

P3-2002-175

В. А. Весна¹, Ю. М. Гледенов, И. С. Окунев¹, А. Опря,
В. И. Салацкий, П. В. Седышев, П. Шаланьски^{2,3}

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА АСИММЕТРИИ
ВПЕРЕД-НАЗАД В РЕАКЦИИ $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

²Лодзинский университет, Польша

³Высшая школа национальной экономики, Кутно, Польша

ВВЕДЕНИЕ

Впервые нарушение пространственной четности (НПЧ) в ядерных силах было обнаружено Ю. Г. Абовым и др. в реакции $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ в 1964 г. [1]. Эта работа положила начало широкому исследованию слабого взаимодействия в ядерных реакциях с нейтронами. За прошедшие почти 40 лет эффекты НПЧ были обнаружены в делении, нейтронной оптике, реакции (n,p) и исследовались на поляризованных тепловых и резонансных нейтронах, охватывая практически весь возможный диапазон ядер-мишеней от ^1H (реакция $np \rightarrow d\gamma$) до ^{233}Th и ^{239}U [2]. Одной из главных целей этих исследований является изучение эффективного нуклон-ядерного потенциала, нарушающего четность. В реакциях, идущих через составное ядро, наличие слабого взаимодействия проявляется в малом смешивании состояний с одинаковым спином и противоположной четностью, что, в свою очередь, приводит к различным поляризационным и угловым эффектам. При этом из-за механизмов усиления в ядре наблюдаемые эффекты НПЧ могут быть существенно больше «затравочного» $F \sim 10^{-7}$. Особенностью некоторых ядер легких и средних масс является то, что можно точно указать, какие уровни смешиваются слабым взаимодействием, и по измеренному эффекту асимметрии найти матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия, смешивающего состояния. Одним из таких случаев является ядро ^{36}Cl . Вблизи энергии возбуждения равной энергии связи нейтрона ядро ^{36}Cl имеет два уровня с $J^\pi=2^+$ и $J^\pi=2^-$ (рис.1): s- и p- волновые нейтронные резонансы ^{35}Cl при $E_0 = -180$ эВ и $E_0 = 398$ эВ соответственно [3].

