

ПОИСК И ИЗМЕРЕНИЕ P -НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ХОЛОДНЫХ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

В. А. Весна¹, **Ю. М. Гледенов**², **В. В. Несвижевский**^{3, *},
П. В. Седышев², **Е. В. Шульгина**¹

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ Институт им. Лауэ–Ланжевена, Гренобль, Франция

Исследование пространственной четности в реакциях поляризованных нейтронов с легкими ядрами является важным направлением в рамках фундаментальной проблемы понимания механизма проявления слабого взаимодействия в ядерных процессах, а также оценки параметров слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. Представлена программа измерения с предельной чувствительностью и точностью коэффициентов P -нечетной асимметрии в реакциях взаимодействия поляризованных холодных и тепловых нейтронов с ядрами лития и бора. В рамках этого цикла работ впервые в мире измерены с чувствительностью, близкой к 10^{-8} , коэффициенты P -нечетной асимметрии в реакциях холодных и тепловых нейтронов с изотопами легких ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$: $\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li}, \text{exp}} = -(8,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma, \text{exp}} = (0,0 \pm 2,6_{\text{stat}} \pm 1,1_{\text{sys}}) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0 + \alpha_1, 10\text{B}, \text{exp}} = -(11,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-8}$. Для двух асимметрий впервые в мире зафиксированы ненулевые значения. Данные, полученные нами в реакциях ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow {}^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ (в канале γ -квантов) и обработанные согласно кластерной модели, хорошо согласуются с результатами других экспериментов, но исключают «лучшее» значение DDH. Очень важно описать эти реакции из «первых принципов».

The investigation of spatial parity in reactions of polarized neutrons with light nuclei is an important topic within the framework of exploring the fundamental problem of manifestations of weak interaction in nuclear processes as well as evaluating constants of weak nucleon–nucleon interaction. This review is devoted to a measurement program with extreme sensitivity and accuracy of P -odd asymmetry coefficients in the reactions of polarized cold and thermal neutrons with the nuclei of lithium and boron. Within the

*E-mail: nesvizhevsky@ill.eu

framework of this series of works, the coefficients of P -odd asymmetry in the reactions of cold and thermal neutrons with isotopes of light nuclei ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$ were measured with a sensitivity close to 10^{-8} for the first time in the world: $\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li}, \text{exp}} = -(8.8 \pm 2.1) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma, \text{exp}} = (0.0 \pm 2.6_{\text{stat}} \pm 1.1_{\text{syst}}) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0 + \alpha_1, 10\text{B}, \text{exp}} = -(11.2 \pm 3.4) \cdot 10^{-8}$. For two asymmetries, nonzero values are obtained for the first time in the world. The data obtained by us in the reactions ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ and ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow {}^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ (in the γ -ray channel) and calculated within the cluster model are in good agreement with the results of other experiments, but exclude the “best” DDH value. It would be very important to describe these reactions from the “first principles”.

PACS: 23.40.Bw; 12.15.-y; 13.75.Cs; 25.40.Hs

ВВЕДЕНИЕ

Исследование пространственной четности в реакциях поляризованных нейтронов с легкими ядрами — важное направление в рамках фундаментальной проблемы понимания механизма проявления слабого взаимодействия в ядерных процессах и оценки констант слабого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия.

Существование нейтральных токов было предсказано в 1973 г. единой теорией электромагнитного и слабого взаимодействий [1]. Вскоре нейтральные токи были обнаружены в безмюонных нейтринных реакциях [2]. В 1978 г. были обнаружены нейтральные токи в P -нечетном эффекте вращения плоскости поляризации лазерного пучка, проходящего сквозь пары атомарного висмута [3]. Открытие нейтральных токов явилось триумфом теории электрослабого взаимодействия. Наличие нейтральных токов в лептон-лептонном взаимодействии мотивирует многочисленные попытки экспериментального обнаружения нейтрального тока и в NN -взаимодействии в ядерных реакциях.

Вклад слабого взаимодействия в NN -взаимодействие в ядре часто описывается в терминах одного (π , ρ , ω) или множественных ($\pi\pi$) мезонных обменов с одной слабой и одной или несколькими сильными вершинами (см. [4, 5]). В такой параметризации нейтральный и заряженный слабые токи описываются константами связи f_π и h_ρ^0 соответственно. Некоторые модели пытаются ассоциировать эти константы связи с более фундаментальными теориями. Так, в кварковой модели Desplanques–Donoughe–Holstein (DDH) предсказаны «лучшие» значения констант $f_\pi = 4,6 \cdot 10^{-7}$ и $h_\rho^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$ в пределах «допустимых диапазонов» [6]. В солитонной модели нуклона Кайзера и Мейснера (КМ) [7, 8] предсказаны меньшие по величине значения этих констант. В последние годы эффекты слабого NN -взаимодействия активно анализировались в рамках эффективной теории поля [9–11]. Этот подход является более систематическим и общим по сравнению с моделью

одномезонного обмена. Еще один теоретический подход состоит в вычислении нарушающего четность NN -взаимодействия в виде разложения по параметру малости N_c^{-1} (где N_c — количество цветов) [12, 13]. Этот подход представляет особый интерес для настоящего исследования, поскольку он естественным образом объясняет малость константы нейтрального тока f_π по сравнению с константой заряженного тока h_ρ^0 , что и наблюдается экспериментально [14–18].

В любом случае требуются новые точные и достоверные экспериментальные данные, чтобы проверить теоретические предсказания.

Несохранение пространственной четности в NN -взаимодействии, наблюдаемое в различных процессах в малонуклонных системах и ядрах, должно быть обусловлено как заряженным, так и нейтральным токами. Однако для извлечения надежной информации о вкладе нейтральных токов требуется соблюдение, по крайней мере, трех условий. Во-первых, система должна быть достаточно простой, чтобы ее можно было надежно интерпретировать теоретически. Во-вторых, должны отсутствовать ложные систематические эффекты, которые могли бы имитировать наблюдаемые асимметрии. В-третьих, эффекты должны быть достаточно велики для того, чтобы их можно было наблюдать экспериментально. Задача нахождения системы, удовлетворяющей этим условиям, не тривиальна. Проанализируем аргументы, обусловившие выбор ядерных реакций в программе исследований, представленной в данной работе.

Для измерения малых асимметрий требуется большая статистика, которую могут обеспечить только очень интенсивные источники частиц. Так, для измерения асимметрий на уровне $\sim 10^{-8}$ нужно зарегистрировать, по крайней мере, $\sim 10^{16}$ частиц. Эта оценка следует только из условия получения достаточно малых статистических погрешностей. С учетом тестовых экспериментов, измерений систематических эффектов, некоторой потери статистической чувствительности, обусловленной конкретными схемами измерения, и т. д. требуемое количество частиц возрастает еще на один-два порядка величины. Столь большое количество частиц можно зарегистрировать от наиболее интенсивных источников нейтронов при длительном наборе статистики.

P -нечетные эффекты в многонуклонных системах могут быть значительно усилены, однако коэффициент усиления посчитан быть не может в настоящее время и, по-видимому, не сможет быть посчитан со сколько-нибудь разумной надежностью и в обозримом будущем. P -нечетные эффекты в малонуклонных системах и легких ядрах мало усилены в отличие от P -нечетных эффектов в более тяжелых ядрах. В любом из перечисленных выше теоретических подходов их ожидаемая величина — порядка константы слабого взаимодействия $\sim 10^{-7}$, что находится на пределе чувствительности хорошо оптимизированного эксперимента, в котором используются наиболее интенсивные источники нейтронов, однако такое измерение реалистично. Относительная

простота системы позволяет, в принципе, ее теоретически интерпретировать. Большой опыт, накопленный за предыдущие десятилетия, измерений малых асимметрий с использованием нейтронов, а также изучения ложных систематических эффектов в таких экспериментах принципиально позволяет найти условия, при которых систематика отсутствует. Таким образом, благодаря возможности экспериментального измерения столь малых величин представляет интерес изучение P -нечетных эффектов в легких ядрах.

В согласии с теорией [19, 20] эффект нарушения четности в протон-протонном рассеянии является в основном проявлением заряженных слабых токов, ни в каком наблюдении пока не обнаружено ненулевого вклада нейтрального слабого тока в NN -взаимодействии в ядрах.

Популярной системой для теоретического и экспериментального исследования P -нечетных эффектов является радиационный захват нейтронов протонами $(n, p) \rightarrow (d, \gamma)$. Как показано в работе [5], коэффициент A_γ P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в этой реакции зависит только от слабого нейтрального тока $A_\gamma = -0,11f_\pi$, а «лучшее» значение f_π в модели DDH соответствует P -нечетной асимметрии: $5 \cdot 10^{-8}$. Модель КМ предсказывает еще меньшее значение. Такая малость коэффициента P -нечетной асимметрии и то, что сечение поглощения нейтронов в этой реакции гораздо меньше, чем сечение рассеяния, создают значительную трудность для проведения статистически значимых измерений.

До настоящего времени эффекты нарушения четности в реакциях с захватом нейтронов наблюдались в делении ядер, нейтронной оптике, (n, γ) - и (n, p) -реакциях со средними и тяжелыми ядрами, в которых могут возникать специфические эффекты усиления нарушения четности [21]. До настоящего времени измерения коэффициентов P -нечетной асимметрии в реакциях с тяжелыми ядрами не дали информации о константах слабого взаимодействия по причине сложности и неопределенности расчета [5]. Тем не менее значительный прогресс был достигнут в теоретическом описании легких ядерных систем, содержащих до 10 нуклонов, начиная с феноменологических потенциальных моделей NN -взаимодействий и включая трехчастичные силы. Ввиду отсутствия свободного от параметров описания легких ядерных систем мы анализируем наши данные с использованием кластерной модели. Для легких ядер соответствующие расчеты, возможно, могут быть выполнены с достаточной точностью и надежностью.

Ряд легких ядер, вплоть до энергии возбуждения 20–25 МэВ, можно описать как состоящие из ограниченного числа кластеров [22]:

$${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + p \rightarrow \alpha + d',$$

$${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + 2n + p \rightarrow \alpha + t,$$

$${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n, \quad {}^{10}\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n, \quad {}^{11}\text{B} \rightarrow 2\alpha + 3n,$$

а реакцию нейтронов с легким ядром можно рассматривать как реакцию в малонуклонной системе в поле одной или нескольких α -частиц. Тогда задачу можно решить в терминах констант мезон-нуклонной связи. Например, в теоретической кластерной модели, хорошо описывающей практически все экспериментальные данные, предсказана 70%-я кластеризация ядра ${}^6\text{Li}$ в виде α -частицы и дейтрона d , деформированного в поле α -частицы. Поэтому реакцию ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ предлагается рассматривать исходя из кластерной модели как трехчастичную реакцию подхвата: $n + \{\alpha d'\} \rightarrow \{nd\} + \alpha \rightarrow t + \alpha$.

Наиболее оптимальным и перспективным, с нашей точки зрения, является исследование P -нечетной асимметрии в реакциях поляризованных холодных и тепловых нейтронов с легкими ядрами с вылетом заряженных частиц и γ -квантов, а именно:

- в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ с наблюдением P -нечетной асимметрии в ${}^3\text{H}$ -канале, (1)

- в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ ($E_\gamma = 0,480$ МэВ) с наблюдением P -нечетной асимметрии в канале γ -кванта, (2)

- в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ с наблюдением P -нечетной асимметрии в α -канале. (3)

В этих реакциях величины P -нечетных эффектов больше, чем в реакции $(n, p) \rightarrow (d, \gamma)$, а условия эксперимента намного благоприятнее из-за больших сечений захвата нейтронов ($\sigma \sim 1000$ б), что позволяет использовать почти весь поток нейтронов. Современные интенсивные источники нейтронов обеспечивают достаточную статистическую чувствительность для обнаружения P -нечетных эффектов даже в легких ядрах. Кроме того, к настоящему времени в рамках кластерной модели были рассчитаны в представлении констант слабого взаимодействия коэффициент P -нечетной асимметрии вылета тритонов $\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li}}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ [22] и коэффициент P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов $\alpha_{P\text{-odd}}^\gamma$ в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ [23]. Сравнение расчетов с результатами экспериментов позволяет лучше оценить эти константы.

