

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 61, ВЫПУСК 3
 10 ФЕВРАЛЯ, 1995

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.3, стр.161 - 167

© 1995г. 10 февраля

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ
 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ НА РЕАКТОРЕ В БУЖЕ (ФРАНЦИЯ)

В.Н.Выродов, И.Декле*¹⁾, Э. де Керрет⁺¹⁾, Ю.В.Козлов, Б.Лефьевр⁺¹⁾,
 В.П.Мартемьянов, И.Н.Мачулин, Л.А.Микаэлян, М.С.Оболеньский⁺¹⁾,
 М.Д.Скорохватов, С.В.Сухотин, А.В.Этенко

Институт общей и ядерной физики РИЦ "Курчатовский институт"
 123183 Москва, Россия

* Laboratoire d'Annecy-le-Vieux des Physique des Particules
 F-74941 Анси, Франция

+ College de France
 F-75231 Париж, Франция

Поступила в редакцию 5 января 1995 г.

С помощью детектора интегрального типа, установленного на расстоянии 15 м от реактора Буже-5, зарегистрировано ~ 300 тыс. событий реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Вдвое улучшена точность измерения сечения σ_{exp} , которое теперь известно с меньшей погрешностью, чем величина ожидаемого сечения σ_{V-A} : $\sigma_{exp}/\sigma_{V-A} = 0,987 \pm 0,014$ (эксперимент) $\pm 0,027$ (теория). Результат используется для проверки минимальной модели электрослабого взаимодействия; отмечается его метрологическое значение для ряда направлений физики реакторных $\bar{\nu}_e$.

Введение

В физике реакторных антинейтрино сечение реакции обратного бета распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1)$$

играет особую роль, так как потребность в возможно более точном знании его величины возникает при решении многих фундаментальных и методических задач.

1. В стандартной модели $V - A$ -взаимодействия сечение реакции (1), как и время жизни свободного нейтрона, определяется комбинацией $G_V^2 + 3G_A^2$

¹⁾Y.Declais, H. de Kerret, B.Lefievre, M.Obolensky.

векторной и аксиальной бета-констант, и величина измеренного сечения σ_{exp} используется для определения этих констант [1,2].

Явления, лежащие за пределами исходных положений минимальной модели электрослабого взаимодействия, могут приводить к уменьшению сечения по сравнению с его ожидаемым значением σ_{V-A} . Если, например, в бета-распаде испускаются как левые, так и правые антинейтрино, так что степень их поляризации $H_\nu < 1$, то согласно [2,3]

$$X = \sigma_{exp}/\sigma_{V-A} = 1/2(1 + H_\nu^2) < 1. \quad (2)$$

В случае осциллирующей $\tilde{\nu}_e \rightarrow \nu_x$ для расстояний от реактора, больших по сравнению с их длиной

$$X = 1 - 1/2 \sin^2(2\vartheta), \quad (3)$$

где ϑ – угол смешивания.

2. Для проведения анализа, намеченного выше, требуется знание энергетического спектра реакторных $\tilde{\nu}_e$ $\rho(E_\nu)$. Напомним, что сечение σ_{V-A} выражается следующим образом:

$$\sigma_{V-A} = \int dE_\nu \rho(E_\nu) \sigma(E_\nu),$$

где $\rho(E_\nu)$ – спектр $\tilde{\nu}_e$, а $\sigma(E_\nu)$ – сечение реакции для моноэнергетических нейтрино [4,5]. Спектр $\tilde{\nu}_e$ реактора выше порога реакции формируется в результате бета-распада осколков деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu : $\rho = \sum \alpha_i \rho_i$, $\sigma_{V-A} = \sum \alpha_i \sigma_i$, где α_i – вклад изотопа i ($i = 5; 9; 8; 1$) в полное число делений.

Для ^{235}U , ^{239}Pu , и ^{241}Pu мы используем спектры $\tilde{\nu}_e$, полученные в работах [6,7] путем конвертирования измеренных бета-спектров смеси осколков деления этих изотопов, а в случае ^{238}U – результаты расчетов [8]. Ниже (в единицах 10^{-44} см²/дел) приведены ожидаемые сечения σ_i реакции (1) в спектрах $\tilde{\nu}_e$ этих изотопов: ^{235}U – $63,9 \pm 1,9\%$; ^{239}Pu – $41,8 \pm 2,4\%$; ^{238}U – $88,8 \pm 10\%$; ^{241}Pu – $57,6 \pm 2,1\%$.

