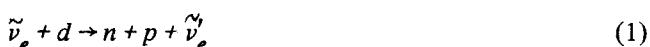


НАБЛЮДЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО С ДЕЙТРОНОМ В КАНАЛАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ТОКОВ НА РОВЕНСКОЙ АЭС

*А.Г.Вершинский, А.А.Мелузов, Л.А.Микаэлян,
С.В.Николаев, М.Д.Скорохватов, А.В.Этенко*

На Ровенской АЭС получены первые результаты изучения реакций взаимодействия $\tilde{\nu}_e$ с дейтроном $\tilde{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \tilde{\nu}'_e$ и $\tilde{\nu}_e + d \rightarrow 2n + e^+$, идущих по каналам слабого нейтрального и заряженного токов. На основе регистрации 2,9 тыс. одиночных нейтронов и 400 нейтронных пар приводятся оценки сечений реакций и аксиальная константы слабого нуклонного тока g_A^{NC} ; $g_A^{NC} = 1,25 \cdot (1,06 \pm 0,16) \cdot g_F$, где g_F – константа Ферми.

1. На Ровенской АЭС начато изучение процессов взаимодействия реакторных $\tilde{\nu}_e$ с дейтроном



Эти процессы впервые наблюдал Ф.Райнес и его коллеги ¹ в 1979 г. О наблюдении реакции (2) недавно сообщила советская группа ².

С принципиальной точки зрения реакция (1) является, по-видимому, наилучшим объектом для изучения в пределе нулевого переданного импульса структуры нейтральных токов (*NC*) с участием электронных антинейтрино и нуклонов.

Одновременное изучение реакции (1) (*NC*) с реакциями (2) и



идущими по каналу заряженных токов (*CC*) может, при достаточной точности измерения, быть использовано для поиска осцилляций типа $\tilde{\nu}_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_{\mu,\tau}$. Взаимодействие (1) (*NC*) не чувствительно к этим осцилляциям и определяется полным потоком нейтрино. Реакции (2) и (3) (*CC*), напротив, не чувствуют компоненты $\tilde{\nu}_{\mu,\tau}$.

2. При низких энергиях реакторных $\tilde{\nu}_e$ (до 8–9 МэВ) переходы $d \rightarrow n + p$ и $d \rightarrow 2n$ происходят между основным состоянием дейтрана 1^+ и состояниями двух нуклонов в сплошном спектре O^+ и относятся к типу Гамова–Теллера. Сечения реакций (1) и (2) определяются квадратами аксиальных констант соответственно нейтрального g_A^{NC} и заряженного $g_A^{CC} = \lambda g_F \cos \theta_c$ токов, где g_F – константа Ферми, θ_c – угол Каббино ($\cos^2 \theta_c = 0.98$) и $\lambda = 1,25$. Реакция (3) определяется, как известно, комбинацией $g_F^2 \cos^2 \theta_c (1 + 3\lambda^2)$. Согласно минимальной модели $g_A^{NC} = \lambda g_F$. (4)

Расчет сечения реакции (1) для моноэнергетических $\tilde{\nu}_e$ был впервые выполнен в работе ³. В реакторном эксперименте входят сечения, свернутые с энергетическим спектром $\tilde{\nu}_e$. Мы пользуемся "стандартным" спектром $\tilde{\nu}_e$ реактора ВВЭР ⁴, измеренным на основе 78 тысяч зарегистрированных нейтрино. В ⁴ приведены "рекомендованные" в соответствии с минимальной моделью сечения реакций (1) и (2) (в единицах $\text{см}^2/\text{дел}$):

$$\sigma_d^{NC} = (2,89 \pm 4,9\%) \cdot 10^{-44}, \quad \sigma_d^{CC} = (1,05 \pm 7,3\%) \cdot 10^{-44} \quad (5)$$

и отношения

$$\sigma_d^{CC}/\sigma_d^{NC} = 0,364 \pm 3,6\%, \quad \frac{\sigma(\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+)}{\sigma_d^{NC}} = 20 \pm 2,5\% \quad (6)$$

Погрешности в (5) и (6) учитывают только неопределенности связанные с использованием спектра. В расчетах сечений (5) ядерная часть матричного элемента находилась в приближении эффективного радиуса и не учитывались вклады обменных мезонных токов, слабого магнетизма и радиационных поправок, что вносит, по-видимому, в (5) дополнительную погрешность масштаба 5–6%.

3. Также как авторы работ ¹ и ² – мы используем методику выделения событий реакций (1) и (2) путем регистрации нейтронов с помощью пропорциональных газовых счетчиков, первоначально предложенную в ⁵.