Данная работа посвящена экспериментальной программе измерения с предельной точностью коэффициентов P -нечетных асимметрий в реакциях взаимодействия поляризованных холодных и тепловых нейтронов с ядрами лития и бора. Эксперименты по измерению коэффициентов P -нечетных асимметрий в реакциях (1) и (3) в разные годы проводились в Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова (ПИЯФ, Гатчина, Россия) и в Институте им. Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция), где кроме этого было выполнено и измерение коэффициента P -нечетной асимметрии в канале γ -кванта в реакции (2).

В ПИЯФ использовался вертикальный пучок нейтронов от жидководородного источника, установленного в активной зоне реактора ВВР-М. Интегральная интенсивность пучка была равна $\sim (1-3) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Для его поляризации применялся четырехщелевой полярирующий нейтронотвод. Средняя по сечению пучка поляризация нейтронов равнялась $P = 0,8$.

В ИЛЛ эксперименты выполнялись на горизонтальном высокопоточном пучке холодных поляризованных нейтронов PF1B [24] со средней длиной волны $\bar{\lambda} = 4,7 \text{ \AA}$ от жидкодейтериевого источника нейтронов, размещенного в активной зоне реактора ИЛЛ. Интегральный поток поляризованных нейтронов составлял $N \approx (4-5) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Применялся суперзеркальный поляризатор нейтронов сечением $80 \times 80 \text{ мм}$. Степень поляризации нейтронов равнялась $P = 0,92 \pm 0,02$.

Направление поляризации нейтронов относительно ведущего магнитного поля реверсировалось с помощью адиабатического радиочастотного флиппера. Асимметрия вылета заряженных частиц измерялась ионизационной камерой.

ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА

Во всех исследованных реакциях холодных и тепловых поляризованных нейтронов с легкими ядрами с вылетом заряженных частиц (реакциях с ^{10}B , ^6Li , ^{14}N , ^{35}Cl) обнаружены достаточно большие асимметрии вида $W(\theta) \sim (\hat{\sigma}_n \cdot [\hat{p}_n \times \hat{p}_p])$, т. е. эффекты лево-правой асимметрии. Здесь $\hat{\sigma}_n$, \hat{p}_n и \hat{p}_p — единичные векторы в направлении спина нейтрона σ_n , импульса нейтрона p_n и импульса регистрируемой заряженной частицы p_p соответственно. Например, для реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ измеренное значение коэффициента лево-правой асимметрии $\alpha_{lr} \approx 1,0 \cdot 10^{-4}$ [25] на несколько порядков превышает гипотетический P -нечетный эффект. Для устранения влияния лево-правой асимметрии на результат измерений P -нечетной асимметрии геометрия эксперимента должна быть такой, чтобы наблюдаемые векторы σ_n , p_n , p_p были параллельны: $\sigma_n \parallel p_n \parallel p_p$. Поэтому ионизационная камера сконструирована так, чтобы соблюдалось это условие. При установке трех указанных выше векторов параллельно друг другу с относительной погрешностью $\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{-3}$ вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект уменьшается как ε^2 и для реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ не превосходит величины $\sim 2,5 \cdot 10^{-9}$. Указанное условие легко достигается в эксперименте.

С целью наблюдения малых P -нечетных эффектов была сконструирована ионизационная камера [26] (рис. 1), сквозь которую проходит пучок продольно-поляризованных нейтронов. Пучок входит в мишень под углом 90° , при этом число захваченных нейтронов намного меньше, чем было бы, если бы мишень располагалась под малым углом к оси пучка. Чтобы компенсировать этот эффект, для получения максимальной статистической точности

необходимо увеличить число мишеней. Вдоль оси пучка в детекторе располагаются 24 двухсторонние мишени и детектирующие камеры, по одной с каждой стороны от мишени. Кроме того, увеличение количества мишеней уменьшает удельную ионизацию в газе и поэтому обеспечивает хорошую линейность системы и более полное использование пучка. Сборка ионизационных газовых камер размещена в цилиндрическом корпусе из дюралюминия. Входное и выходное окна в торцах корпуса размером 70×150 мм, закрытые циркониевой фольгой толщиной 0,5 мм, позволяют использовать широкие пучки нейтронов практически без потери интенсивности на окнах. Схема одной сдвоенной ионизационной камеры показана на рис. 2. Камера состоит

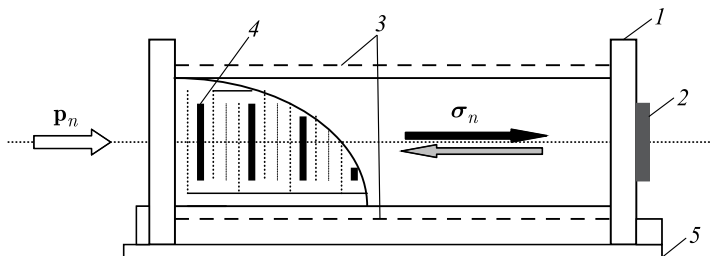


Рис. 1. Размещение ионизационной камеры в нейтронном пучке для изучения *P*-нечетной асимметрии вылета заряженных частиц: 1 — ионизационная камера; 2 — заглушка из ${}^6\text{LiF}$ для поглощения проходящих камеру нейтронов; 3 — соленоид, создающий магнитное поле, ведущее спин нейтрона; 4 — сетки и мишени камеры; 5 — стол ионизационной камеры; p_n — импульс нейтрона; σ_n — спин нейтрона. Черная стрелка показывает направление спина нейтрона, когда флиппер выключен, серая — когда включен

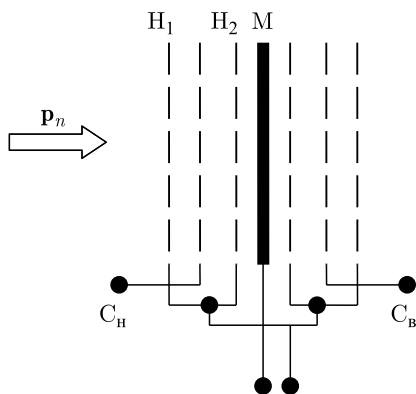


Рис. 2. Схема сдвоенной ионизационной камеры, используемой в геометрии эксперимента $\sigma_n \parallel p_n \parallel p_p$: М — мишень; H_1, H_2 — высоковольтные сетки; C_n, C_v — сигнальные сетки

из мишени (М), высоковольтных (H_1 , H_2) и собирающих (C_v , C_n) электродов. Высоковольтный электрод H_1 , ограничивающий камеру, является общим электродом для двух соседних камер. В качестве рабочего газа использовался аргон. Подбором давления в газе и расстояния между электродами можно обеспечить полное укладывание пробега продуктов реакции в чувствительном промежутке камеры H_1H_2 . Нечувствительный промежуток MH_2 служит для обрезания тяжелого продукта реакции и выделения определенного угла вылета легкого регистрируемого продукта относительно плоскости мишени. В эксперименте с литием вместо нечувствительного газового промежутка использовалась алюминиевая фольга подобранной толщины. Выбранная конструкция камеры позволяет повторить исходный элемент любое число раз и строить детектор применительно к любой задаче. В нашем случае, как было указано выше, детектор состоял из 24 двойных ионизационных камер.

На рис. 3 приведена зависимость напряжения на выходе предусилителя (ПУ) от напряжения на высоковольтных электродах детектора [15]. Продольное магнитное поле, ведущее спин нейтрона, создавалось соленоидом, намотанным на корпус ионизационной камеры. Направление магнитного поля в камере устанавливалось параллельно оси пучка с точностью лучше 0,01 рад. В такой геометрии вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект уменьшался на 4–5 порядков от максимального значения лево-правой асимметрии.

Одна половина двойной камеры регистрировала заряженные частицы, вылетающие по направлению распространения пучка, т. е. по импульсу нейтрона (C_v — «вперед»), другая — против этого направления (C_n — «назад»). Поскольку наблюдается P -нечетная асимметрия вида $W(\theta) \sim 1 + \alpha(\hat{\sigma}_n \cdot \hat{p}_p)$,

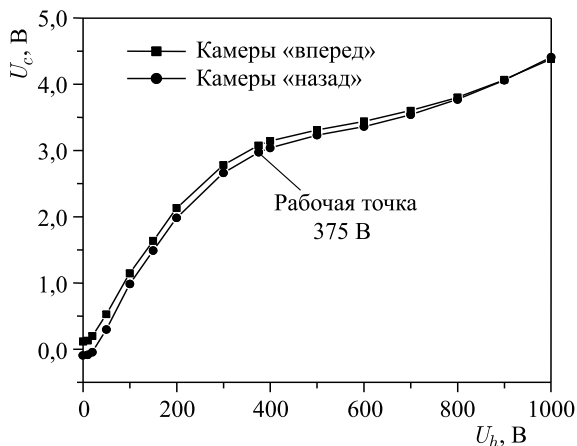


Рис. 3. Зависимость напряжения на выходе ПУ от напряжения на высоковольтных электродах ионизационной камеры в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$

эффекты при регистрации заряженных частиц, вылетающих «вперед» и «назад», имеют разные знаки. Все половинки двойных камер «вперед» («назад») были соединены электрически для работы на один ПУ сигнала.

ЭЛЕКТРОНИКА

Применяется интегральная (токовая) методика регистрации сигналов. Электрически сигналы с шин «вперед» и «назад» подаются на соответствующие ПУ сигналов, которые преобразовывают токи ионизационной камеры в напряжение, пропорциональное потоку регистрируемых заряженных частиц.

Система сбора информации позволяет успешно работать не только с ионизационной камерой, но и с любыми детекторами излучений в широком диапазоне выходных сопротивлений детектора: $R \sim 10$ кОм – 1 ГОм.

В ПУ происходит разделение сигнала на переменную и постоянную составляющие. Переменная составляющая усиливается и подается на регистрацию. Коэффициент усиления тракта определяется при калибровке путем подачи на вход ПУ калибровочного прямоугольного сигнала известной амплитуды.

В более ранних экспериментах сбор информации осуществлялся через компьютер с помощью управляемой системы модулей в стандарте САМАС. Переменные составляющие с ПУ подавались на интеграторы. В качестве интегратора использовался операционный усилитель с емкостью в цепи обратной связи, а в качестве измерителя напряжения — цифровой вольтметр, подключенный к системе САМАС [26]. Такая система регистрации основана на аналоговом интегрировании сигналов и является принципиально медленной, поскольку все интеграторы выполнены на релейных переключателях.

В дальнейшем вместо стандарта САМАС в экспериментальной установке управление экспериментом и сбор информации осуществлялись с помощью программно управляемых встраиваемых в компьютер многофункциональных плат. Это резко повысило надежность установки и в несколько раз снизило ее вес и габариты. Так, в эксперименте по наблюдению P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ напряжение с интеграторов считывалось в память ЭВМ с помощью программируемого 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП), установленного на многофункциональной плате сбора данных ACL-8112pg фирмы ADLink Technology Inc. Время интегрирования и остальные интервалы временной диаграммы задавались оператором и реализовывались с помощью программируемых счетчиков-таймеров платы ACL-7120 фирмы ADLink Technology Inc., имеющей еще по 32 TTL-совместимых цифровых входа и выхода, используемых в системе управления экспериментом. Плата имеет четыре реверсивных независимо программируемых 16-разрядных счетчика, на которых строилась временная диаграмма установки.

