и $(\cos\theta_{\sigma\nu})_{ik}$, входящих в выражение (5), была составлена программа моделирования процесса β -распада в реальных условиях экспериментальной установки методом Монте-Карло. Модель учитывала все необходимые геометрические параметры, спектр электронов распада в виде функции Ферми, функции отклика электронного и протонного детекторов, характеристики АЦП и преобразователя «время-код», распределение плотности нейтронов в пучке и рассчитанную карту электрического поля между электродами.

Результатом работы программы являются четыре матрицы с теми же координатами i, k , что и экспериментальные матрицы совпадений. Три из этих матриц — матрицы соответствующих косинусов, четвертая матрица — расчетный двумерный спектр для неполяризованного пучка N_{ik} . Наиболее тонкой процедурой обработки результатов является процесс совмещения матриц, полученных из эксперимента, и матрицы косинусов,

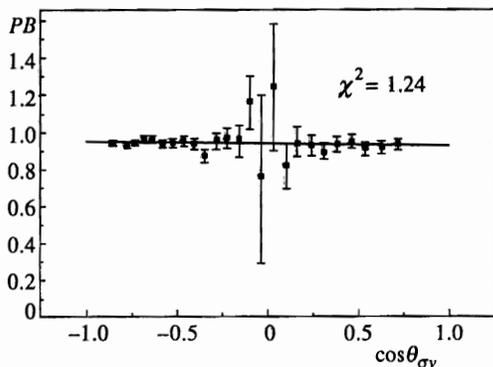


Рис. 5. Зависимость PB от $\cos \theta_{\sigma\nu}$ для одной из серий измерений

рассчитанной методом Монте-Карло. Сдвиг временной и энергетической шкал может приводить к заметным ошибкам вычислений, особенно в области нулевых значений $\cos \theta_{\sigma\nu}$. Неточность калибровки энергетической и временной шкал и возможные их нелинейности также вызывают трудности точного совмещения матриц. Поэтому нами применялась следующая достаточно простая и эффективная процедура. Времяпролетный экспериментальный спектр, суммированный по обоим поляризациям, и спектр, рассчитанный методом Монте-Карло для неполяризованного пучка, разделялись на некоторое число частей с равной интенсивностью. Каждая такая часть соответствовала однозначно определенным средним значениям расчетных косинусов. Совмещение подгонкой соответствующих частей спектров из эксперимента и расчета позволяло решить проблему точности калибровки и относительного сдвига временных шкал.

Проблема калибровки энергетической шкалы решалась с помощью источников конверсионных электронов ^{113}Sn и ^{137}Cs . Процедура калибровки осуществлялась в ходе измерений каждые сутки. Однако точность такой калибровки была не очень высока из-за размытости пиков, связанной с разрешением детектора. Это потребовало проведения ряда расчетов при вариации энергетических параметров — ширины канала и привязки нуля в пределах неопределенности калибровки. Предварительным критерием выбора наилучшего варианта служило совпадение экспериментальных и расчетных энергетических и временных спектров.

Окончательным критерием точности совмещения энергетической и временной шкал была независимость PB от каких-либо переменных. Отобрав из матрицы событий результаты при одинаковых значениях $\cos \theta_{\sigma\nu}$, мы построили зависимости PB от $\cos \theta_{\sigma\nu}$. Один из примеров такого анализа на постоянство PB по критерию χ^2 приведен на рис. 5. Как было выяснено, критерий постоянства PB вблизи нулевых значений $\cos \theta_{\sigma\nu}$ оказался достаточно чувствительным к точности калибровки энергетической шкалы и практически заменял прямую калибровку по энергии конверсионных источников. Результаты сравнения измерений и расчетов по методу Монте-Карло приведены на рис. 4, где показаны проекции плотности матрицы событий на временную и энергетическую оси. Времяпролетные протонные спектры наиболее наглядно демонстрируют, как возникает экспериментальная асимметрия при изменении знака поляризации пучка. Значения χ^2 показывают степень согласия расчетов с экспериментальными результатами.

Для окончательной обработки на основании энергетических калибровок вся набранная статистика была разбита на три группы. В каждой из них были сложены соответствующие экспериментальные матрицы, набранные при противоположных направлениях ведущего магнитного поля. Вычисление PB проводилось на основании этих суммарных матриц для каждой группы. Результаты вычислений приведены в табл. 3. Средневзвешенная по трем группам величина PB равна 0.9463 ± 0.0025 .