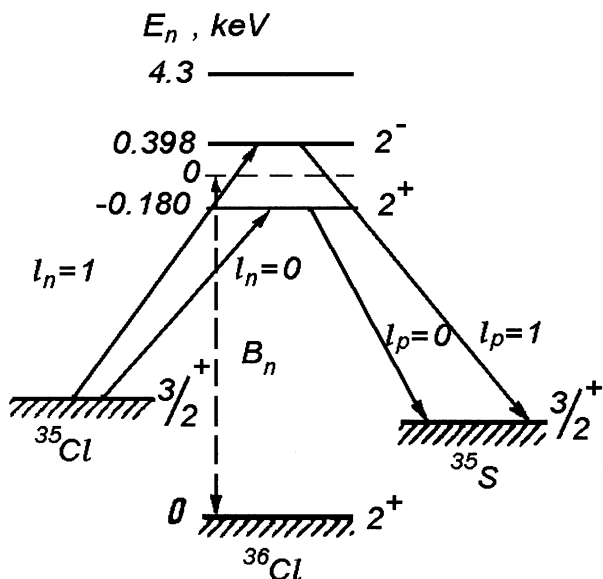


Рис. 1. Часть схемы образования и распада ядра ^{36}Cl

В 1985 г. в ИЛЛ была измерена Р-нечетная асимметрия вида ($\mathbf{s}_n \mathbf{p}_\gamma$) для перехода с $E_\gamma=8,58$ МэВ в реакции $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ с тепловыми поляризованными нейтронами $\alpha_{PNC}^\gamma=(1,57\pm 0,53)\cdot 10^{-4}$, откуда получена оценка величины матричного элемента $W_{SP} = \langle 2^- | H^w | 2^+ \rangle = -(250\pm 80)$ мэВ (с расчетной неопределенностью порядка фактора 3) [4]. Здесь и далее \mathbf{s}_n – спин нейтрона, $\mathbf{p}_{\gamma(n,p)}$ – единичный вектор по направлению импульса γ -кванта (нейтрона, протона). В 1984 г. в эксперименте на пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора ВВР-М ЛИЯФ в Гатчине объединенной группой ЛНИ ЛИЯФ и ЛНФ ОИЯИ в реакции с вылетом заряженных частиц $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ была впервые измерена Р-нечетная асимметрия вида ($\mathbf{s}_n \mathbf{p}_p$) $\alpha_{PNC}^p = -(1,51\pm 0,34)\cdot 10^{-4}$ а также Р-четная лево-правая асимметрия $\mathbf{s}_n[\mathbf{p}_n \mathbf{p}_p]$ $\alpha_{LR} = -(2,40\pm 0,43)\cdot 10^{-4}$ и получена нижняя оценка матричного элемента слабого взаимодействия $|W_{SP}| > 30$ мэВ [5]. Несколько позднее в работе [6] в результате анализа этого же эксперимента с привлечением данных работы [7], в которой было получено, что нейтронная ширина в реакции $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ для спин-канала $S=1$, $\Gamma_n^{S=1}=0$, определено значение $|W_{SP}|=(60\pm 20)$ мэВ (с точностью расчетов 20%). Одной из существенных причин, ограничивающих возможности определения матричного элемента, является то, что для извлечения W_{SP} из величины Р-нечетной асимметрии необходимо знать не только параметры s - и p -резонансов, но и значения амплитуд нейтронных и других (протонных для (n,p) -реакции) ширин по каналам реакции с полным моментом $j=1/2$ и $3/2$ ($j=I+s$), которые практически неизвестны. Информация о соотношениях амплитуд может быть получена в измерениях Р-четных корреляций, таких как лево-правая α_{LR} вида $\mathbf{s}_n[\mathbf{p}_n \mathbf{p}_p]$ и вперед-назад α_{FB} вида ($\mathbf{p}_n \mathbf{p}_p$).

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Обозначим через $E, E_{s,p}, \Gamma_{s,p}, \Gamma_{s,p}^{n,p}$ энергию нейтронов, энергию s - и p -резонансов, их полные, нейтронные и протонные ширины. В рамках модели смешивающихся состояний, используя формализм [8], развитый в [9,10] для рассмотрения реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$, коэффициенты корреляций Р-нечетной, лево-правой и вперед-назад представим следующим образом [11]:

$$\alpha_{PNC} = \pm W_{SP} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_s^p \Gamma_p^n \Gamma_p^p}}{\Gamma_s^n \Gamma_s^p [P] + \Gamma_p^n \Gamma_p^p [S]} \frac{\sqrt{\Gamma_p^n}}{\sqrt{\Gamma_s^n}} u_1(E) \left(\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n} u_2(E) + \frac{\sqrt{10}}{5} Y_n^2 \right) (X_p - Y_p), \quad (1)$$

$$[S] = (E - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4}, \quad [P] = (E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}, \quad (2)$$

$$u_1(E) = (E - E_s) \cos(\Delta\varphi) - \frac{\Gamma_s}{2} \sin(\Delta\varphi), \quad u_2(E) = (E - E_p) \cos(\Delta\varphi) - \frac{\Gamma_p}{2} \sin(\Delta\varphi), \quad (3)$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз кулоновского взаимодействия.

$$\alpha_{LR} = \pm \frac{\sqrt{\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n \Gamma_P^p}}{\Gamma_S^n \Gamma_S^p [P] + \Gamma_P^n \Gamma_P^p [S]} u_{LR}(E) \left(X_n + \frac{Y_n}{2} \right) (X_p - Y_p), \quad (4)$$

$$u_{LR}(E) = \left[(E - E_S)(E - E_P) + \frac{\Gamma_S \Gamma_P}{4} \right] \sin(\Delta\varphi) - \left[(E - E_S) \frac{\Gamma_P}{2} - (E - E_P) \frac{\Gamma_S}{2} \right] \cos(\Delta\varphi), \quad (5)$$

$$\alpha_{FB} = \pm \frac{\sqrt{\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n \Gamma_P^p}}{\Gamma_S^n \Gamma_S^p [P] + \Gamma_P^n \Gamma_P^p [S]} u_{FB}(E) (X_n - Y_n) (X_p - Y_p), \quad (6)$$

$$u_{FB}(E) = \left[(E - E_S)(E - E_P) + \frac{\Gamma_S \Gamma_P}{4} \right] \cos(\Delta\varphi) - \left[(E - E_S) \frac{\Gamma_P}{2} - (E - E_P) \frac{\Gamma_S}{2} \right] \sin(\Delta\varphi), \quad (7)$$

$$X_{n(p)} = \frac{T_{n(p)}^{j=1/2}}{\sqrt{\Gamma_P^{n(p)}}}, \quad Y_{n(p)} = \frac{T_{n(p)}^{j=3/2}}{\sqrt{\Gamma_P^{n(p)}}}, \quad (8)$$