Затем была создана новая система регистрации токовых сигналов [27]. Принципиально новая система сбора данных и управления экспериментальной установкой отличается от прежней системы с интеграторами тем, что вместо аналогового интегрирования переменной составляющей сигнала с детектора используется накопление оцифрованных значений сигнала, т. е. цифровое интегрирование. Реализуется оно с помощью 14-разрядного АЦП LTC1416, работающего под управлением цифрового сигнального процессора, т. е. специализированного микропроцессора, предназначенного для цифровой обработки сигналов в реальном масштабе времени (Digital Signal Processor — DSP), работающего параллельно с процессором управляющего компьютера (PC). Процессор ADSP-2185 фирмы Analog Devices Inc. и АЦП входят в состав платы L780 фирмы L-Card (Москва), встраиваемой в PC. В наших экспериментах максимальная частота дискретизации аналогового сигнала в канале в рабочем режиме составляла ~ 100 кГц.

Для формирования временной диаграммы эксперимента (рис. 4) и управляющих установкой сигналов, а также сигналов, синхронизирующих работу DSP и основного компьютера, используется встраиваемая в компьютер плата счетчиков-таймеров PCI-TMC12 фирмы ICP DAS. Все необходимые параметры и режимы работы этих плат задаются программно.

Весь обмен данными с центральным компьютером DSP осуществляет через свой канал прямого доступа к памяти. Это позволяет программе центрального процессора обращаться к любой ячейке памяти DSP, не прерывая работы самого DSP, что особенно удобно в реальном масштабе времени (максимальная пропускная способность обмена данными между сигнальным процессором и компьютером составляет приблизительно 10 Мб/с).

Так как интегрирование происходит в цифровом виде, система может работать в широком диапазоне частот переключения изменяемого параметра

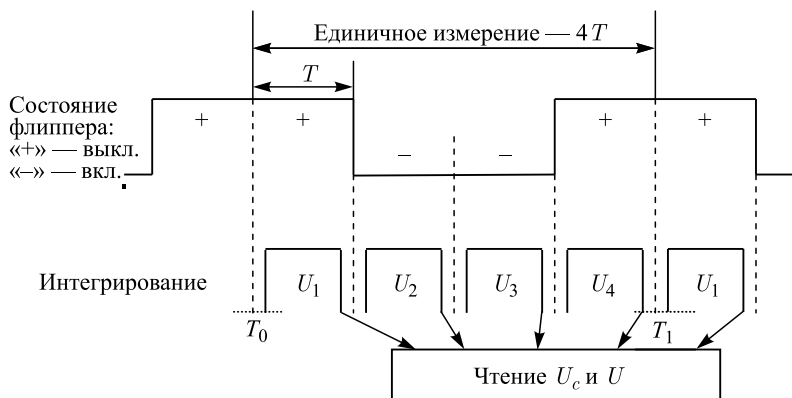


Рис. 4. Временная диаграмма эксперимента

эксперимента (в описываемых экспериментах — это направление поляризации нейтронов) — от 0,01 до 50 Гц, а в последней версии системы — и до 500 Гц, что было проверено экспериментально [28]. Это стало возможным только благодаря использованию быстродействующего цифрового сигнального процессора и двухуровневой двухпроцессорной архитектуре системы управления экспериментом. Были сняты ограничения, накладываемые аналоговым интегрированием, и жесткая необходимость использования процедуры компенсации посторонних синхронных флуктуаций, хотя в новой системе эта процедура сохраняется и может быть использована в полной мере.

ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

При измерении P -нечетной асимметрии с точностью до 10^{-8} возникают две основные задачи: получить необходимую статистику и подавить возможные ложные эффекты. Чтобы собрать 10^{16} событий за время, превышающее несколько реакторных циклов, должен использоваться нейтронный пучок, обеспечивающий скорость счета $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$. При такой интенсивности применение счетной методики невозможно, поэтому был использован интегральный метод регистрации событий. Интегральный метод измерений P -нечетной асимметрии был впервые предложен В. М. Лобашевым [29, 30]. Для достижения точности $\sim 10^{-8}$ необходимо свести к минимуму возможное влияние нестабильности аппаратуры, флуктуаций нейтронного потока реактора, паразитных наводок и ложных эффектов.

Процедура сбора информации (независимо от типа используемых детекторов) и обработки результатов всех описываемых экспериментов одинакова. Для компенсации флуктуаций мощности реактора применялась система двух детекторов, а также специальная процедура измерений. Принцип работы системы основан на том, что каждый из двух детекторных каналов в одно и то же время регистрирует один и тот же процесс, однако знак реального эффекта в них разный, в то время как влияние флуктуаций одинаково.

При изучении P -нечетной асимметрии вылета продуктов реакции поляризованных нейтронов с ядрами вида $W(\theta) \sim 1 + \alpha(\vec{\sigma}_n \cdot \hat{p}_n)$ эффекты α определяются как

$$\alpha = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-},$$

где N_+ и N_- — число отсчетов детектора, когда импульс вылетающей частицы параллелен либо антипараллелен спину нейтрона соответственно. В случае интегрального метода сигнал является суммой постоянной и переменной составляющих и «число событий» за какое-либо время эквивалентно сумме переменной U и постоянной U_c составляющих сигнала, проинтегрированных за это же время, а следовательно, коэффициент асимметрии $\alpha_{P\text{-odd}}$

записывается следующим образом:

$$\alpha_{P\text{-odd}} = \frac{((U_c^+ + U^+/K) - (U_c^- + U^-/K))}{((U_c^+ + U^+/K) + (U_c^- + U^-/K))}.$$

Здесь U_c^+ , U_c^- , U^+ , U^- — соответственно постоянные и переменные составляющие сигнала при разных направлениях спина нейтрона относительно импульса регистрируемой частицы. Коэффициент K введен в формулу, так как переменная составляющая усиливается предусилителем в K раз. Поскольку $U_c \gg U$ и $U_c^+ \cong U_c^- = U_c$, то нормированный коэффициент асимметрии равен

$$\alpha_{P\text{-odd}} = \frac{(U^+ - U^-)}{2KU_c}.$$

Для каждого детекторного канала последовательные четыре значения напряжения с интеграторов U_1^+ , U_2^- , U_3^- , U_4^+ (см. рис. 4) объединяются в единичное измерение и складываются попарно следующим образом: $U^+ = U_1^+ + U_4^+$, $U^- = U_2^- + U_3^-$. Знаки «+» и «-» соответствуют различным направлениям спина нейтрона. Такая комбинация позволяет устранить линейный дрейф усиления системы. Эффект асимметрии вычислялся для единичного измерения каждого из детекторов. N последовательных единичных измерений обоих каналов объединяются в одну серию. В более ранних измерениях постоянные составляющие сигнала измерялись один раз за серию, в последующих экспериментах они фиксировались один раз в каждом интервале, а в нормированном коэффициенте асимметрии использовались средние за серию значения постоянных составляющих. По окончании серии производилась обработка результатов [26, 31].

По формулам (4), (5) вычисляются эффекты для одиночных каналов. Индексы (1) или (2) означают соответствующие величины для измерительных каналов 1 или 2:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}^{(1),(2)} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \alpha_i^{(1),(2)}, & \alpha_i^{(1),(2)} &= (U_i^{+, (1),(2)} - U_i^{-, (1),(2)})/2, \\ U_i^{+, (1),(2)} &= U_{i,1}^{+, (1),(2)} + U_{i,4}^{+, (1),(2)}, & U_i^{-, (1),(2)} &= U_{i,2}^{-, (1),(2)} + U_{i,3}^{-, (1),(2)}, \\ & & i &= 1-N, \end{aligned} \quad (4)$$

$$D(\bar{\alpha}^{(1),(2)}) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N \left(\alpha_i^{(1),(2)} - \bar{\alpha}^{(1),(2)} \right)^2,$$

$$\sigma(\bar{\alpha}^{(1),(2)}) = \sqrt{D(\bar{\alpha}^{(1),(2)})},$$

$$\bar{\delta}^{(1),(2)} = \frac{\bar{\alpha}^{(1),(2)}}{K_{(1),(2)}U_{c,(1),(2)}}, \quad \sigma(\bar{\delta}^{(1),(2)}) = \frac{\sigma(\bar{\alpha}^{(1),(2)})}{K_{(1),(2)}U_{c,(1),(2)}}. \quad (5)$$

По формулам (6), (7) вычисляются эффекты и их погрешности для разности каналов:

$$\bar{\alpha}_{\text{комп}} = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \alpha_i^{(1)} - L \sum_{i=1}^N \alpha_i^{(2)} \right),$$

$$D(\bar{\alpha}_{\text{комп}}) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N \left((\alpha_i^{(1)} - L\alpha_i^{(2)}) - \bar{\alpha}_{\text{комп}} \right)^2, \quad (6)$$

$$\sigma(\bar{\alpha}_{\text{комп}}) = \sqrt{D(\bar{\alpha}_{\text{комп}})},$$

$$\bar{\delta}_{\text{комп}} = \frac{\bar{\alpha}_{\text{комп}}}{K(U_{c,(1)} + U_{c,(2)})}, \quad (7)$$

$$\sigma(\bar{\delta}_{\text{комп}}) = \frac{\sigma(\bar{\alpha}_{\text{комп}})}{K(U_{c,(1)} + U_{c,(2)})}, \quad K = \frac{K_{(1)} + LK_{(2)}}{2}.$$

Здесь $\bar{\alpha}^{(1),(2)}$, $\bar{\delta}^{(1),(2)}$ — абсолютный (т. е. ненормированный) и относительный (нормированный) эффекты для каналов 1 и 2; $U_{i,1}^{+, (1)}$, $U_{i,2}^{-, (1)}$, $U_{i,3}^{-, (1)}$, $U_{i,4}^{+, (1)}$ — измеренные средние значения напряжения на выходе ПУ1; $U_{i,1}^{+, (2)}$, $U_{i,2}^{-, (2)}$, $U_{i,3}^{-, (2)}$, $U_{i,4}^{+, (2)}$ — измеренные средние значения напряжения на выходе ПУ2; $\bar{\alpha}_{\text{комп}}$, $\bar{\delta}_{\text{комп}}$ — абсолютный и относительный эффекты, полученные при компенсации флуктуаций мощности реактора; L — коэффициент компенсации; σ — оценка погрешностей средних значений эффектов; $K_{(1)}$, $K_{(2)}$ — коэффициенты усиления 1-го и 2-го каналов, определяемые из калибровки; $U_{c,(1)}$ и $U_{c,(2)}$ — постоянные составляющие сигналов предусилителей 1 и 2.

Компенсация синхронных флуктуаций мощности реактора, содержащихся в исследуемых сигналах, происходит при вычитании коэффициентов асимметрий единичных измерений двух интеграторов от двух детекторов $\alpha_i^{(1)}$ и $\alpha_i^{(2)}$, регистрирующих эффект разного знака, и суммировании этих разностей по окончании измерений одной серии (6). При этом эффект удваивается, а флуктуации мощности реактора вычитаются.

Коэффициент компенсации L определяется по каждой серии единичных измерений из условия минимума дисперсии $D(\bar{\alpha}_{\text{комп}})$ среднего значения абсолютного эффекта $\bar{\alpha}_{\text{комп}}$ (6) и вычисляется по формуле

$$L = \frac{\sum_{i=1-N} \alpha_i^{(1)} \alpha_i^{(2)} - \frac{1}{N} \sum_{i=1-N} \alpha_i^{(1)} \sum_{i=1-N} \alpha_i^{(2)}}{\sum_{i=1-N} (\alpha_i^{(2)})^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1-N} \alpha_i^{(2)} \right)^2}.$$

Окончательный результат определяется как средневзвешенное по большому массиву из n результатов серий $\alpha_i \pm \sigma_i$:

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^n p_i \alpha_i}{\sum_{i=1}^n p_i}, \quad p_i = \frac{1}{\sigma_i^2}. \quad \text{При этом погрешность } \sigma(\bar{A}) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n p_i}}.$$

Проводился набор одинакового числа серий для разных направлений ведущего поля. Среднее определялось с учетом того, что при изменении ведущего поля знак реального P -нечетного эффекта менялся на противоположный.