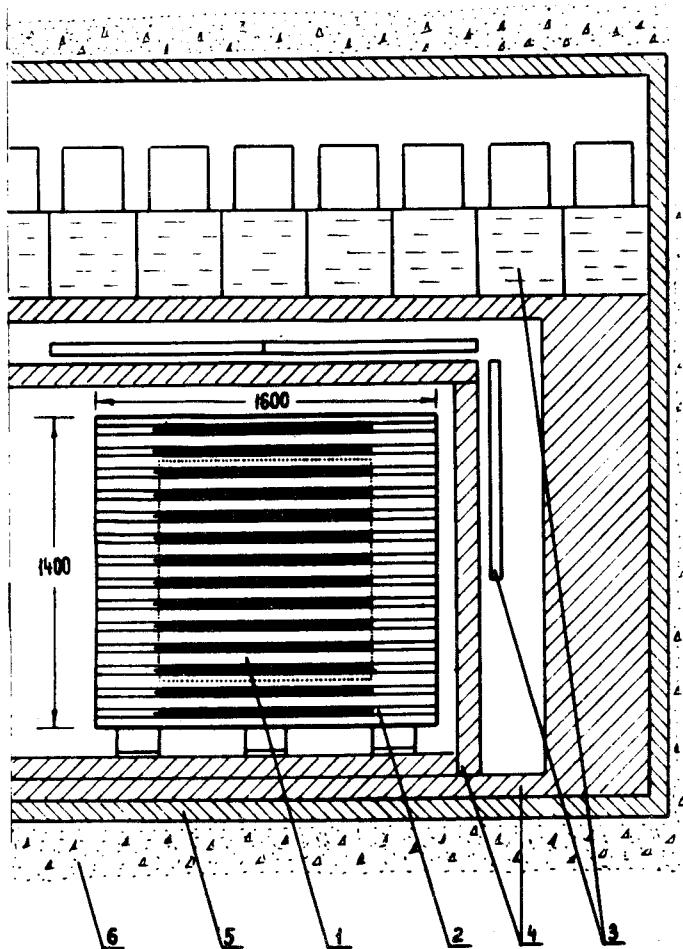


Схема детектора: 1 – корпус детектора с тяжелой водой; 2 – горизонтальные каналы с ^3He -счетчиками; 3 – защита антисовпадений; 4 – полиэтилен; 5 – сталь; 6 – бетон

Детектор (см. рисунок) установлен в камере нейтринной лаборатории (см. подробнее в ⁶) на расстоянии 18,06 м от центра реактора ВВЭР-440 рядом со спектрометром нейтрино и детектором реакции обратного бета-распада (3) интегрального типа.

Мишенью для $\bar{\nu}_e$ служит тяжелая вода высокого обогащения (99,9%) массой (2980 ± 3) кг, залитая в корпус из нержавеющей стали с внутренними размерами $1400 \times 1400 \times 1600$ мм³. 196 счетчиков нейтронов с He-3 располагаются в сквозных горизонтальных каналах, образующих квадратную матрицу 14×14 с шагом 100 мм. Полезная длина счетчика – 960 мм, внутренний диаметр – 31 мм, давление He-3 – 4 атм. Регистрировались: амплитуда сигнала счетчика, номера счетчиков и кратность события, т.е. число нейтронных событий во временном окне ожидания $T_{\text{ож}} = 1500$ мкс (среднее время жизни нейтронов, рожденных равномерно по объ-

ему детектора составляет ~ 250 мкс). События кратности 1 и 2 рассматривались как кандидаты реакций (1) и (2), события более высокой кратности возникали только в фоновых процессах и регистрировались для контроля. Импульсы от системы антисовпадений блокировали сборр полезных событий на время $T_{бл} = 1000$ мкс, а фоновые события, поступившие за время $T_{бл}$ контролировались отдельно для выявления постоянства фона детектора.

Амплитудный спектр событий в счетчиках имеет выраженный пик ($Q = 764$ кэВ), соответствующий полному энерговыделению продуктов реакции $n + ^3\text{He} \rightarrow p + T$ в газе, и низкоэнергетическую часть, связанную со стеночным эффектом. Отбирались события вокруг пика полного поглощения. Амплитудный коэффициент отбора при регистрации одиночных событий составлял $\gamma^{(1)} = 0,683$, а при регистрации двойных $\gamma^{(2)} = 0,427$.

По причинам связанным с фоном при анализе одиночных событий использовались данные только центральной части детектора, содержащей 10×10 счетчиков (область, выделенная пунктиром на рисунке). При анализе двойных событий использовался весь детектор.

Эффективности регистраций событий реакций (1) и (2) определялись с помощью SbBe источника нейтронов активностью $(20,1 \pm 0,4)$ нейтрона в секунду. Источник последовательно с шагом 100 мм перемещался в объеме детектора, имитируя равномерное рождение нейтронов. При каждом положении источника регистрировались скорости счета в каждом из счетчиков.

Эффективность детектора как целого и его центральной части находились суммированием по счетчикам и усреднением по всем точкам рождения. В этих измерениях амплитудный отбор не применялся. Были получены следующие значения эффективностей регистрации нейтронов, равномерно рожденных по всему объему:

- оба нейтрона реакции (2) во всем детекторе $\langle \epsilon^2 \rangle = 0,236$
- нейтрон реакции (1) в центральной части $\langle \epsilon_{ц} \rangle = 0,261$
- один из нейтронов реакции (2) в центральной области при условии, что второй не будет зарегистрирован: $\langle 2\epsilon_{ц}(1 - \epsilon) \rangle = 0,201$.