где $T_{n(p)}^{j=1/2(3/2)}$ - амплитуды нейтронных и протонных ширин для каналов с моментом 1/2 и 3/2 соответственно. Сгруппировав и переобозначив некоторые члены в формулах, можно записать следующую систему:

$$\alpha_{PNC} = W_{SP} A_{PNC}(E) \left(B_{PNC}(E) + \frac{\sqrt{10}}{5} Y_n^2 \right) (X_p - Y_p), \quad (9)$$

$$\alpha_{LR} = A_{LR}(E) \left(X_n + \frac{Y_n}{2} \right) (X_p - Y_p), \quad (10)$$

$$\alpha_{FB} = A_{FB}(E) (X_n - Y_n) (X_p - Y_p), \quad (11)$$

$$X_n^2 + Y_n^2 = 1, \quad (12)$$

$$X_p^2 + Y_p^2 = 1. \quad (13)$$

Из (1) – (7) видно, что функции A_{PNC} , B_{PNC} , A_{LR} , A_{FB} вычисляются по известным резонансным параметрам [3], в то время как $X_{n(p)}$ и $Y_{n(p)}$, вообще говоря, неизвестны. Имеется только одна работа [7], из результатов которой следует, что $X_n = -Y_n = 0,71$ с точностью 20%. В [5] дополнительно измерялась лево-правая асимметрия α_{LR} , использовалось соотношение из [7] и из уравнений (9) и (10) вычислялся матричный элемент. Однако W_{SP} можно определить и из уравнений (9) и (11), если известно α_{FB} . Более того, зная величины всех трех корреляций, можно вычислить матричный элемент слабого взаимодействия и определить нейтронные и протонные амплитуды для каналов реакции с разными моментами без привлечения данных других работ.

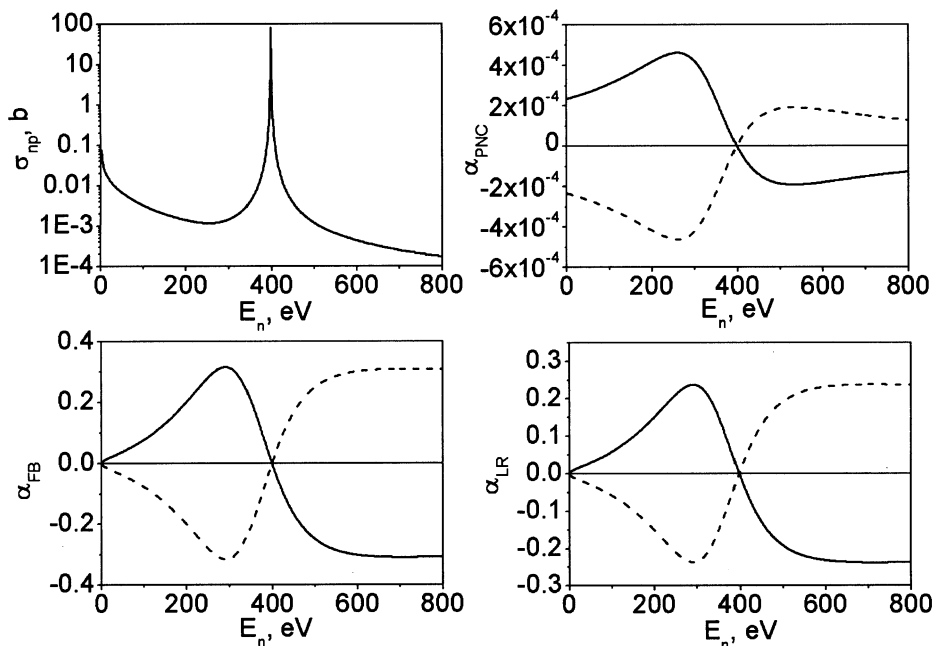


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ и коэффициентов корреляций

На рис. 2 представлены ход сечения реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ и энергетические зависимости коэффициентов корреляций, вычисленные при условии $X_n = -Y_n = 0,71$, $X_p = -Y_p = 0,71$, $W_{SP} = 60$ мэВ. В области тепловых энергий нейтронов все три величины имеют порядок 10^{-4} , но при энергии примерно 288 эВ достигают максимума, причем $\alpha_{LR} = 2,7 \cdot 10^{-1}$, $\alpha_{FB} = 3,1 \cdot 10^{-1}$. Из обсуждения эксперимента [5] следует, что несмотря на высокую интенсивность теплового нейтронного пучка, систематическая погрешность не позволяет измерить асимметрию вперед-назад с удовлетворительной точностью. С другой стороны, получить точность в несколько единиц 10^{-2} при возможном эффекте $3 \cdot 10^{-1}$ на неполяризованных резонансных нейтронах представляется реальной задачей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на пучке неполяризованных нейтронов импульсного источника ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ. Схема установки показана на рис. 3. Измерения выполнялись на времяпролетной базе 31 м. Спектрометрия нейтронов