Как видно из вышеизложенного, при обработке результатов измерений P -нечетных асимметрий всегда вычисляются разности:

1. Разность переменных составляющих сигнала (абсолютный эффект P -нечетной асимметрии) $\alpha = U^+ - U^-$ для разной поляризации спина нейтрона. Эти разности вычисляются для каждой пары измерений каждого из двух детекторов.

2. Разность абсолютных эффектов для двух детекторов $\alpha_i = \alpha_i^{(1)} - L \cdot \alpha_i^{(2)}$, $i = 1-N$. Эффекты P -нечетной асимметрии в разных детекторах имеют разные знаки, в результате эффекты складываются. Указанные разности вычисляются для каждого направления (обозначим их « \rightarrow » и « \leftarrow ») ведущего спин нейтрона магнитного поля.

3. Разность эффектов при разных направлениях ведущего спин нейтрона магнитного поля: $\alpha_i(\rightarrow) - \alpha_i(\leftarrow)$, $i = 1-N$. P -нечетные эффекты при этом складываются, поскольку имеют разные знаки.

На всех трех этапах, рассмотренных выше, происходит вычитание эффектов, имеющих одинаковый знак. Эффекты, имеющие разный знак и соответствующие наблюдаемой асимметрии, складываются. Полное вычитание, естественно, происходит при равенстве величин ложных эффектов.

РЕАКЦИЯ (1) — ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$: ИЗМЕРЕНИЕ P -НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА ТРИТОНОВ

В работе [22] рассчитан коэффициент P -нечетной асимметрии вылета тритонов $\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li}}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ с поляризованными нейтронами в представлении констант слабого взаимодействия h_ρ^0 , f_π , соответствующих обмену ρ - и π -мезоном:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li, theor}} \approx (-0,45f_\pi + 0,06h_\rho^0).$$

Коэффициент P -нечетной асимметрии оценен для «лучших» значений констант слабого взаимодействия $h_\rho^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$, $f_\pi = 4,6 \cdot 10^{-7}$ в модели DDH. Этот коэффициент измерялся в ПИЯФ [32], и два цикла измерений были проведены в ИЛЛ [15].

В первом эксперименте применялся фокусирующий поляризатор нейтронов сечением 100×50 мм, в следующих циклах — суперзеркальный поляризатор нейтронов сечением 80×80 мм.

Детектором служила газонаполненная ионизационная камера (см. выше). Измеренная в ИЛЛ степень поляризации P нейтронов, прошедших установку, составляла величину $P = 0,88$ в первом цикле и $P = 0,94$ — во втором. Для формирования пучка по ширине и высоте внутри камеры по всей длине располагались три коллиматора из ${}^6\text{LiF}$. Пучок полностью укладывался в площадь мишени на входе и выходе камеры. Отклонение пучка нейтронов по вертикали составляло не более 5 мм/м. Камера устанавливалась на основание из бетонных блоков так, чтобы отклонение по горизонтали от оси, проходящей через центр камеры, было не более чем 5 мм/м. Интегральный поток поляризованных нейтронов составлял величину $N \approx (4-5) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Изменение поляризации нейтронов производилось с помощью адиабатического флиппера.

Полное энерговыделение в реакции составляет величину 4,78 МэВ и распределяется между продуктами реакции следующим образом: $E_\alpha = 2,05$ МэВ, $E_t = 2,73$ МэВ. Большие удельные потери энергии α -частицей по сравнению с потерей энергии тритоном (пробег тритона примерно в пять раз больше пробега α -частицы) позволяют с помощью газовой ионизационной камеры выделять тритонный компонент реакции без примеси α -частиц.

При измерении P -нечетной асимметрии необходимо выделять определенный телесный угол вылета продукта реакции относительно спина нейтрона, поскольку вероятность вылета продуктов реакции пропорциональна косинусу угла между спином нейтрона σ_n и импульсом тритона \mathbf{p}_t : $W(\theta) \sim 1 + \alpha(\hat{\sigma}_n \times \hat{\mathbf{p}}_t)$. Это достигается созданием нечувствительного промежутка детектора, в котором частица теряет всю энергию при определенных углах. Нечувствительный промежуток создавался слоем алюминиевой фольги на мишени для полного поглощения α -частиц и тритонов под определенными углами.

Мишени представляли собой слой ${}^6\text{LiF}$ толщиной 400–500 мкг/см², напыленные на алюминиевую фольгу толщиной 14 мкм. Рассчитанное значение степени поглощения пучка нейтронов составляло примерно 60%. В одной ионизационной камере использовались две мишени, сложенные подложками. Поэтому полная толщина подложки составляла величину 28 мкм и была непрозрачна для тритонов и α -частиц, что приводило к потере общего тока в ~ 2 раза.

Для поглощения α -частиц и создания необходимого телесного угла вылета тритонов на каждую мишень наклеивалась дополнительно алюминиевая

фольга толщиной 14 мкм. Средний косинус вылета тритонов рассчитывался по методу Монте-Карло и составлял величину $\overline{\cos(\hat{\sigma}_n \cdot \hat{p}_t)} = 0,75$.

Максимальное значение лево-правой асимметрии в изучаемой реакции $\alpha_{lr} \approx 1,0 \cdot 10^{-4}$ [25]. Продольное магнитное поле, ведущее спин нейтрона, устанавливалось параллельно оси пучка с точностью лучше 0,01 рад, что уменьшало вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект до величины $\sim 2,5 \cdot 10^{-9}$. Для регистрации заряженных продуктов реакции применялся газ Ag при избыточном давлении 1,4 атм в первом эксперименте и 0,9 атм — во втором. При таком давлении и толщине чувствительного промежутка 21 мм пробег тритонов, испускаемых мишенью, полностью укладывался в объеме чувствительного газового промежутка, примыкающего к мишени. Давление менялось для разных экспериментов, чтобы изменить условия наблюдения.

В эксперименте использовалась система регистрации токовых сигналов с детекторов с помощью интеграторов. Основной интервал временной диаграммы $T = 1$ с, время интегрирования равнялось 0,8 с, состояние спин-флиппера менялось каждые 2 с, длина серии составляла 64 единичных измерения, т. е. 256 с. При этом дисперсия компенсированного значения (формулы (7)) была примерно в 40–100 раз меньше дисперсии некомпенсированных значений по каждому каналу.

Для устранения ложных асимметрий в процессе измерений на камере периодически менялось на противоположное направление ведущего спин нейтрона магнитного поля и проводился набор одинакового числа серий для разных направлений ведущего поля. В первой части эксперимента в ИЛЛ [33] направление магнитного поля менялось на камере каждые 30 мин, а во второй [14] — каждую серию измерений, т. е. каждые ~ 4 мин в автоматическом режиме.

Описанная выше процедура измерений с двумя детекторами позволяет устранить все видимые гипотетические эффекты, такие как возможное влияние ведущего магнитного поля на ток камеры, изменение сечения поглощения нейтронов в зависимости от направления ведущего поля и т. д. При этом ложный P -нечетный эффект при данном способе обработки результатов, не связанный с примесными P -нечетными эффектами от посторонних ядер, сокращается. Этот вывод относится и к электромагнитной наводке.

Эксперименты по измерению влияния электромагнитной наводки были проделаны неоднократно [14, 32, 33]. В частности, в измерениях асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ также присутствовала наводка за счет работы блока переключения флиппера и включения высокой частоты флиппера. Величина наводки (при обработке результатов измерений по приведенным выше формулам), нормированная на постоянные составляющие и коэффициент усиления основных измерений при изучении реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, соответствует значению примеси эффекта наводки в основное

измерение $-(0,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-9}$ [34]. Это значительно меньше величины экспериментальной погрешности измерений $\sigma \sim 10^{-8}$. Таким образом, совместная обработка данных по двум детекторам и двум направлениям ведущего спин нейтрона магнитного поля полностью устраняет влияние паразитной наводки на результаты измерений.

В эксперименте присутствуют некомпенсированное магнитное поле Земли и стационарные поля других работающих физических установок. Эти магнитные поля могут увеличивать вклад лево-правой асимметрии в P -нечетную. Эффект лево-правой асимметрии, создаваемый за счет этих полей, не меняет свой знак при переключении основного ведущего спин нейтрона магнитного поля на противоположное направление [32]. При наборе одинакового числа серий для разных направлений ведущего поля и вычитании результатов измерений, соответствующих разным направлениям ведущего поля, вклад этого эффекта в результат измерений устраняется.

В ИЛЛ была проведена экспериментальная проверка вклада лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект. Для этого менялась конфигурация магнитных полей, ведущих спин нейтрона. В одних измерениях магнитное поле направлялось перпендикулярно плоскости Земли и оси нейтронного пучка, т.е. исследовался вклад лево-правой асимметрии от возможного горизонтального отклонения камеры, в других — параллельно плоскости Земли и перпендикулярно импульсу нейтрона, т.е. проверялось влияние возможного вертикального отклонения камеры. Эти эксперименты подробно описаны в работах [14, 15]. Они показали, что в основном эксперименте при включении поля параллельно распространению пучка вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект не должен быть больше, чем $1 \cdot 10^{-8}$, что меньше статистической погрешности измерений эффекта.

Для проверки вклада в измеряемый эффект возможной ложной асимметрии от различных реакций нейтронов с конструкционными материалами экспериментальной установки с испусканием заряженных частиц, γ -квантов и электронов при β -распаде радиоактивных ядер необходимо проводить экспериментальную проверку этого вклада. В экспериментах, связанных с обнаружением сверхмалых эффектов, ставится контрольный опыт с поляризованным пучком без регистрации продуктов реакции — нулевой эксперимент (0-тест).

Для проведения нулевого эксперимента с полным поглощением тритонного компонента и α -частиц мишени дополнительно закрывались алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм. Результат 0-теста, выполненного на реакторе в ПИЯФ (Гатчина), нормирован на постоянные составляющие в рабочем режиме и поправлен на телесные углы и поляризацию нейтронов: $\alpha_{0\text{-test}} = (2,0 \pm 1,7) \cdot 10^{-8}$ [32].

Дополнительный нулевой эксперимент был проведен на пучке PF1В реактора ИЛЛ. Для переключения поляризации нейтронов использовался тот же радиочастотный флиппер, что и в основном эксперименте. Влияние на-

водки в основном эксперименте и при 0-тесте было одинаково. Измеренная поляризация нейтронов была выше 94 %. Поскольку сигнал на камере за счет примесей составлял $\sim 1\%$ от величины сигнала основного эксперимента, не было возможности провести установку камеры по постоянным составляющим сигнала. Правильность постановки камеры на нейтронный пучок определялась по завершении эксперимента по отпечатку пучка на заглушке из резины, содержащей ${}^6\text{Li}$, установленной на конце камеры. На неточность в постановке камеры на пучок, которая сказывалась на потоке нейтронов, входящих в камеру, делалась поправка для сравнения результатов 0-теста и основного эксперимента.