При вычислении сечений σ_i использовались бета-константы, соответствующие времени жизни нейтрона $\tau = 887,4 \pm 0,2\%$ [9]. Результирующая погрешность вычисляемого таким образом сечения σ_{V-A} оценивается в $2,7\%$ (68%CL).

3. Высокая точность измерений величины σ_{exp} позволяет использовать ее в других экспериментах с реакторными $\tilde{\nu}_e$ в качестве своеобразного метрологического стандарта, что увеличивает точность и придает, на наш взгляд, большую самосогласованность анализу результатов. Своеобразие этого стандарта состоит в том, что при его реальном использовании приходится учитывать различия состава делящихся изотопов в активной зоне реактора. Соответствующие поправки не превосходят обычно $1,0\% - 2,0\%$.

Сечение σ_{exp} использовалось [10,11] для абсолютной нормировки спектра $\tilde{\nu}_e$, который находился по результатам измерения спектра позитронов реакции (1). Спектры позитронов измеряются [10,12] с помощью спектрометров запаздывающих совпадений между продуктами реакции (1). Абсолютные характеристики таких приборов определяются пока с погрешностью $\sim 4\%$, так что нормировка спектра на величину σ_{exp} оказывается полезной.

На реакторах в Красноярске [13], на РАЭС [14] и в Буже (Г.Собел и др., частное сообщение) проводятся измерения сечения σ_{NC}^d реакции расщепления дейтона $\tilde{\nu}_e + d \rightarrow \tilde{\nu}_e + n + p$. Отношение $R = \sigma_{NC}^d / \sigma_{exp}$ гораздо слабее зависит от неопределенностей в спектре $\tilde{\nu}_e$, чем сами сечения [10,11], так что использование σ_{exp} в качестве стандарта представляется оправданным.

В некоторых будущих экспериментах и, в частности, в готовящемся эксперименте по поиску осцилляций на расстоянии 1 км от реакторов в Шоз (Франция) для подсчета ожидаемой в отсутствие осцилляций скорости счета событий вместо σ_{V-A} может использоваться σ_{exp} , поскольку теперь оно известно с лучшей точностью.

4. В настоящей работе использовался интегральный детектор ВИНД, с помощью которого ранее велись измерения на реакторе Ровенской АЭС [15,16]. Это обстоятельство позволило аккуратно сравнить потоки нейтрино от двух разных реакторов и этим продолжить ведущееся на протяжении ряда лет изучение свойств реактора как источника нейтрино [17].

Детектор, регистрация событий

Интегральный детектор ВИНД был установлен на расстоянии 15 м от центра активной зоны пятого блока АЭС в Буже в лабораторном помещении, которое ранее использовалось в работах по поиску осцилляций нейтрино [12]. Детектор располагался в защитной камере, состоявшей из жидкого сцинтиллятора (антисовпадения, 10 см), слоя В₄С (4 мм), воды (25 см) и свинца (10 см).

События реакции (1) в интегральном детекторе (см. [15, 16]) регистрируются только по рожденным в ней нейтронам с помощью пропорциональных счетчиков, заполненных газовой смесью – 4 атм ³He + 0,7 атм Ar. Дистиллированная вода, залитая в бак размерами 130×130×120 см, служит мишенью для $\tilde{\nu}_e$ и замедлителем нейтронов. Счетчики с внешним диаметром 32 мм и длиной ~ 1100 мм располагаются в воде в виде квадратной матрицы 16×16 с шагом 70 мм (рис.1). Полезные события отбираются по амплитудам сигналов, соответствующих полному поглощению энергии продуктов реакции ³He(n,p)T + 765 кэВ в газе. Их доля от общего числа нейтронов, поглощенных в гелии, контролировалась с помощью нейтронных источников и составляла $\gamma = 0,749 \pm 0,003$. Среднее время жизни нейтрона в детекторе составляло $(96,6 \pm 0,6)$ мкс. Нейтроны регистрировавшиеся в течение 400 мкс после прохождения мюона, выделялись в отдельную группу и использовались для текущего контроля эксперимента.