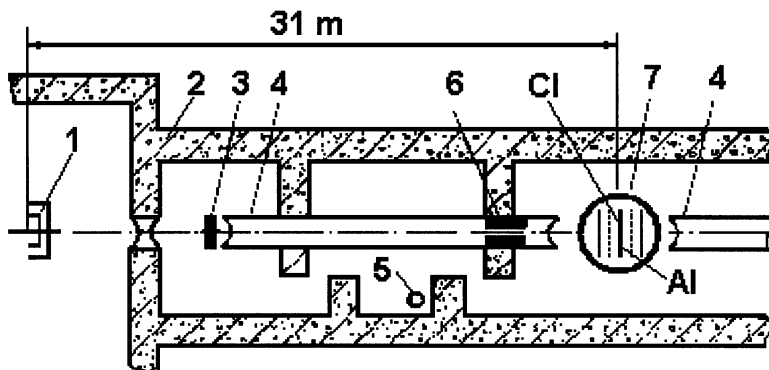


Рис. 3. Схема экспериментальной установки в измерениях α_{FB} : 1 – активная зона с замедлителем; 2 – бетонная защита; 3 – алюминиевый фильтр; 4 – вакуумированный нейтронный канал; 5 – нейтронный монитор; 6 – коллиматоры; 7 – ионизационная камера

осуществлялась по времени пролета. Пучок коллимировался до $\varnothing 200$ мм либо до $\varnothing 150$ мм. Размер образцов был $\varnothing 200$ мм. В качестве детектора заряженных частиц использовалась двухсекционная ионизационная камера (ИК) с общим катодом. Каждая секция ИК представляла собой плоскопараллельную ионизационную камеру с сеткой Фриша. Размеры электродов 220×220 мм. Мишени с исследуемым материалом крепились на катоде. Расстояния катод – сетка – анод в каждой секции были 45 мм и 20 мм соответственно. Рабочим газом камеры служила газовая смесь $Ag+3,5\% CO_2$ при давлении 0,3 ата. При таких условиях и коллимации 150 мм протоны из исследуемой реакции ($Q=618$ кэВ) полностью останавливались в чувствительном объеме катод – сетка. При коллимации в 200 мм малая часть протонных треков (менее 5%) под большими углами к нормали катода могла частично выходить в область искаженного электрического поля. Камера устанавливалась на поворотный столик, юстировалась по центру пучка таким образом, чтобы плоскость катода была перпендикулярна направлению распространения пучка и в процессе эксперимента периодически поворачивалась на 180° для обеспечения измерений вперед и назад. Мишени готовились методом вакуумного напыления $NaCl$ с естественным содержанием ^{35}Cl на алюминиевую подложку толщиной 100 мкм. Измерения проводились с мишенями различной толщины: $83,5$ $мкг/см^2$; 239 $мкг/см^2$; 500 $мкг/см^2$ и 637 $мкг/см^2$. Сигналы с анода и катода каждой секции проходили через стандартные спектрометрические тракты (предусилитель типа Polon 1005A, спектрометрический усилитель типа Polon 1101) и регистрировались в совпадениях с помощью системы анализа и сбора многомерных данных [12].

Электронный модуль позволял проводить измерения одновременно с обеими секциями как независимыми детекторами, при этом регистрируя сигналы с каждой секции в режиме совпадений. События представлялись в виде трех кодов: амплитуда анода, амплитуда катода, время пролета – и записывались в файл для обработки в режиме «off-line». Регистрация сигналов в совпадении позволяла понизить фоновую загрузку. Как правило, мишень NaCl устанавливалась в одну из секций, а другая секция с пустой алюминиевой подложкой служила для измерения фона. Анализ полученных данных показал, что фоновые кривые в присутствии материала мишени и с пустой подложкой значительно отличаются друг от друга и фоновые спектры не могут использоваться напрямую при обработке. Поэтому в некоторых сериях измерений хлорные мишени помещались в обе секции камеры. На разрыве нейтроновода 10 м для оптимизации соотношения эффект/фон устанавливался алюминиевый фильтр толщиной 10 – 12,5 см, а также кадмиевый или литиевый фильтры для поглощения тепловых нейтронов. Основные измерения проводились при работе ИБР-30 с размножением 200 (длительность импульса нейтронного источника составляла при этом $\tau = 4,5$ мкс) частотой повторения 100 Гц.

Главным фактором, ограничивающим точность измерений, было плохое соотношение эффект/фон, обусловленное малым сечением реакции в области ожидаемого максимального эффекта вперед-назад, перегрузкой от первоначального импульса мощности, ухудшающей разрешение камеры для событий, более близких к вспышке, «засветкой» почти всего чувствительного объема и материалов камеры, электродов, мишени прямым пучком, быстрыми нейтронами и γ -квантами запаздывающего деления между вспышками и рассеянными нейтронами и захватными γ -квантами. Поэтому для оптимизации и выбора указанных выше условий измерений предварительно был проведен ряд методических экспериментов с различными условиями в камере, режимами регистрации, комбинациями фильтров и режимами работы ИБР-30 (работа с размножением 100, $\tau = 3,0$ мкс).