Проведенный эксперимент по наблюдению P -нечетной асимметрии на примесных ядрах на камере, где мишени были закрыты фольгой, поглощающей продукты реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, дал следующий результат (нормирован на постоянные составляющие сигналов основного эксперимента): $\alpha_{0\text{-test}} = (0,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ [34]. Кроме того, с помощью этих измерений проверили влияние электроники и наводки от флиппера. Для оценки влияния электромагнитной наводки было дополнительно проведено измерение P -нечетной асимметрии при выключенном пучке нейтронов. Результат измерения в последнем цикле [14] при нормировке эффекта на постоянные составляющие основного эксперимента — $\alpha_{\text{noise}} = -(0,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$. Таким образом, влияние наводки, по крайней мере, в 10 раз меньше величины эффекта.

Сопоставление результатов основного и контрольных экспериментов с очевидностью показывает, что эффект P -нечетной асимметрии в основном эксперименте связан с изучаемой реакцией ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$.

В табл. 1 приведены результаты экспериментов по измерению коэффициента P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, по-

Таблица 1. Результаты экспериментов по измерению коэффициента P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$

Эксперимент, канал	$P\Omega$	$\alpha_{P\text{-odd}}$	$\alpha_{0\text{-test}}$	α_{noise}	Ссылка
ПИЯФ, вертикальный	0,66	$-(5,4 \pm 6,0) \cdot 10^{-8}$	$(2,0 \pm 1,7) \cdot 10^{-8}$		[32, 33]
ИЛЛ, РВ1В	0,66	$-(8,1 \pm 3,9) \cdot 10^{-8}$		$(0,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$	[33]
ИЛЛ, РР1В	0,70	$-(9,3 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$	$(0,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$	$-(0,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$	[14, 34]
Среднее значение		$-(8,6 \pm 2,0) \cdot 10^{-8}$	$(0,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$	$(0,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$	[15]

лученные авторами. Результаты экспериментов поправлены на поляризацию нейтронов P и средний косинус вылета тритонов $\Omega = \overline{\cos(\hat{\sigma}_n \cdot \hat{\mathbf{p}}_t)}$.

Таким образом, мы измерили коэффициент $\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li, exp}}$ P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ с холодными поляризованными нейтронами. С учетом дополнительных тестов на ложную асимметрию (0-тест) мы получили окончательное значение коэффициента в этой серии экспериментов [15]:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li, exp}} = -(8,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}.$$

Как уже было сказано, сегодня имеется лишь один теоретический расчет P -нечетного эффекта в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ в представлении констант слабого взаимодействия [22]:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{6\text{Li, theor}} \approx (-0,45f_\pi + 0,06h_\rho^0).$$

Используя это выражение и считая, что константа заряженного тока известна и задается «лучшим» значением в модели DDH $h_\rho^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$, можно определить константу нейтрального тока слабого взаимодействия:

$$f_\pi \approx (0,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}.$$

С учетом того, что константа нейтрального тока слабого взаимодействия должна быть положительна, на 90%-м уровне достоверности

$$0 \leq f_\pi \leq 1,1 \cdot 10^{-7}.$$

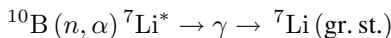
Этот результат согласуется с величиной, полученной в измерениях циркулярной поляризации γ -квантов в реакции с ${}^{18}\text{F}$ [35],

$$f_\pi = (0,3_{-0,3}^{+1,0}) \cdot 10^{-7},$$

но противоречит «лучшему» значению константы нейтрального тока слабого взаимодействия $f_\pi = 4,6 \cdot 10^{-7}$ в модели DDH.

РЕАКЦИЯ (2) — ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow {}^7\text{Li}(\text{gr. st.})$: ПОИСК P -НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА γ -КВАНТОВ

Существует еще один расчет в рамках кластерных схем, позволяющий провести оценку P -нечетного эффекта с использованием методов, характерных для малонуклонных систем. Это расчет [36, 23] P -нечетной асимметрии для γ -квантов, испускаемых с первого возбужденного состояния ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma(M1)$, $E_\gamma = 0,478$ МэВ, заселяемого в реакции



с холодными поляризованными нейтронами (рис. 5).

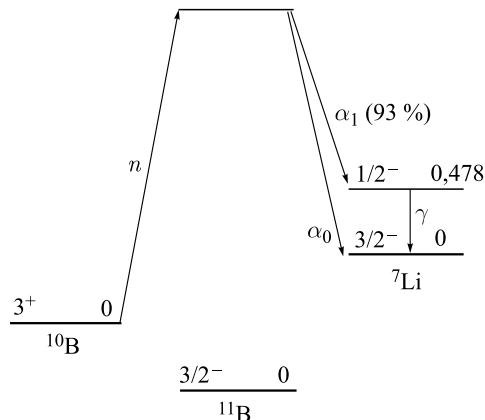


Рис. 5. Схема образования ядра ${}^7\text{Li}$ при захвате холодных или тепловых нейтронов ядром ${}^{10}\text{B}$

В результате расчетов было получено выражение для коэффициента P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов в терминах констант мезонного обмена [23]:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma} = 0,16f_{\pi} - 0,028h_{\rho}^0 - 0,009h_{\rho}^1 - 0,014h_{\omega}^0 - 0,014h_{\omega}^1.$$

Здесь, как и раньше, константа f_{π} соответствует обмену π -мезоном, т. е. нейтральному току слабого взаимодействия. Согласно этому выражению выполнен расчет с использованием «лучших» значений констант мезонного обмена в модели DDH [6] $h_{\rho}^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$, $f_{\pi} = 4,6 \cdot 10^{-7}$ и получено значение коэффициента P -нечетной асимметрии $\text{DDH} \alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma, \text{theory}} = 1,1 \cdot 10^{-7}$, следовательно, он может быть измерен. В случае равенства нулю константы нейтрального тока слабого взаимодействия расчет по той же кластерной модели дает $\alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma, \text{theory}} = 0,3 \cdot 10^{-7}$.

Описываемый эксперимент проводился на пучке PF1B холодных поляризованных нейтронов реактора ИЛЛ (Гренобль, Франция). Поляризатор нейтронов формировал в месте расположения образца пучок высотой 80 мм и шириной 80 мм. Интегральная интенсивность поляризованных нейтронов на образце составляла $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$, измеренная степень поляризации $P = 0,92 \pm 0,02$. Было проведено несколько циклов измерений коэффициента P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow {}^7\text{Li}(\text{gr. st.})$: первый — в 2001–2002 гг., второй — в 2007 г. и третий — в 2009 г.

Эксперимент проводился в геометрии $\sigma_n \parallel \mathbf{p}_{\gamma} \perp \mathbf{p}_n$, где σ_n — спин нейтрона, \mathbf{p}_{γ} — импульс γ -кванта, \mathbf{p}_n — импульс нейтрона. P -нечетный эффект

проявлялся в асимметрии углового распределения испускаемых γ -квантов:

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} \sim 1 + \alpha_{P\text{-odd}}^\gamma \cos(\theta),$$

где θ — угол между направлением спина нейтрона и импульсом γ -кванта.

Параллельность векторов направления ведущего спин нейтрона магнитного поля и импульсов γ -квантов устанавливалась с точностью не хуже чем 10^{-2} . Необходимости в более точной установке направлений указанных векторов нет, поскольку лево-правая асимметрия в угловом распределении γ -квантов тождественно равна нулю [37] и ее вклад в величину P -нечетного эффекта отсутствует.

Ведущее спин нейтрона магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца, что позволяло периодически менять его направление в процессе измерения. Величина напряженности ведущего поля составляла несколько эрстед, в экспериментальной установке не использовались магнитные материалы. Поляризация нейтронов переключалась с помощью высокочастотного флиппера, расположенного на расстоянии ~ 1 м от детекторов, частота флиппера равнялась ~ 20 кГц.

Образец изготавливался из порошка аморфного ^{10}B с обогащением 85 %. Материал был запрессован в алюминиевый контейнер размерами $160 \times 180 \times 5$ мм. Со стороны падающих нейтронов образец был закрыт алюминиевой фольгой толщиной 14 мкм. Полный вес используемого материала составлял 50 г. Образец устанавливался по центру пучка между детекторами под углом 45° к оси пучка. Нейтроны полностью поглощались в образце и конвертировались в α -частицы и γ -кванты. Расстояние между центром образца и центрами детекторов было 75 мм.

Каждый детектор γ -квантов представлял собой кристалл NaI(Tl) диаметром 200 мм и толщиной 100 мм. Для регистрации скинтилляционных фотонов применялись фотодиоды размером 18×18 мм фирмы Hamamatsu S3204-03. Фотодиоды соединялись с кристаллами NaI(Tl) с помощью световодов из оргстекла. Детекторные сборки были заключены в дюралюминиевые корпуса. Детекторы устанавливались один против другого так, чтобы их центральная линия была перпендикулярна оси пучка [31].

Вокруг установки (рис. 6) была сооружена свинцовая защита толщиной 150 мм. Внутренние поверхности защиты были покрыты борной резиной либо борированным полиэтиленом. Поляризатор и «спин-флиппер» были снабжены борными коллиматорами. Детекторы также были защищены борной резиной. При защите установки от рассеянных нейтронов применение ^6Li было нежелательным, поскольку, согласно работе [38], β -распад образующегося ^8Li (за счет 10%-й примеси ^7Li) с энергией $E \approx 12\text{--}14$ МэВ имеет коэффициент P -нечетной асимметрии $\alpha_{P\text{-odd}} \sim 3\%$ и может дать примесный P -нечетный эффект. Было решено применить борсодержащую защиту

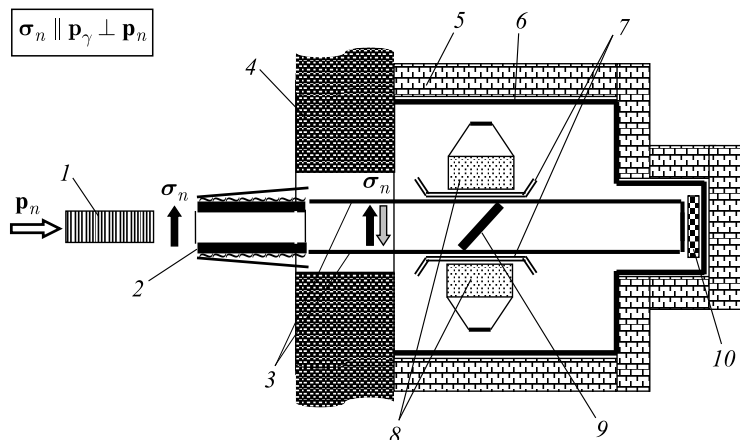


Рис. 6. Схема экспериментальной установки при изучении реакции (2): 1 — поляризатор; 2 — адиабатический «спин-флиппер»; 3 — нейтронпровод из борной резины, заполненный проточным ${}^4\text{He}$; 4 — бетонная стена; 5 — свинцовая защита; 6 — борная резина; 7 — катушки Гельмгольца; 8 — детекторы; 9 — образец; 10 — литиевый поглотитель; σ_n — спин нейтрона; p_n — импульс нейтрона. Черные стрелки показывают направление спина нейтрона, когда флиппер выключен, серые — когда включен

от рассеянных нейтронов. При этом, как показали предварительные фоновые измерения и последующие нулевые эксперименты, фоновая интенсивность составляла не более 5% от величины интенсивности при наличии образца в пучке. Поскольку рассеяние нейтронов бором практически полностью некогерентное, захват нейтронов конструкционными материалами не мог привести к возникновению P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов от посторонних веществ.