Калибровка детектора

Детектор ВИНД спроектирован с таким расчетом, чтобы его основные параметры (число протонов в мишени N_p и эффективность регистрации нейтрона ϵ) можно было определить с высокой точностью экспериментальным путем, не прибегая к компьютерному моделированию [15,16]. Для этого созданы условия, при которых утечка нейтронов реакции (1) из рабочего объема детектора компенсируется их притоком извне. Этот рабочий объем включает в себя матрицу 14×14 внутренних счетчиков и ограничивается с торцов трубками из кадмия, надетыми на концы счетчиков. Число атомов водорода в этом объеме при рабочей температуре воды 25°С составляло $N_p = 4,953 \cdot 10^{28} \pm 0,5\%$.

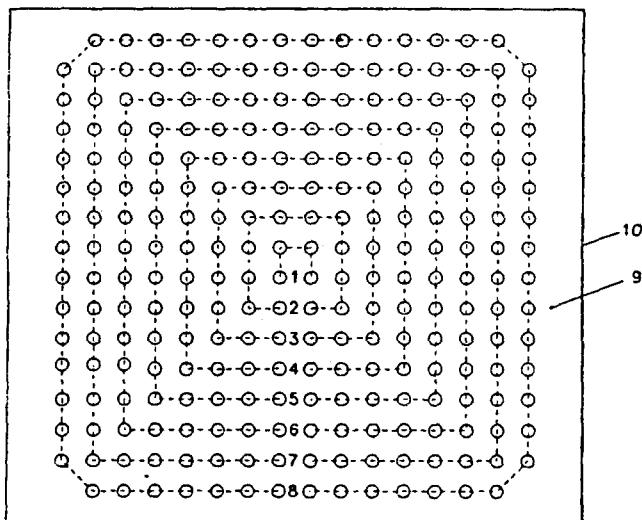


Рис.1. Схема детектора ВИНД (план): 1-8 - "кольца" счетчиков с ^3He ; 9 - мишень (вода); 10 - корпус 130x120 см

Распределение зарегистрированных нейтринных событий по "кольцам" счетчиков подтверждает, что во внутренней части детектора ("кольца" 1-7, рис.1) условия компенсации хорошо выполняются, тогда как на периферии ("кольцо" 8) приток нейтронов заметно превышает их утечку.

Число нейтринных событий, зарегистрированных в "кольцах" (на один счетчик в сутки) см. ниже:

№ кольца:	1+2	3	4	5	6	7	8
Число $\bar{\nu}_e$:	15,53	15,26	15,19	15,55	15,42	15,48	16,70
Ошибка	0,20	0,16	0,15	0,14	0,13	0,11	0,12

Эффективность регистрации нейтронов в рабочем объеме (при коэффициенте амплитудного отбора $\gamma = 1$) определялась с помощью источника ^{252}Cf , среднее число мгновенных нейтронов которого на акт спонтанного деления равно $3,757 \pm 0,010$ [18]. Источник помещался на полупроводниковом детекторе осколков деления в центр детектора. В результате измерений вносились поправки: $0,3 \pm 0,3\%$ на утечку нейтронов ^{252}Cf из рабочего объема и $0,004 \pm 0,001\%$ на различие энергий нейтронов реакции (1) и нейтронов деления. Окончательно было найдено: $\epsilon = 0,549 \pm 0,003$.

Измерения

Измерения проводились с середины кампании реактора до ее конца и далее при остановленном реакторе (рис.2). Наблюдающееся в период работы реактора падение скорости счета нейтринных событий на величину ~ 80 соб./сутки соответствует эффекту накопления изотопов плутония в активной зоне.

Ниже приводятся суммарные результаты, относящиеся к рабочему объему детектора (196 внутренних счетчиков):

Мощность реактора, МВт:	2734,7	0
Время измерения, сутки:	88,47	38,57
Скорость счета, соб./сутки:	5621 ± 11	2599 ± 12

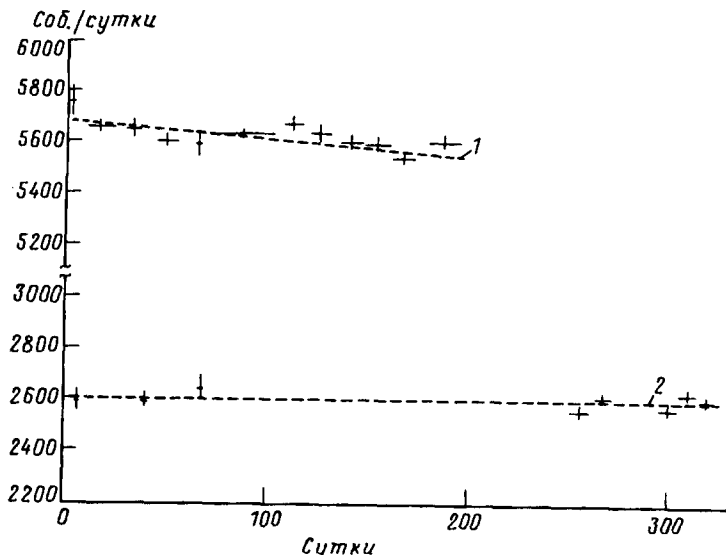


Рис. 2. Среднесуточная скорость счета детектора при работающем (1) и остановленном (2) реактора