Для получения окончательного результата были использованы данные по 16 сериям измерений вперед-назад общей продолжительностью 520 часов.

3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Коэффициент асимметрии вперед-назад определялся по формуле

$$\alpha_{FB}^{\text{exp}} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (14)$$

где $N_{F,B}$ – количество протонов из реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ в направлении вперед и, соответственно, назад. На рис. 4 приведены спектры, полученные в одной из серий измерений: времяпролетный спектр и амплитудный спектр протонов из

реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ в полном окне по времени пролета, что соответствует энергиям нейтронов от $\sim 0,4$ эВ до ~ 4 кэВ. В данном случае $N_{F,B}$ – количество отсчетов в протонном пике при заданной энергии нейтронов.

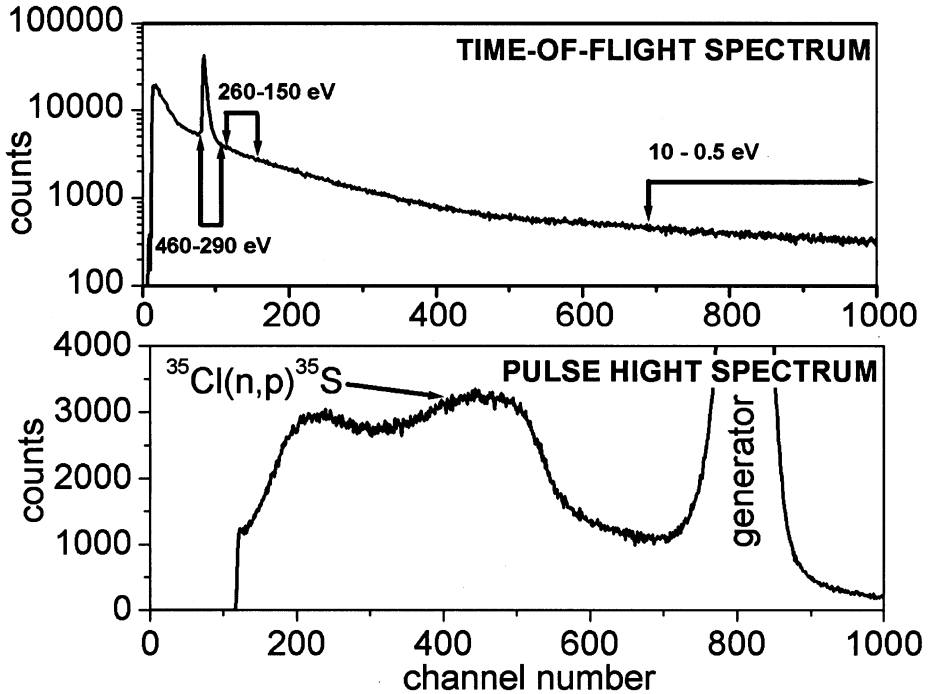


Рис. 4. Времяпролетный спектр и амплитудный спектр протонов реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ в полном диапазоне энергий нейтронов, полученные в одной из серий измерений. На времяпролетном спектре показаны интервалы по энергии нейтронов, для которых проводилась обработка

Как было сказано выше, выход из исследуемой реакции при энергиях нейтронов больше ~ 5 эВ низок (за исключением области резонанса 398 эВ), поэтому для получения приемлемой статистики были взяты достаточно широкие интервалы энергий нейтронов: 0,5 - 10 эВ, 150 - 260 эВ и 290 - 460 эВ. В ближайшей к тепловым области нейтронов и в области резонанса ожидаемый эффект вперед-назад меньше 10^{-2} (см. рис. 2) и эти интервалы выбраны для контроля измерений и обработки. Область 150 - 260 эВ частично перекрывает максимум эффекта. Правая граница определена таким образом, чтобы не захватывать «хвост» от резонанса (рис. 4), обусловленный конечной шириной импульса мощности (неопределенность по энергии нейтронов в области резонанса ~ 50 эВ).

На рис. 5 представлены амплитудные спектры в выбранных интервалах энергий нейтронов и показан пример определения отсчетов под пиком. Фон описывался, как правило, полиномом третьей степени, параметры формы пика (центр, ширина, асимметрия) определялись по спектрам в окнах резонанса и эпитепловых нейтронов.