В первом цикле измерений [31, 39] использовался вариант системы управления экспериментальной установкой и сбора информации с применением интеграторов. Время интегрирования равнялось 0,8 с, длина серии составляла 64 единичных измерения. При этом дисперсия компенсированного значения (формула (7)) была примерно в 40 раз меньше дисперсии некомпенсированных значений по каждому каналу. В первой половине этого цикла ведущее спин нейтрона магнитное поле переключалось 1–2 раза в сутки, затем установка была дополнена программно управляемым модулем, позволившим в автоматическом режиме менять направление ведущего поля каждую серию ($\sim 4,5$ мин), что повысило надежность измерений. Суммарный результат основных измерений коэффициента асимметрии, полученный в первом цикле,

равен $\alpha_{P\text{-odd}}^{10\text{B}, \gamma} = (2,7 \pm 3,8) \cdot 10^{-8}$. Результат 0-теста, когда вместо образца бора в пучок ставилась алюминиевая фольга, аналогичная той, что закрывала изотоп бора, равен $-(0,9 \pm 4,8) \cdot 10^{-8}$. Значения скорректированы на степень поляризации и средний косинус конечного телесного угла регистрации.

В отличие от реакции с литием в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ нет возможности поставить мишень в пучке и провести нулевой эксперимент. Нет способа в интегральной методике отделить γ -кванты из реакции нейтронов с бором от γ -квантов из-за примесных ядер. Поэтому возможны нулевые эксперименты двух классов. Можно ничего не ставить в пучок или ставить в пучок тонкую алюминиевую фольгу толщиной 14 мкм, которая будет закрывать изотоп бора. При этом пучок нейтронов, который в основном эксперименте полностью поглощался мишенью, будет облучать конструкционные материалы за мишенью с вылетом γ -квантов. Этот эксперимент показал бы P -нечетную асимметрию относительно материалов экспериментальной установки, если эта асимметрия существует. Второй вариант — вместо борной мишени поставить мишень, рассеивающую нейтроны и имеющую малое сечение (n, γ) -реакции. В этом случае геометрия нулевого эксперимента совпадает с геометрией основного, если нейтроны полностью рассеиваются мишенью. Рассеянные нейтроны попадают на конструкционные материалы аналогично нейтронам из борной мишени и вызывают реакцию с вылетом γ -квантов. Таким идеальным рассеивателем нейтронов является графит (сечение захвата в графите составляет $\sigma_{n\gamma} = 3,8 \cdot 10^{-3}$ б, сечение рассеяния $\sigma_s = 4,8$ б). Если есть примеси в конструкции, которые могут дать ненулевую нечетную асимметрию γ -квантов, то эту асимметрию они дадут усиленную многократно по сравнению с мишенью бора за счет большого потока рассеянных нейтронов. Эти дополнительные исследования описаны в работе [16]. В них на основе результата теста на графите $\alpha_{\text{test}}^{\text{graphite}} = (1,7 \pm 1,9) \cdot 10^{-6}$ оценен вклад рассеяния нейтронов образцом бора и показано, что этот вклад $\alpha_{\text{scat}}^{\text{calc } 10\text{B}} = (2,7 \pm 3,0) \cdot 10^{-9}$ не влияет на результат основных измерений, по крайней мере, на достижимом уровне экспериментальной точности.

Кроме того, $\sim 0,002$ нейтронов рассеиваются на воздухе в районе мишени бора и детекторов γ -квантов. Это рассеяние присутствовало во всех измерениях — и в основных, и в нулевых, и в первом, и во втором циклах. Поэтому, учитывая результат 0-теста, полученный измерением на фольге, мы автоматически учитываем одновременно и рассеяние на воздухе.

Применяемая нами методика с переключением ведущего поля учитывает все возможные систематические эффекты, что было проверено много раз [26, 31, 39]. Дополнительные измерения без пучка при полностью работающей аппаратуре дали значение $(1,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$ (нормированное), т. е. на уровне точности 10^{-8} систематические эффекты отсутствуют либо компенсируются. Время от времени проводились проверки на отсутствие паразитных сигналов в электронике установки, которые могли возникнуть от окружающего обо-

рудования в экспериментальном зале при выключенном нейтронном пучке. Результат измерений $\alpha_{\text{noise}} = -(5,1 \pm 7,1) \cdot 10^{-9}$ (нормированный) значительно меньше, чем экспериментальная погрешность основных измерений. Все другие возможные источники систематических погрешностей описаны в работе [40] с оценками их возможных вкладов в конечный результат проведенных нами измерений. Суммарная оценка возможной систематической погрешности равна $1,1 \cdot 10^{-8}$.

Поскольку в случае γ -детекторов чувствительная площадь фотодиода, регистрирующего свет от кристаллов NaI(Tl), намного меньше диаметра кристалла, значительная доля света теряется. Из-за этого приходится увеличивать усиление в канале регистрации для достижения разумных величин сигналов. Большое усиление приводит к возникновению в канале «микрофонного» эффекта за счет механической вибрации ПУ, который, естественно, разный для двух измерительных каналов. Его невозможно компенсировать при вычитании значений напряжения, как описано выше. В работе [41] сделан вывод, что в погрешность измерений дают вклад только гармоники сигнала, лежащие выше частоты переключения эффекта. А так как спектральная плотность мощности реактора ИЛЛ круто убывает с ростом частоты [40], одним из возможных способов уменьшения погрешности измерений является переключение поляризации нейтронов и наблюдение P -нечетных эффектов на более высоких частотах. Переключение направления спина нейтрона с повышенной частотой «обрезает» низкочастотную некоррелированную составляющую двух сигналов, что уменьшает погрешность измерений.

Именно с целью борьбы с «микрофонным» эффектом для уменьшения погрешности измерений была создана новая система регистрации токовых сигналов, использующая цифровое интегрирование, работающая в широком диапазоне частот переключения знака эффекта и сохранившая при этом возможность компенсации флуктуаций мощности реактора (см. разделы «Электроника» и «Процедура измерений и обработка результатов»).

Во втором цикле исследований асимметрии вылета γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha) ^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ использовалась новая система управления установкой. Основной интервал временной диаграммы $T = 0,1$ с, время интегрирования $T_{\text{int}} = 0,9$ с. Спин-флиппер переключался через 0,2 с, т. е. частота переключения знака эффекта в измерениях равнялась 5 Гц и была выше частоты «микрофонного» эффекта. Время набора одной серии составляло примерно 4 мин. С помощью катушек Гельмгольца перед каждой серией измерений переключалось на противоположное направление ведущего спин нейтрона магнитного поля (« \rightarrow » или « \leftarrow ») в месте расположения образца, и производился набор одинакового числа серий при разных направлениях поля, как это делалось в работе [15]. Все условия на установке при этом оставались без изменения, кроме направления спина нейтронов на образце и, следовательно, знака действительного эффекта. При вычитании средних

по этим сериям значений реальный эффект удваивался, а ложные систематические асимметрии обнулялись. Так как частота переключения флиппера была недостаточно высокой, чтобы минимизировать погрешности измерений, дополнительно применялась компенсация флуктуаций мощности реактора. Погрешность измерений в этом случае была минимальной.

Основные измерения с образцом ^{10}B проводились в течение ~ 20 сут. В результате была получена величина асимметрии $\alpha_{P\text{-odd}}^{^{10}\text{B},\gamma} = (3,1 \pm 3,8) \cdot 10^{-8}$. Значение скорректировано на степень поляризации P и средний косинус конечного телесного угла регистрации θ : $P \overline{\cos(\theta)} = 0,77$. Нормированный результат 0-теста (измерения с алюминиевой фольгой) равен $\alpha_{0\text{-test}}^{^{10}\text{B},\gamma} = (4,2 \pm 7,3) \cdot 10^{-8}$.

В результате анализа полученных данных и погрешностей измерений мы пришли к выводу [40], что во всех экспериментах присутствуют жесткие γ -кванты с энергией $E_\gamma = 5\text{--}7$ МэВ, характерные для (n, γ) -реакции на конструкционных материалах установки и на воздухе в объеме пучка около детекторов, причем интенсивность таких γ -квантов в основном эксперименте и 0-тесте примерно одинакова. Поскольку методика регистрации интегральная и ток детекторов пропорционален NE_γ , где N — число γ -квантов, а E_γ — энергия γ -квантов, то даже небольшое число γ -квантов высокой энергии может дать заметное увеличение погрешности измерений, так как в исследуемой реакции энергия γ -квантов $E_\gamma = 0,478$ МэВ.

Для уменьшения числа жестких γ -квантов в последнем, третьем, цикле измерений была создана новая система проводки пучка до мишени. Система проводки представляла собой нейтроновод длиной 2 м, изготовленный из борной резины, который заполнялся проточным ^4He (см. рис. 6). Замена воздуха на гелий позволила уменьшить рассеяние нейтронов в пучке, которые затем полностью перехватывались борной резиной. Расход гелия составлял ~ 100 л/сут. Борная мишень из разделенного изотопа ^{10}B устанавливалась внутри нейтроновода в районе детекторов γ -квантов. Характерные интервалы временной диаграммы и частота переключения поляризации нейтронов были такие же, как и во втором цикле измерений. Испытания системы проводились как при исследовании погрешности измерений при постановке источника бора на пучок (основные измерения), так и при постановке на пучок тонкой алюминиевой фольги (0-тест), аналогичной той, которая закрывала образец бора. При этом относительная погрешность основных измерений уменьшалась по сравнению с измерениями без нейтроновода с гелием в 1,2 раза. Получено значение P -нечетной асимметрии (время измерения — 31 сут) $\alpha_{P\text{-odd}}^{^{10}\text{B},\gamma} = -(2,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$.

Основной выигрыш в точности эксперимента был получен при измерениях 0-теста, в которых интенсивность γ -излучения от алюминиевой фольги мала. По сравнению с измерениями, где нейтроновод, заполненный проточ-

Таблица 2. Величина коэффициента P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ и результаты 0-тестов, полученные в разных экспериментах

Эксперимент, год	$\text{raw } ^{10}\text{B}, \gamma \alpha_{P\text{-odd}}$	$^{10}\text{B}, \gamma \alpha_{0\text{-test}}$	$^{10}\text{B}, \gamma, \text{exp } \alpha_{P\text{-odd}}$	Ссылка
ИЛЛ, 2001–2002	$(2,7 \pm 3,8) \cdot 10^{-8}$	$-(0,9 \pm 4,8) \cdot 10^{-8}$	$(3,6 \pm 6,1) \cdot 10^{-8}$	[31, 39]
ИЛЛ, 2007	$(3,1 \pm 3,8) \cdot 10^{-8}$	$(4,2 \pm 7,3) \cdot 10^{-8}$	$-(1,1 \pm 8,2) \cdot 10^{-8}$	[16]
ИЛЛ, 2009	$-(2,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$	$-(1,3 \pm 1,6) \cdot 10^{-8}$	$-(0,7 \pm 3,0) \cdot 10^{-8}$	[40]
Среднее значение			$(0,0 \pm 2,6) \cdot 10^{-8}$	

ным гелием, не применялся, относительная погрешность измерений уменьшилась в три раза (с $1,5 \cdot 10^{-7}$ до $0,5 \cdot 10^{-7}$ за сутки). Проведенные «нулевые» измерения дали значение вклада в P -нечетную асимметрию $\alpha_{0\text{-test}}^{^{10}\text{B}, \gamma} = -(1,3 \pm 1,6) \cdot 10^{-8}$. Значение нормировано на постоянные составляющие основных измерений с мишенью бора и поправлено на значения поляризации и среднего косинуса телесного угла на детектор.

В табл. 2 приведены величина коэффициента P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr. st.})$ и результаты 0-тестов, полученные во всех экспериментах, выполненных в ИЛЛ (учитывались все данные за три стандартных отклонения).