Таблица 3

Номер группы	Число событий	PB	Погрешность
1	219650	0.9485	0.0046
2	347785	0.9442	0.0037
3	152021	0.9479	0.0061

Возможные систематические ошибки эксперимента анализировались вариацией модельных параметров в вычислениях методом Монте-Карло в пределах их неопределенности. Таблица 4 содержит список возможных ошибок.

Наибольшие из них — это статистическая неопределенность 0.0025, ошибка 0.0020 из-за плохого энергетического разрешения детектора и ошибка 0.0025 из-за систематических ошибок измерений поляризации нейтронного пучка. Итоговая неопределенность в измерениях антинейтрино-спиновой асимметрии составила 0.0044, т.е. результат приблизительно вдвое лучше результата первого этапа измерений, выполненного в 1994 г. Из результатов, полученных для величин $P_{eff}B = 0.9463 \pm 0.0025$, для поляризации нейтронного пучка $P = (97.52 \pm 0.25)\%$ и для эффективности флиппера $f_1 = (97.99 \pm 0.05)\%$, был вычислен коэффициент антинейтрино-спиновой асимметрии, при этом учитывалось, что эффективная поляризация $P_{eff} = P(1 + f_1)/2$.

Таким образом, полученная в данном эксперименте величина коэффициента асимметрии вылета антинейтрино по отношению к спину распадающегося нейтрона равна $B = 0.9801 \pm 0.0046$. Средневзвешенное значение с учетом предыдущего результата, полученного в 1994 г. ($B = 0.9894 \pm 0.0083$) равно $B = 0.9821 \pm 0.0040$.

Отличие полученной величины от ожидаемой согласно стандартной модели слабого взаимодействия составляет 0.0059 ± 0.0040 , т.е. в 1.5 раза превышает ошибку. Следует отметить, что подобная точность, 0.4%, в измерениях коэффициентов угловых корреляций в распаде нейтрона получена впервые и приближается к точности определения времени жизни нейтрона.

В рамках лево-правых моделей в соответствии с формулой (1) можно установить ограничение на параметры правых токов:

$$2\delta^2 + 1.21\zeta^2 + 2.42\delta\zeta \leq 0.0127 \quad (90\%C.L.). \quad (15)$$

На рис. 6 данные ограничения представлены графически. Видно, что при нулевом угле смешивания ζ масса правого W -бозона

$$M_{WR} \geq 284.3 \text{ ГэВ}/c^2.$$

С другой стороны, при $\delta = 0$ полученная величина коэффициента B позволяет получить ограничение на спиральность антинейтрино. Спиральность антинейтрино h_ν выражается как $h_\nu = 1 - \zeta^2$. Тогда из соотношения (15) следует, что величина антинейтрино-спиновой корреляции в распаде нейтрона позволяет оценить отличие

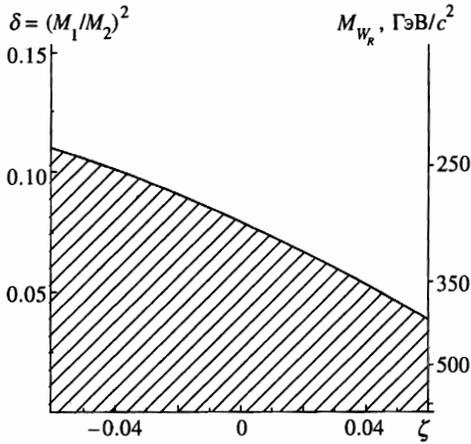


Рис. 6. Ограничения на параметры лево-правой модели из новых данных для B -асимметрии ($B = 0.9821 \pm 0.0040$). Заштрихована область разрешенных модельных параметров при уровне достоверности 90%

спиральности от единицы:

$$\Delta(h_\nu) \leq 0.0105 \quad (90\% \text{C.L.}).$$

6. ПЕРСПЕКТИВЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Как следует из анализа табл. 4, продвигаться в улучшении точности измерений нужно по трем основным направлениям: 1) увеличение статистической точности, 2) улучшение энергетического разрешения электронного детектора, 3) устранение систематических эффектов в измерении поляризации.