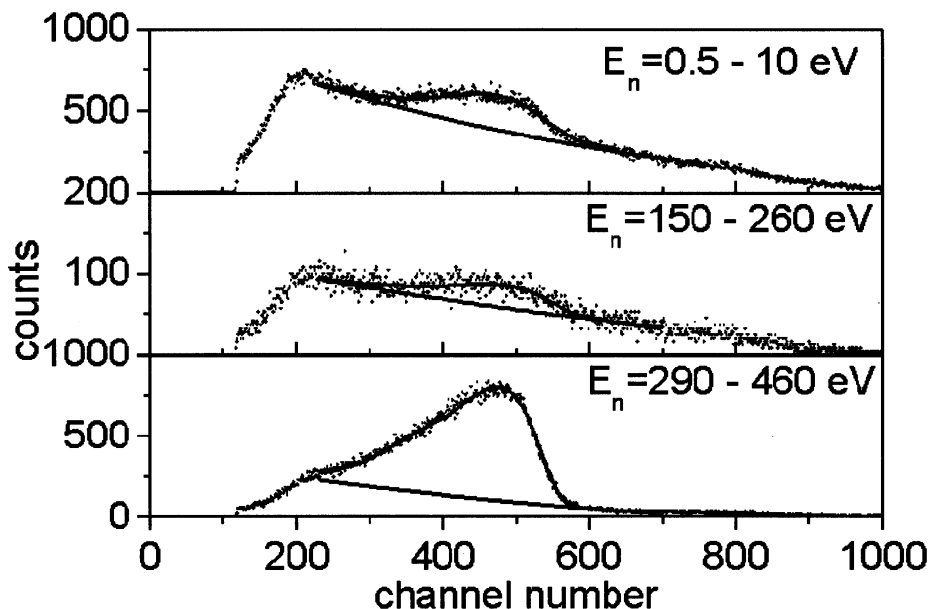


Рис. 5. Амплитудные спектры протонов реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ в выбранных интервалах по энергии нейтронов

Нормировка производилась по отсчетам монитора. Погрешность определения отсчетов монитора не превышала 0,3%. В обработку вошли данные, для которых погрешность определения количества отсчетов в протонном пике была не хуже 30%. Всего было обработано 16 серий измерений «вперед-назад» различной продолжительности с мишенями различной толщины. Эффект рассчитывался по формуле (14) для каждой серии «вперед-назад» и поправлялся на средний косинус.

Поправка на средний косинус обусловлена конечным телесным углом регистрации протонов. Поскольку дифференциальное сечение реакции при наличии асимметрии вперед-назад имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} (1 + \alpha_{FB} \cos\theta), \quad (15)$$

где θ – угол между импульсом нейтрона и вылетающего протона, а нормаль к поверхности мишени параллельна импульсу нейтрона, то количество отсчетов под пиком

$$N_{F,B} \sim \int_0^t dx \int_0^{\theta'} (1 \pm \alpha_{FB} \cos\theta) \sin\theta d\theta. \quad (16)$$

Здесь $\theta' = \theta'(E'_p, x)$ – максимальный угол вылета протона с глубины мишени x , определяемый энергией «обрезания» протонного спектра E'_p при суммировании отсчетов под пиком, t – толщина мишени. Подставляя (16) в (14), получаем

$$\alpha_{FB}^{\text{exp}} = \alpha_{FB} \frac{\int_0^t dx \int_0^{\theta'} \cos\theta \sin\theta d\theta}{2 \int_0^t dx \int_0^{\theta'} \sin\theta d\theta} \equiv \alpha_{FB} \overline{\cos\theta}. \quad (17)$$

Подразумевается, что суммирование в спектрах «вперед» и «назад» производится с одного порога. Средний косинус для различных серий был различным в зависимости от толщины мишени и порога суммирования и принимал значения от 0,520 до 0,637.

Средние значения α_{FB} в каждом интервале энергий нейтронов вычислялись как средневзвешенные по 16 значениям α_{FBi} . Для погрешности среднего была взята оценка дисперсии

$$D = \frac{\sum_i \sigma_i^2}{N(N-1)}, \quad (18)$$

где σ_i – погрешность α_{FBi} каждой серии «вперед-назад». Результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1. Экспериментальные значения α_{FB} в энергетических интервалах, средние энергии и α_{FB} при средних энергиях

Энергетический интервал, эВ	α_{FB}	$\langle E_n \rangle$, эВ	$\alpha_{FB}(\langle E_n \rangle)$
0,5 – 10	$0,0050 \pm 0,0072$	3,051	$0,0053 \pm 0,0076$
150 – 260	$0,171 \pm 0,051$	195,4	$0,168 \pm 0,050$
290 – 460	$-0,0081 \pm 0,0040$	397,9	$-0,0074 \pm 0,0036$