Таким образом, суммарный результат [40] равен

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{^{10}\text{B}, \gamma, \text{exp}} = (0,0 \pm 2,6_{\text{stat}} \pm 1,1_{\text{syst}}) \cdot 10^{-8}.$$

Исходя из экспериментально полученного значения коэффициента P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr. st.})$, а также кластерной модели ядра и значения константы заряженного тока слабого взаимодействия $h_\rho^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$ можно оценить значение константы нейтрального тока слабого взаимодействия, как это делалось при изучении реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ [15]. При оценке исходили из равенства [23]

$$\alpha_{P\text{-odd}} = 0,16f_\pi - 0,028h_\rho^0 - 0,009h_\rho^1 - 0,014h_\omega^0 - 0,014h_\omega^1.$$

Константы $h_\rho^1 = -0,2 \cdot 10^{-7}$, $h_\omega^0 = -1,9 \cdot 10^{-7}$ и $h_\omega^1 = -1,1 \cdot 10^{-7}$ при расчете брались равными их «лучшим» значениям из теории DDH.

С учетом вышесказанного получаем

$$f_\pi^{^{10}\text{B}} \approx -(2,0 \pm 1,6) \cdot 10^{-7},$$

или на 90%-м уровне достоверности $f_\pi^{^{10}\text{B}} \leq 0,6 \cdot 10^{-7}$.

Таким образом, результаты показывают, что и в реакции (2) с бором константа нейтрального тока слабого взаимодействия меньше «лучшего» значения DDH.

Можно утверждать, что результаты оценок константы нейтрального тока слабого взаимодействия в реакции (1) поляризованных нейтронов с ${}^6\text{Li}$ и в реакции (2) с ${}^{10}\text{B}$ (канал γ -квантов) не противоречат друг другу и меньше «лучшего» значения модели DDH $f_\pi = 4,6 \cdot 10^{-7}$.

РЕАКЦИЯ (3) — ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$: ИЗМЕРЕНИЕ P -НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА α -ЧАСТИЦ

Энергия, выделяемая в рассматриваемой реакции, равна 2,79 МэВ. Она распределяется между продуктами реакции следующим образом: в основном состоянии ${}^7\text{Li}$ $E_{\alpha_0} = 1,78$ МэВ, $E_{\text{Li}_0} = 1,01$ МэВ; в возбужденном состоянии ${}^7\text{Li}$ $E_{\alpha_1} = 1,47$ МэВ, $E_{\text{Li}^*} = 0,84$ МэВ; при энергии возбуждения ${}^7\text{Li}$ $E = 0,478$ МэВ. Из-за сложности ядра ${}^{10}\text{B}$ расчет в терминах мезонных констант пока не был сделан. Тем более интересным представлялось обнаружение P -нечетного эффекта в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ (см. рис. 5).

Согласно модели S - P -интерференции [42] для возникновения P -нечетной асимметрии нужно смешать S - и P -резонансы с одинаковым значением полного момента. Во входном канале есть единственная пара резонансов: P -резонанс ($E_p = 0,53$ МэВ, $J = 5/2^-$) и S -резонанс ($E_s = 0,17$ МэВ, $J = 5/2^+$) [43]. S -резонанс имеет нулевую ширину α -распада по каналу $E = 1,47$ МэВ, и для этого α -перехода P -нечетная асимметрия, связанная с входным каналом, отсутствует. P -нечетный эффект может проявляться (при данном способе введения слабого взаимодействия) только на переходе α_0 с $E = 1,78$ МэВ. В работе [44] оценен возможный P -нечетный эффект в выходном канале реакции. Он оказался на порядок меньше оценки P -нечетного эффекта на α -переходе $E = 1,78$ МэВ во входном канале. Кроме того, при существовании P -нечетной асимметрии на α_1 -переходе должен наблюдаться P -нечетный эффект, а на γ -переходе — $E_\gamma = 0,478$ МэВ с первого возбужденного состояния на основное в ${}^7\text{Li}$. Описанные выше эксперименты [40] дали ограничение на значение коэффициента P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов $|\alpha_{P\text{-odd}}^{\gamma}({}^{10}\text{B})| < 4,3 \cdot 10^{-8}$ на уровне достоверности 90%. Поэтому можно утверждать, что P -нечетный эффект на α_1 -переходе в выходном канале реакции в первом приближении отсутствует, и можно проводить эксперимент на смеси α -переходов. α_1 -переход является лишь фоновым, не дающим вклада в эффект.

Коэффициент лево-правой асимметрии в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$, измеренный для перехода $E = 1,78$ МэВ, составил $\alpha_{\text{lr}}(\alpha_0) = (0,77 \pm 0,06) \times 10^{-4}$. Оценка эффекта лево-правой асимметрии для перехода α_1 : $\alpha_{\text{lr}}(\alpha_1) =$

$-(0,28 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$ [45]. Поскольку лево-правая асимметрия должна сопровождать P -нечетную, эта оценка также указывает на то, что P -нечетная асимметрия должна присутствовать только на переходе α_0 .

Для устранения влияния лево-правой асимметрии на результат измерений P -нечетной асимметрии эксперимент проводился в такой геометрии, что наблюдаемые векторы σ_n , \mathbf{p}_n , \mathbf{p}_p были параллельны друг другу: $\sigma_n \parallel \mathbf{p}_n \parallel \mathbf{p}_p$. Если они установлены с точностью $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, что достаточно легко достижимо, то вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект в реакции (3) не превосходит величины $\sim 2 \cdot 10^{-9}$. Геометрия эксперимента была такая же, как при изучении реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, и в качестве детектора использовалась та же ионизационная камера [15] (см. рис. 1).

Мишени изготавливались методом высаживания аморфного бора из взвеси в ацетоне на алюминиевую фольгу толщиной 20 мкм. Для каждой двойной камеры использовались две мишени, сложенные подложками друг к другу так, что на каждую камеру работала своя мишень. Подложка мишени полностью поглощала продукты реакции. С помощью импульсной методики был снят энергетический спектр с использованием подобной мишени, и проведен расчет методом Монте-Карло для реальной геометрии экспериментальной установки в предположении неравномерности толщины мишени, распределенной случайно по нормальному закону. Рассчитанный спектр при средней толщине мишени $\sim 180\text{--}190$ мкг/см² и дисперсии толщиной ~ 120 мкг/см² совпал с измеренным энергетическим спектром.

Вследствие больших удельных ионизационных потерь пробега α -частиц малы и составляют величину $0,7\text{--}0,8$ мг/см², что делает практически невозможным применение твердых пленочных поглотителей для поглощения тяжелого компонента и создания определенного среднего косинуса вылета α -частицы. Нечувствительный промежуток создавался слоем газа толщиной 9 мм для поглощения ионов лития и α -частиц под определенными углами. Рабочий газ — аргон, давление — 0,3 атм. С этими параметрами было проведено моделирование работы ионизационной камеры методом Монте-Карло для реальной геометрии в предположении неравномерности толщины мишени, распределенной случайно по нормальному закону. Среднее значение толщины мишени равнялось 180 мкг/см². Средний косинус телесного угла для жесткой α -частицы составил величину $\overline{\cos(\hat{\sigma}_n \cdot \hat{\mathbf{p}}_{\alpha_0})} = 0,77$. Расчет показал следующие значения вкладов компонентов реакции в общий регистрируемый ток с учетом энергии:

$$\alpha_0(E = 1,78 \text{ МэВ}) - 11,4\%, \quad \alpha_1(E = 1,47 \text{ МэВ}) - 82,0\%,$$

$$\text{Li}_0(E = 1,01 \text{ МэВ}) - 0,8\%, \quad \text{Li}_1(E = 0,84 \text{ МэВ}) - 5,8\%.$$

Для формирования пучка по ширине и высоте внутри камеры по всей длине располагались три коллиматора из керамики ${}^6\text{LiF}$, завернутые

в фольгу из алюминия. Пучок полностью укладывался в площадь мишени на входе и выходе камеры. Отклонение пучка нейтронов по вертикали составляло не более 5 мм/м. Камера устанавливалась на основание из бетонных блоков так, чтобы отклонение по горизонтали от оси, проходящей через центр камеры, составляло не более 5 мм/м. Для уменьшения вклада лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект направление ведущего спин нейтрона магнитного поля в ионизационной камере устанавливалось параллельным оси пучка с точностью лучше 1° .

Ранее был измерен коэффициент P -нечетной асимметрии вылета α -частиц в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ для суммы α -линий [32]. Эксперимент проводился на реакторе ПИЯФ (Гатчина, Россия). С поправкой на средний косинус угла вылета α -частиц и поляризацию нейтронного пучка результат был равен

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0+\alpha_1}(^{10}\text{B}, \text{exp}, \text{PNPI}) = -(17,4 \pm 12,2) \cdot 10^{-8}.$$

Второй эксперимент был проведен на реакторе ИЛЛ (Гренобль, Франция). Во временной диаграмме эксперимента (см. рис. 4) основное время измерения $T = 0,1$ с, время интегрирования 0,09 с, состояние спин-флиппера изменялось каждые 0,2 с, длина серии составляла $N = 250$ единичных измерений, т. е. 100 с. Влияние флуктуаций нейтронного потока компенсировалось за счет описанной выше процедуры измерений.

В результате эксперимента в ИЛЛ [46] было получено значение коэффициента P -нечетной асимметрии в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, поправленное на степень поляризации нейтронов и средний косинус угла вылета жесткой α -частицы $\overline{\cos(\hat{\sigma}_n \cdot \hat{\mathbf{p}}_{\alpha_0})} = 0,77$:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0+\alpha_1}(^{10}\text{B}, \text{exp}, \text{ILL}) = -(10,7 \pm 3,5) \cdot 10^{-8}.$$

По результатам двух экспериментов получаем значение коэффициента P -нечетной асимметрии вылета α -частиц в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ [46]:

$$\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0+\alpha_1}(^{10}\text{B}, \text{exp}) = -(11,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-8}.$$

В нашем эксперименте с бором детектор заряженных частиц — та же ионизационная камера, что и в эксперименте с литием. И все остальное «окружение» — то же, кроме мишеней. Поэтому справедлив подробный анализ возможного присутствия фоновых P -нечетных эффектов в различных реакциях нейтронов с конструкционными материалами экспериментальной установки [15]. В качестве контрольного опыта был проведен эксперимент по наблюдению P -нечетной асимметрии на примесных ядрах в детекторе, где все мишени были закрыты фольгой, полностью поглощающей продукты реакции. Этот эксперимент был выполнен при изучении P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ [15] и с учетом ранее проведенного в

ПИЯФ аналогичного эксперимента [32] дал результат

$$\alpha_{\text{backgr}} = (0,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}.$$

Данными этих измерений можно воспользоваться и для реакции с бором, так же как и результатом измерения эффекта электромагнитной наводки при выключенном пучке нейтронов $\alpha_{\text{noise}} = -(0,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$. Таким образом, влияние наводки, по крайней мере, в 10 раз меньше величины эффекта.

Вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект для изучаемой реакции в геометрии описываемой экспериментальной установки составляет величину $\sim 2 \cdot 10^{-9}$. Вклад лево-правой асимметрии, который могут давать некомпенсированное магнитное поле Земли и стационарные поля других работающих физических установок, одинаковый в каждом детекторе при неизменном направлении «паразитного» поля. Этот вклад удаляется при обработке по двум направлениям ведущего спин нейтрона магнитного поля [34].

Влияние ведущего спин нейтрона магнитного поля величиной 5–10 Э на работу ионизационной камеры не наблюдалось [34]. Ложный эффект от взаимодействия тока детектора с ведущим спин нейтрона магнитным полем если и возникает, то его проявление аналогично действию наводки.