Таблица 4

Источник погрешности	Погрешность	Погрешность в B
Точность расчета средних косинусов (точность модели Монте-Карло)	—	0.0010
Энергетическое разрешение электронного детектора, кэВ	1.7	0.0020
Доля обратнорассеянных электронов	0.02	0.0012
Радиус протонной диафрагмы, мм	0.25	0.0004
Радиус электронного детектора, мм	0.25	0.0001
Радиус электронной диафрагмы, мм	0.25	0.0006
Коэффициент a	0.0051	0.0010
Коэффициент A	0.0011	0.0005
Общая систематическая погрешность	—	0.0029
Погрешность измерения поляризации	—	0.0025
Статистическая погрешность	—	0.0025
Полная абсолютная погрешность	—	0.0046

В каждом из указанных направлений предполагается сделать конкретные шаги.

1. Для увеличения статистической точности планируется увеличить полный поток поляризованных нейтронов на пучке PF1. Для этого разрабатывается фокусирующий суперзеркальный многощелевой поляризатор с площадью поперечного сечения $6 \times 12 \text{ см}^2$, т. е. в 4,8 раза больше существующего. Другой вариант значительного увеличения статистики событий — это увеличение пролетной базы, с которой собираются продукты распада, и увеличение числа детектирующих систем в 5–10 раз. Однако последний вариант следует рассматривать как отдаленную перспективу, требующую значительных капитальных вложений.

2. Улучшить энергетическое разрешение электронного детектора можно заменой существующего сцинтилляционного детектора электронов на полупроводниковый Si(Li)-детектор диаметром 70 мм, который уже разработан совместно с Технологическим институтом Токио и который планируется использовать в дальнейших измерениях.

3. Устранение систематических эффектов в измерении поляризации возможно на пути перехода к прямолинейным анализирующим сборкам, а также на пути уменьшения деполяризующих эффектов за счет улучшения однородности поля магнитов.

В целом точность измерений антинейтрино-спиновой асимметрии может быть доведена до уровня $2 \cdot 10^{-3}$, что является достаточно важным для лево-правых моделей слабого взаимодействия.

Авторы выражают благодарность О. В. Рожнову за помощь в наладке экспериментального оборудования; В. В. Иванову, И. И. Марченкову и В. А. Соловью за электронное обеспечение эксперимента; Н. Г. Колывановой и В. А. Тюкавину за помощь в организации электронного и программного обеспечений измерений поляризации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18672) и фонда INTAS (грант 96-537).

Литература

1. А. П. Серебров, Н. В. Романенко, Письма в ЖЭТФ **55**, 490 (1992).
2. W. Mampe, P. Aregon, J. C. Bates et al., Nucl. Instr. Meth. A **284**, 111 (1989).
3. J. Byrne, P. G. Dawber, J. A. Spain et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 289 (1990).
4. В. П. Алфименков, В. Е. Варламов, А. В. Васильев и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 984 (1990).
5. В. Мампе, Л. Н. Бондаренко, В. И. Морозов и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 77 (1993).
6. E. Klemt, P. Vopp, L. Hornig et al., Z. Phys. C **37**, 179 (1988).
7. Б. Г. Ерозолимский, И. А. Кузнецов, И. В. Степаненко и др., ЯФ **52**, 1583 (1990).
8. K. Schreckenbach, P. Liaud, R. Kossakowski et al., Phys. Lett. B **349**, 427 (1995).
9. A. Jodido, B. Balke, J. Carr et al., Phys. Rev. D **34**, 1967 (1986).
10. F. Abe, M. G. Albrow, D. Amidei et al. (CDF collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2900 (1995).
11. I. A. Kuznetsov, A. P. Serebrov, I. V. Stepanenko et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 794 (1995).
12. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, ПТЭ № 2, 39 (1964).
13. A. P. Serebrov, M. S. Lasakov, A. V. Aldushchenkov et al., Nucl. Instr. Meth. A **357**, 503 (1995).
14. А. И. Егоров, В. М. Лобашев, В. А. Назаренко и др., ЯФ **19**, 300 (1974).
15. C. Stratova, R. Dobrozemsky, P. Weinzierl, Phys. Rev. D **18**, 3970 (1978).