Полученные величины являются средними в заданном интервале. Для удобства их можно привести к значению при определенной энергии и

отнормировать функцию $\alpha_{FB}(E)$. Измеряемый в интервале энергий нейтронов $E_1 - E_2$ выход есть

$$N_{F,B} \sim \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) f_n(E) (1 \pm \alpha(E) \cos \theta) dE, \quad (19)$$

где $f_n(E)$ – энергетическая зависимость потока нейтронов. Тогда определяемое из экспериментальных данных по формуле (14) значение асимметрии с учетом (17) будет

$$\alpha_{FB}^{exp} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) f_n(E) \alpha(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) f_n(E) dE}, \quad (20)$$

то есть среднее по выходу в данном интервале. С учетом распределения из (20) можно посчитать средние энергии для каждого интервала и поправки вида $k = \alpha(E) / \langle \alpha \rangle$, если энергетические зависимости функций (20) достаточно реалистичны. Для расчетов брались брейт-вигнеровская зависимость сечения, ф-ла (6) для коэффициента вперед-назад и форма $1/E^{0.9}$ для спектра резонансных нейтронов ИБР-30 [11]. Результаты также приведены в табл. 1.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Практически нулевой, в пределах погрешности, эффект для близкой к тепловой области энергии нейтронов и области резонанса (расчетные значения – $\alpha_{FB}(3,051 \text{ эВ}) \leq 6,5 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_{FB}(397,9 \text{ эВ}) \leq 4,1 \cdot 10^{-3}$) подтверждает достаточную надежность методики измерений и обработки. Указание на возможный эффект (превышение в 2σ) с противоположным знаком для области резонанса вероятнее всего обусловлено недостатком статистики, хотя, возможно, сказывается вклад нейтронов более высоких энергий из-за конечной ширины импульса мощности. Коэффициент асимметрии вперед-назад при энергиях выше 398 эВ меняет знак и быстро растет до значения $\sim 0,15$ (см. рис. 2). По причинам, перечисленным ранее (малое сечение, резкое увеличение фона с ростом энергии нейтронов), получить результат для энергий нейтронов более 400 эВ не удалось. В области максимума значение эффекта превышает три стандартных отклонения.

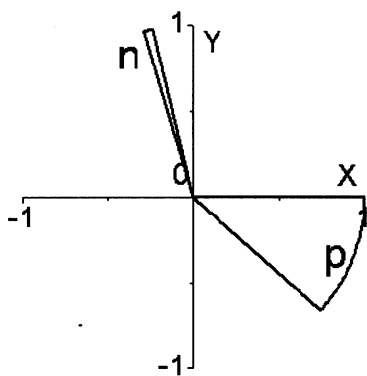
Используя полученную величину корреляции вперед-назад при $E_n = 195,4$ эВ, значения корреляций Р-нечетной и лево-правой из [6] и известные резонансные параметры [3], можно решить систему уравнений (9) – (13). Результаты приведены в табл. 2 (и на рис. 6).

Из-за нелинейности уравнений системы и наличия многих законоопределенных величин существуют несколько наборов симметричных

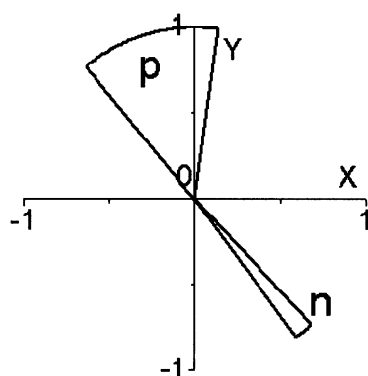
решений, различающихся знаками и заменой величин X и Y . В табл. 2 показаны результаты с положительным матричным элементом. Решение 1 соответствует случаю, когда знак α_{FB} противоположен знакам двух других корреляций, а решения 2 для случая корреляций с одинаковым знаком. Величины матричного элемента практически совпадают и не противоречат результату [6] (60 ± 20) мЭВ ($\pm 20\%$ расчетной неопределенности). Следует заметить, что величины X и Y получаются непосредственно при решении системы, поэтому отсутствует связанная с ними расчетная неопределенность.