Другие реакторы АЭС, вносящие вклад (~ 100 соб./сутки), работали на неизменном уровне мощности.

Таким образом, мощности реактора 2734,7 МВт соответствует скорость счета нейтринных событий 3022 ± 16 в сутки.

Величина фона складывалась из нейтронной компоненты, связанной с космическим излучением и естественной радиоактивностью (1000 соб./сутки), и фона α -частиц от радиоактивности материала счетчиков (1600 соб./сутки). На непостоянство этих компонент вносилась поправка, составлявшая $1,5 \pm 12$ соб./сутки. Окончательно для скорости счета нейтринных событий N_ν было найдено:

$$N_\nu = (3021 \pm 20) \text{ сутки}^{-1} \text{ для мощности } W = 2735 \text{ МВт} \quad (4)$$

Этот результат соответствует вкладам α_i делящихся изотопов:

$$\alpha_5 = 0,538, \quad \alpha_9 = 0,328, \quad \alpha_8 = 0,078, \quad \alpha_1 = 0,056. \quad (5)$$

Результаты и обсуждение

1. Сечение реакции σ_{exp} находилось из соотношения

$$N_\nu = (W/E_f)(4\pi R^2)^{-1}(N_P \gamma \epsilon) \sigma_{exp}. \quad (6)$$

Здесь $W = 2735 \text{ МВт} \pm 0,6\%$ — средняя тепловая мощность, $E_f = 205,4 \text{ МэВ} \pm 0,3\%$ — энергия, поглощаемая в реакторе на акт деления при композиции топлива (5) [19], $(4\pi R^2)^{-1}$, где $R = 14,882 \text{ м} \pm 0,3\%$ — эффективный телесный угол, найденный с учетом распределения энерговыделения в объеме активной зоны реактора. В результате было найдено:

$$\sigma_{exp} = 5,750 \cdot 10^{-43} \text{см}^2/\text{дел.} \pm 1,4\%, (68\% \text{CL}), \quad (7)$$

тогда как ожидаемое сечение для композиции (5) составляет

$$\sigma_{V-A} = 5,824 \cdot 10^{-43} \text{см}^2/\text{дел.} \pm 2,7\%, (68\% \text{CL}). \quad (8)$$

Отношение этих сечений

$$X = \sigma_{exp}/\sigma_{V-A} = 0,987 \pm 1,4\% \pm 2,7\% \quad (9)$$

не зависит уже от вкладов α_i .

Опубликованные ранее результаты измерений сечения реакции (1), а именно "мировое среднее" [2],

$$\sigma_{exp} = 5,90 \cdot 10^{-43} \text{см}^2/\text{дел.} \pm 3,0\%; \quad X = 0,992 \pm 3,0\% \pm 2,7\%$$

и сечение, полученное на Ровенской АЭС с помощью этого же детектора [15]

$$\sigma_{exp} = 5,85 \cdot 10^{-43} \text{см}^2/\text{дел.} \pm 2,8\%; \quad X = 0,985 \pm 2,8\% \pm 2,7\%,$$

хорошо согласуются с результатами (7), (9) настоящей работы.

2. Для степени поляризации H_ν электронных антинейтрино из (2) и (9) следует:

$$H_\nu > 0,96 (68\% \text{CL}). \quad (10)$$

3. Из (3) и (9) следуют ограничения на параметры смешивания нейтрино с массами m_1 и m_2 :

$$\sin^2(2\vartheta) < 8,7 \cdot 10^{-2} (68\% \text{CL}) \text{ для } |m_1^2 - m_2^2| > 2 \text{эВ}^2, \quad (11)$$

и на примесь $|U_{eH}|^2$ "тяжелых" нейтрино (см. подробнее [20]):

$$|U_{eH}|^2 < 2,2 \cdot 10^{-2} (68\% \text{CL}). \quad (12)$$

4. Предоставляемые персоналом АЭС характеристики реактора (тепловая мощность, текущий изотопный состав топлива и др.) непосредственно используются в эксперименте, влияют на его результаты и их интерпретацию. В связи с этим возникает вопрос, в какой мере эти характеристики подтверждаются данными, получаемыми в самом нейтринном эксперименте. Этой проблеме в последнее десятилетие был посвящен ряд специальных исследований (см. [17] и ссылки в ней). Здесь мы ограничиваемся вопросом о мощности реактора.