Погрешность в приведенных значениях эффективности оценивалась нами в 6%. Она связана с отличием энергии нейтронов источника (24 кэВ) и энергиями нейтронов реакций (1) и (2) ($\bar{E}_n \sim 150$ кэВ) и была оценена по аналогичным измерениям с PuBe источником, имеющим значительно более жесткий спектр нейтронов.

4. Измерения проводились во время остановки реактора (фон) в течение $15,4 \times 10^5$ с = 17,8 суток и после выхода реактора на мощность (фон + эффект) в течение $23,1 \cdot 10^5$ с = 26,7 суток. Средняя мощность реактора в этот период составляла 1195 Мвт. Были получены следующие результаты.

Число событий за 10^5 с

Кратность события	Фон		Эффект
	$W=0$	$W=1195$ Мвт	
1 – центр	4757 ± 18	4884 ± 14	$n_{1ц} = 126 \pm 23$
2 – весь детектор	$412,8 \pm 5,2$	$430,1 \pm 4,3$	$n_2 = 17,3 \pm 6,7$
≥ 3 – весь детектор	$112,0 \pm 2,7$	$114,0 \pm 2,2$	$2 \pm 3,5$

Число взаимодействий во всем детекторе N_d^{CC} по каналу реакции (2) находится из соотношения $n_2 = N_d^{CC} \langle \epsilon^2 \rangle \gamma^{(2)}, \langle \epsilon^2 \rangle \gamma^{(2)} = 0,101$, откуда

$$N_d^{CC} = 170 \pm 67 \text{ за } 10^5 \text{ с.} \quad (7)$$

Из числа зарегистрированных в центре одиночных событий $n_{1\text{ц}} = 126 \pm 23$ вычитались:
 а) вклад от реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ от примеси водорода к тяжелой воде и приток из внешних водородосодержащих материалов $\Delta_1 = 10 \pm 8$ за 10^5 с, б) вклад событий реакции (2) при регистрации одного нейтрона в центральной части и не регистрации второго: $\Delta_2 = 23 \pm 9$ за 10^5 с. После вычитания этих поправок было получено: $n'_{1\text{ц}} = (93 \pm 26)$ за 10^5 с). Полное число взаимодействий по каналу нейтральных токов в детекторе N_d^{NC} было найдено из соотношения $n'_{1\text{ц}} = N_d^{NC} \langle \epsilon_{\text{ц}} \rangle \gamma^{(1)}, \langle \epsilon_{\text{ц}} \rangle \gamma^{(1)} = 0,178$:

$$N_d^{NC} = (522 \pm 146) \text{ за } 10^5 \text{ с.} \quad (8)$$

По (8) и (7) обычным образом были найдены значения сечений (в единицах $10^{-44} \text{ см}^2/\text{дел}$):

$$\sigma_d^{NC} = 3,2 \pm 0,9 \pm 0,3; \quad \sigma_d^{CC} = 1,0 \pm 0,4 \pm 0,1. \quad (9)$$

Первая погрешность в (9) – статистическая, вторая – методическая. Результаты (9) в пределах пока еще больших ошибок согласуются с сечениями, приводимыми в работе ^{1 1)}: $\sigma_d^{NC} = 2,33 \pm 0,55$, $\sigma_d^{CC} = 0,92 \pm 0,25$ и работы ² $\sigma_d^{CC} = 1,1 \pm 0,3$.

Сравнивая экспериментальное значение (9) с соотношениями (4), (5) можно найти значение аксиальной константы слабого нуклонного тока:

$$g_A^{NC} = 1,25(1,06 \pm 0,16)g_F,$$

что согласуется с предсказанием стандартной модели.

Авторы благодарят С.Т.Беляева за постоянный интерес к работе, С.А.Фаянса за обсуждение теоретических вопросов, А.И.Афонина, С.Н.Беленького, А.С.Евстратенко, А.Е.Макеенкова, А.В.Чернова за вклад в создание экспериментального комплекса. Особую благодарность авторы выражают С.В.Егорову за участие в конструировании и изготовлении детектора.

Литература

1. Pasierb E. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 96.
2. Видякин Г.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 130.
3. Гапонов Ю.В., Тютин И.В. ЖЭТФ, 1964, 47, , 1836.
4. Кетов С.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 177.
5. Миказлян Л.А. и др. ЯФ, 1968, № 7, 1237. Богатырев В.К. ЯФ, 1970, № 12, 753.
6. Афонин А.И. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 1.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
25 декабря 1989 г.

¹⁾ Авторы (1) приводят сечения в единицах " $\text{см}^2/\bar{\nu}_e$ ". Для перевода их в единицы " $\text{см}^2/\text{дел}$ ", мы умножили их на фактор 6,14, т.е. на число $\bar{\nu}_e$ сопровождающих акт деления.