Таблица 2. Матричный элемент и приведенные амплитуды ширин, полученные по экспериментальным значениям трех корреляций

	W_{SP} , мЭВ	X_n	Y_n	X_p	Y_p
1	31_{-0}^{+11}	$-0,29_{-0,00}^{+0,06}$	$0,96_{-0,02}^{+0,00}$	$0,81_{-0,06}^{+0,19}$	$-0,59_{-0,08}^{+0,57}$
2	35_{-4}^{+15}	$0,61_{-0,02}^{+0,07}$	$-0,79_{-0,01}^{+0,06}$	$-0,28_{-0,36}^{+0,41}$	$0,96_{-0,19}^{+0,03}$



Решение 1



Решение 2

Рис. 6. Области возможных значений $X_{n(p)}$ и $Y_{n(p)}$

Решение 2 согласуется с выводом из [7], что $X_n = -Y_n$, однако решение 1 находится в противоречии с этим утверждением. Экспериментальная точность не позволяет сделать однозначный выбор решения. Тем не менее, видно, что результаты подобных исследований могут дать дополнительную информацию о структуре урней составного ядра.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №00-02-16707, и грантом Полномочного Представителя Румынии в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. G. Abov, P. A. Krupchitsky, Yu. A. Oratowsky, Phys. Lett., **12**, 25 (1964); ЯФ, **1**, 479 (1965).
2. П. А. Крупчицкий, ЭЧАЯ, **25**, 1444 (1994).
3. S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, N. E. Holden, *Neutron Cross Sections*, v.1 (Academic Press, NY, 1981).
4. M. Avenier, G. Bagieu, H. Benkoula, J. F. Cavaignac, A. Idrissi, D.H. Koang, B. Vignon, R. Wilson, Nucl. Phys., **A436**, 83 (1985).
5. А. Антонов, В. А. Весна, Ю. М. Гледенов, В. М. Лобашев, И. С. Окунев, Ю. П. Попов, Х. Риголь, Л. М. Смотрицкий, Письма в ЖЭТФ, **40**, 209 (1984).
6. А. Антонов, В. А. Весна, Ю. М. Гледенов, Т. С. Зварова, В. М. Лобашев, И. С. Окунев, Ю. П. Попов, Х. Риголь, Л. М. Смотрицкий, Е. В. Шульгина, ЯФ, **48**, 305, (1988).
7. C. McCullagh M., M. J. Kenny, R. E. Chrien, Phys. Rev., **C19**, 539 (1979).
8. V. V. Flambaum, O. P. Sushkov, Nucl. Phys., **A412**, 3 (1984).
9. С. В. Зенкин, Н. А. Титов. Препринт П-0367, ИЯИ АН СССР, М., 1984.
10. Х. Риголь. Сообщение ОИЯИ Р4-85-70, Дубна, 1985.
11. Yu. M. Gledenov *et al.*, in *VII Intern. Seminar on Interaction of Neutron with Nuclei "Neutron Spectroscopy, Neutron Structure and Related Topics"* (Dubna, E3-98-212, 1999), p. 295.
12. Ю. М. Гледенов и др. Сообщение ОИЯИ Р10-95-438, Дубна, 1995.
13. В. В. Голиков и др. Сообщение ОИЯИ Р3-5736, Дубна, 1971.

Получено 18 июля 2002 г.

Весна В. А. и др.

P3-2002-175

Измерение коэффициента асимметрии вперед-назад в реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ на резонансных нейтронах

На пучке резонансных неполяризованных нейтронов импульсного источника ИБР-30 проведены измерения Р-четной корреляции вперед-назад в реакции $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$. Для трех диапазонов энергий нейтронов со средними значениями 3,1, 195 и 398 эВ определены значения α_{FB} : $(5,3 \pm 7,6) \cdot 10^{-3}$, $(1,68 \pm 0,50) \cdot 10^{-1}$ и $-(7,4 \pm 3,6) \cdot 10^{-3}$ соответственно. С привлечением результатов эксперимента на тепловых поляризованных нейтронах по определению Р-нечетной корреляции и Р-четной лево-правой корреляции в данной реакции проведена оценка матричного элемента слабого взаимодействия и анализ возможных значений амплитуд нейтронных и протонных ширин по каналам с полным моментом $j = 1/2$ и $3/2$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Vesna V. A. et al.

P3-2002-175

Measurement of the Forward-Backward Asymmetry Coefficient in the $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ Reaction for Resonance Neutrons

The measurements of the P-even forward-backward correlation in the $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$ reaction were carried out at resonance unpolarized neutrons of the IBR-30 pulsed facility. The α_{FB} values have been determined for neutron energy regions at averaged values of 3.1, 195 and 398 eV: $(5.3 \pm 7.6) \cdot 10^{-3}$, $(1.68 \pm 0.50) \cdot 10^{-1}$, and $-(7.4 \pm 3.6) \cdot 10^{-3}$, respectively. Involving results of the experiment at thermal polarized neutrons on measurement of the P-odd and the P-even left-right correlations in given reaction, the weak matrix element has been estimated, and an analysis of the possible values of the neutron and proton amplitudes for channels with total momentum $j = 1/2$ and $3/2$ has been performed.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 23.09.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,9. Тираж 310 экз. Заказ № 53525.

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.**