Заменяя в соотношении (6) σ_{exp} на σ_{V-A} (8) и рассматривая его как уравнение, можно найти мощность W_B^{ν} и сравнить ее с тепловой мощностью W_B , измеряемой штатными средствами контроля реактора:

$$W_B^{\nu} = (2700 \pm 80) \text{МВт}; \quad W_B = (2735 \pm 17) \text{МВт}.$$

Индекс ν указывает, что мощность реактора определена путем измерения интенсивности его нейтринного излучения.

Используя данные, полученные ранее на РАЭС [15,16], можно непосредственно сравнить мощности реакторов в Ровно (R) и Буже (B):

$$W_B^v/W_R^v = 1,003 \times W_B/W_R \pm 1,9\%.$$

Отметим в заключение, что полученные в настоящей работе результаты, описание реакции (1) и распада свободного нейтрона в рамках $V - A$ -взаимодействия, понимание свойств реактора как источника $\bar{\nu}_e$ – согласуются друг с другом в пределах приведенных погрешностей.

Авторы благодарят сотрудников АЭС за помощь и гостеприимство; проф. С.Беляева и проф. М.Фруассара – за полезные обсуждения и внимание к работе. Авторы выражают признательность Д.Монно, М.Аббесу, А.Орибони, А.Вершинскому и м-м Ж.Буше за техническое содействие.

-
1. А.И.Афонин, С.Н.Кетов, В.И.Копейкин и др., ЖЭТФ **94**, 1 (1988).
 2. Л.А.Микаэлян, М.Д.Скорохватов, А.В.Этенко, Письма в ЖЭТФ **47**, 124 (1988).
 3. Е.Х.Ахмедов, А.А.Боровой, Ю.В.Гапонов и др., Письма в ЖЭТФ **46**, 258 (1987).
 4. P.Vogel, Phys. Rev. **D29**, 1987 (1984).
 5. С.А.Фаянс, ЯФ **42**, 929 (1985).
 6. K.Schreckenbach, G.Golvin, W.Geletty et al., Phys. Lett., **B160**, 325 (1985).
 7. A.Hahn and K.Schreckenbach, Phys. Lett. **B218**, 365 (1989).
 8. P.Vogel, Phys. Rev. **C24**, 1543 (1981).
 9. K.Schreckenbach and W.Mampe, J. Phys. **G18**, 1 (1992).
 10. С.Н.Кетов, В.И.Копейкин, Л.А.Микаэлян и др. Письма в ЖЭТФ **47**, 177 (1988).
 11. Ю.В.Климов, В.И.Копейкин, А.А.Лабзов и др. ЯФ **52**, 1574 (1990).
 12. E.Kajfasz, Proc. XXVII Rencontre de Moriond, 1992, p.145.
 13. G.Vidyakin, V.Vyrodov, I.Gurevich et al., J.Moscow Phys. Sos. **1**, 85 (1991).
 14. А.Г.Вершинский, А.А.Мелузов, Л.А.Микаэлян и др., Письма в ЖЭТФ **51**, 82 (1990); *ibid* **53**, 489 (1991).
 15. А.Г.Кувшинников, Л.А.Микаэлян, С.В.Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 259 (1991).
 16. А.Г.Кувшинников, Л.А.Микаэлян, С.В.Николаев и др., ЯФ **52**, 472 (1990).
 17. Ю.В.Климов, В.И.Копейкин, Л.А.Микаэлян и др., Атомная энергия **76**, N2, 130 (1994).
 18. N.E.Holden and M.S.Zucher, Proc. of topical Meeting on Safeguards and Technology, Hilton Heads, South Carolina, 1983.
 19. В.И.Копейкин, Препринт ИАЭ-4305/2, Москва, 1988.
 20. М.Д.Скорохватов, А.В.Этенко, Письма в ЖЭТФ **55**, 421 (1992).