Таким образом, можно утверждать, что эффект P -нечетной асимметрии вылета α -частиц в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ обусловлен изучаемой реакцией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках представленного цикла работ впервые в мире измерены с чувствительностью, близкой к 10^{-8} , коэффициенты P -нечетной асимметрии в реакциях холодных нейтронов с легкими ядрами ^6Li и ^{10}B : $\alpha_{P\text{-odd}}^{^6\text{Li}, \text{exp}} = -(8,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{^{10}\text{B}, \gamma, \text{exp}} = (0,0 \pm 2,6_{\text{stat}} \pm 1,1_{\text{syst}}) \cdot 10^{-8}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{\alpha_0 + \alpha_1 (^{10}\text{B}, \text{exp})} = -(11,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-8}$. Для двух асимметрий впервые в мире получены ненулевые значения.

Два P -нечетных эффекта ($\alpha_{P\text{-odd}}^{^6\text{Li}}$, $\alpha_{P\text{-odd}}^{^{10}\text{B}, \gamma}$) были рассчитаны теоретически в рамках кластерной модели. К сожалению, расчет для реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ пока сделан не был.

На рис. 7 представлены ограничения на константы слабого взаимодействия, полученные из разных экспериментов [47]. Как видно из рисунка, данные, полученные нами в реакциях $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{gr.st.})$ (в канале γ -квантов) и обработанные согласно кластерной модели, демонстрируют хорошее согласие с результатами других экспериментов, но исключают «лучшее» значение DDH. Очень важно описать эти реакции из

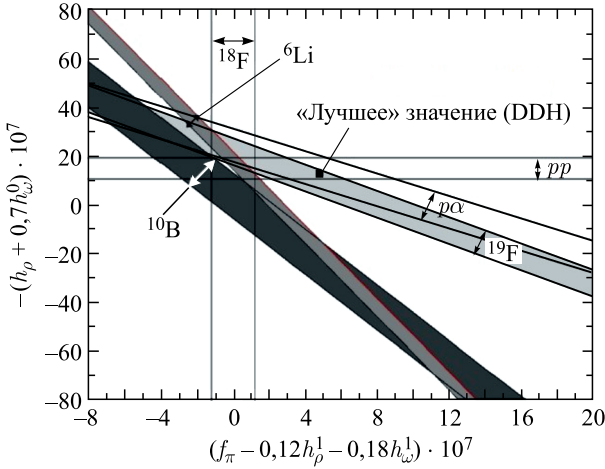


Рис. 7. Экспериментальные ограничения на константы слабого взаимодействия

«первых принципов». В будущем возможно еще некоторое увеличение точности представленных экспериментов с использованием модернизированного инструмента PF1B в ИЛЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Salam A., Glashow Sh., Weinberg S. The Nobel Prize in Physics 1979 for Their Contributions to the Theory of the Unified Weak and Electromagnetic Interaction between Elementary Particles, Including, Inter Alia, the Prediction of the Weak Neutral Current. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1979/summary>.
2. Cline D., Mann A. K., Rubbia C. The Detection of Neutral Weak Currents // Sci. Am. 1974. V. 231, No. 6. P. 108.
3. Барков Л. М., Золотарев М. С., Хриплович И. Б. Наблюдение несохранения четности в атомах // УФН. 1980. Т. 132. С. 409.
4. Adelberger E. G., Haxton W. C. Parity Violation in the Nucleon–Nucleon Interaction // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V. 35. P. 501.
5. Desplanques B. Parity-Non-Conservation in Nuclear Forces at Low Energy: Phenomenology and Questions // Phys. Rep. 1998. V. 297. P. 1.
6. Desplanques B., Donoughe J. F., Holstein B. R. Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force // Ann. Phys. 1980. V. 124. P. 449.
7. Kaiser N., Meissner U. G. The Weak Pion–Nucleon Vertex Revisited // Nucl. Phys. A. 1988. V. 489. P. 671.
8. Kaiser N., Meissner U. G. Novel Calculation of Weak Meson–Nucleon Couplings // Nucl. Phys. A. 1989. V. 499. P. 699.

9. Zhu S.-L., Maekawa C. M., Holstein B. R., Ramsey-Musolf M. J., van Kolck U. Nuclear Parity Violation in Effective Field Theory // Nucl. Phys. A. 2005. V. 748. P. 435.
10. Ramsey-Musolf M. J., Page S. A. Hadronic Parity Violation: A New View through the Looking Glass // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2006. V. 58. P. 1.
11. Liu C.-P. Parity-Violating Observables of Two-Nucleon Systems in Effective Field Theory // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 065501.
12. Phillips D. R., Samart D., Schat C. Parity-Violating Nucleon–Nucleon Force in the $1/N_c$ Expansion // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 062301.
13. Schindler M. R., Springer R. P., Vanasse J. Large- N_c Limit Reduces the Number of Independent Few-Body Parity-Violating Low-Energy Constants in Pionless Effective Field Theory // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 025502.
14. Весна В. А., Гledenov Ю. М., Несвижевский В. В. и др. Обнаружение P -нечетного эффекта вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82, № 8. С. 519.
15. Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V. et al. Measurement of the Parity-Violating Triton Emission Asymmetry in the Reaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ with Polarized Cold Neutrons // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 035501.
16. Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V. et al. Measurement of P -Odd Asymmetry of γ -Quanta Emission in the Nuclear Reaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma + {}^7\text{Li}(\text{g. s.})$ // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 611. P. 244.
17. Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V. et al. Measurement of the Parity-Violating Asymmetry in the Reactions of Cold Polarized Neutrons and Light Nuclei ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ // Nucl. Phys. A. 2009. V. 827. P. 425c.
18. Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V. et al. Parity-Violating Asymmetry in the Reactions ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ and ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ // Hyp. Int. 2011. V. 201. P. 31.
19. Balzer R., Hennek R., Jachquemart Ch. et al. Parity Violation in Proton–Proton Scattering at 45 MeV // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 1409.
20. Yuan V., Fraunfelder H., Harper R. W. et al. Measurement of Parity Nonconservation in the Proton–Proton Total Cross Section at 800 MeV // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1680.
21. Krupchitsky P. A. Fundamental Research with Polarized Slow Neutrons. Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 1987.
22. Нестеров М. М., Окунев И. С. О возможности обнаружения слабых нейтральных токов в легких кластеризующихся ядрах // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 573.
23. Igashov S. Yu., Sinyakov A. V., Tchuvil'sky Yu. M. Calculation of Parity Violation Effect in 478 keV γ -Transition in ${}^7\text{Li}$ by Resonating Group Model Approach // Proc. of ISINN-11, Dubna, 2004. P. 34.
24. Abele H., Dubbers D., Häse H. et al. Characterization of a Ballistic Supermirror Neutron Guide // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 407.
25. Боровикова Н. В., Весна В. А., Егоров А. И. и др. Исследование эффектов нарушения пространственной четности в реакциях захвата тепловых поляризованных нейтронов с вылетом тяжелых заряженных частиц // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, № 8. С. 527.

26. *Gledenov Yu. M., Okunev I. S., Parzhitskii S. S., Shul'gina E. V., Vesna V. A.* Investigation of P -Odd Correlations in the Capture of Thermal Polarized Neutrons Involving Emission of Secondary Charged Particles (Technical Issues) // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 350. P. 517.
27. *Весна В. А., Гледенов Ю. М., Седышев П. В., Шульгина Е. В.* Новый вариант интегрального метода измерений малых эффектов в экспериментах на выведенных пучках атомного реактора при частоте переключения знака эффекта выше основных частот спектра флуктуаций мощности реактора // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 11. С. 140.
28. *Шульгина Е. В.* Использование цифрового сигнального процессора в системе сбора информации и управления экспериментами по изучению P -нечетных эффектов в реакциях поляризованных нейтронов с ядрами. Расширение диапазона возможностей. Сообщ. ПИЯФ 2864. Гатчина, 2011. 26 с.
29. *Лобашев В. М.* Относительно возможности исследования слабого нуклон-нуклонного взаимодействия // ЯФ. 1965. Т. 2, № 5. С. 957.
30. *Lobashov V. M., Nazarenko V. A., Saenko L. F., Smotritsky L. M., Kharkevitch G. I.* Parity Non-Conservation in the Gamma Decay of ^{181}Ta // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 104.
31. *Весна В. А., Гледенов Ю. М., Несвижевский В. В. и др.* Измерение P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow ^7\text{Li}$ (о. с.) // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67, вып. 1. С. 118.
32. *Весна В. А., Гледенов Ю. М., Окунев И. С., Попов Ю. П., Шульгина Е. В.* Поиск P -нечетных эффектов в реакциях $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ с поляризованными тепловыми нейтронами // ЯФ. 1996. Т. 59, № 1. С. 23.
33. *Gledenov Yu. M., Vesna V. A., Nesvizhevsky V. V. et al.* Investigation of the Triton Emission Asymmetry in the $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ Reaction with Cold Polarized Neutrons // Proc. of ISINN-11. Dubna, 2004. P. 26.
34. *Весна В. А., Гледенов Ю. М., Несвижевский В. В. и др.* Нулевой эксперимент при изучении P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Препринт ПИЯФ-2697. Гатчина, 2006. 17 с.
35. *Page S. A., Evans H. C., Ewan G. T. et al.* Weak Pion-Nucleon Coupling Strength: New Constraint from Parity Mixing in ^{18}F // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 1119.
36. *Весна В. А., Гледенов Ю. М. и др.* Поиск эффектов нарушения пространственной четности в γ -переходе $^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma(M1) \rightarrow ^7\text{Li}$ ($E_\gamma = 0,478$ МэВ) // ЯФ. 1999. Т. 62, № 3. С. 565.
37. *Барабанов А. Л., Бунаков В. Е., Гусева И. С., Петров Г. А.* T -нечетная угловая асимметрия в ядерных реакциях с последовательным испусканием частиц // ЯФ. 2003. Т. 66, № 4. С. 708.
38. *Abov Y. G., Yermakov O. N., Gulko A. D., Krupchitsky P. A., Trostin S. S.* Beta Decay Asymmetry of ^8Li , ^{108}Ag and ^{110}Ag Nuclei Produced in the Capture of Polarized Thermal Neutrons // Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 505.
39. *Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V. et al.* Recent Results on the Measurement of the P -Odd Asymmetry of Emitted γ -Quanta in the $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow ^7\text{Li}$ (g. s.) Reaction with Slow Polarized Neutrons // Proc. of ISINN-11. Dubna, 2004. P. 52.

40. Vesna V. A., Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V., Sedyshev P. V., Shulgina E. V. New Results on P -Odd Asymmetry of γ -Quanta Emission in $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma + ^7\text{Li}$ (g. s.) Nuclear Reaction // Eur. Phys. J. A. 2011. V. 47. P. 43.
41. Гарусов Е. А., Коноплев К. А., Лившиц П. М. и др. Диагностика нейтронных шумов исследовательского реактора ВВР-М и влияние их на погрешности физических экспериментов // Kernenergie. 1983. V. 26, No. 2. P. 68.
42. Сушков О. П., Фламбаум В. В. Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами // УФН. 1982. Т. 136. С. 3.
43. Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei $A = 11-12$ // Nucl. Phys. A. 1990. V. 506. P. 1.
44. Okunev I. S. Parity Violation in Interactions of Light Nuclei with Neutrons // Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions / Eds.: C. R. Gould, J. D. Bowman, Yu. P. Popov. World Sci., 1994. P. 90.
45. Весна В. А., Егоров А. И., Коломенский Э. А. и др. Исследование асимметрии вылета заряженных частиц в реакциях захвата тепловых поляризованных нейтронов ядрами ^3He и ^{10}B // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, № 8. С. 429.
46. Gledenov Yu. M., Nesvizhevsky V. V., Sedyshev P. V. et al. First Observation of P -Odd Asymmetry of α -Particle Emission in the $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ Nuclear Reaction // Phys. Lett. B. 2017. V. 769. P. 111.
47. Holstein B. R. Neutrons and Hadronic Parity Violation // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2009. V. 36. P. 104003.