

## НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА РЕАКТОРАХ

*А. А. Боровой*

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

В обзоре рассмотрены особенности проведения нейтринных экспериментов на мощных ядерных реакторах, характеристики нейтринного излучения осколков деления, эксперименты, проведенные в последние годы группой Рейнеса, в том числе исследование обратного  $\beta$ -распада протона и дейтона, поиски нейтральных токов,  $\tilde{\nu}_e - e^-$ -рассеяние. Обсуждаются планируемые эксперименты и возможность практического применения нейтрино для диагностики внутриреакторных процессов.

In the review the peculiarities of the neutrino experiments on powerful nuclear reactors, characteristics of the fission-fragments neutrino radiation and experiments carried out recently by Reines e.a., including the proton and the deuteron inverse  $\beta$ -decay, the search weak neutral current, and  $\tilde{\nu}_e - e^-$ -scattering, are considered. The number of planned experiments and the practical applicability of neutrino for the diagnostics of the reactor processes are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

Первыми источниками нейтрино служили вещества, обладающие естественной радиоактивностью. Так в 1935 г. Намиас исследовал ионизационную способность  $\tilde{\nu}_e$  с помощью источника, который содержит 5 г радия, и получил верхнюю оценку сечения взаимодействия этой частицы с веществом  $\sigma \leq 10^{-31}$  см<sup>2</sup>/электрон [1].

Создание ядерных реакторов позволило использовать несравненно более интенсивные потоки электронных антинейтрино, излучаемых при  $\beta$ -распаде осколков деления. В работах 1953—1960 гг. Рейнес и Коуэн [2—5] впервые наблюдали вблизи от мощного ядерного реактора взаимодействие нейтрино с веществом, после чего гипотетическая частица Паули обрела право «истинной» частицы. Трудность постановки нейтринных экспериментов на реакторах очень велика. Этим объясняется то, что до настоящего времени лишь группа Рейнеса провела цикл таких экспериментов. В них изучались процессы обратного  $\beta$ -распада [6, 7], рассеяние антинейтрино на электроны [8, 9], нейтральные токи [10].

Нейтринные исследования, начиная с 1962 г., стали проводиться на ускорителях высоких энергий, являющихся в основном, источником мюонных нейтрино. С ними связаны важнейшие открытия в физике слабых взаимодействий, в том числе, доказательство различия электронных и мюонных нейтрино [11], открытие нейтральных токов [12] и т. п. В последние годы ведется подготовка нейтринных экспериментов на сильноточных протонных ускорителях (мезонных фабриках) с энергией протонов до 1 ГэВ. В качестве источника  $\nu_e$  с энергией до 53 МэВ предполагается использовать остановившиеся  $\mu^+$ . Энергия мюонных нейтрино оказывается при этом ниже порога рождения мюонов, а ветвь  $\mu^- \rightarrow \mu^- \rightarrow \tilde{\nu}_e$  подавлена захватом отрицательных частиц в толстой мишени [13]. Средняя энергия спектра  $\nu_e$  для мезонных фабрик в десятки раз выше, чем энергия  $\nu_e$ , испускаемых осколками деления в ядерных реакторах. Это существенное обстоятельство, так как сечение взаимодействия нейтрино с веществом быстро растет с энергией  $\nu_e$ , а интенсивность фоновых излучений падает с повышением энергетического порога регистрации. В то же время поток реакторных  $\tilde{\nu}_e$  в месте расположения детекторов в  $10^5$  —  $10^6$  раз превышает расчетную интенсивность нейтринного потока мезонных фабрик.

Успехи экспериментальной нейтринной физики базируются на разработке новых методов регистрации и создании уникальных детекторов. Хорошим примером этого являются исследования естественных источников нейтрино: эксперименты Дэвиса по наблюдению солнечных нейтрино, регистрация нейтрино от космических лучей и т. п.

Если рассматривать перспективы нейтринных исследований на реакторах, то следует сказать, что стремительное развитие атомной техники и методов детектирования позволяет планировать как новые эксперименты (например, по изучению нейтринных осцилляций [14, 15]), так и точные количественные оценки для уже измеренных сечений взаимодействия  $\nu_e$  (см. [16] и ниже). Обсуждается практическое применение нейтрино [17], связанное с топливным циклом ато и проблемами международных гарантий.

В данном обзоре будут рассмотрены ядерные реакторы как источники  $\tilde{\nu}_e$  и специфические особенности постановки нейтринных экспериментов на современных мощных аппаратах. Кратко характеризуются источники фона и методы борьбы с ним. Анализируются последние выполненные и некоторые планируемые эксперименты и описываются детекторы нейтрино. Рассматриваются возможные пути развития нейтринной диагностики внутриреакторных процессов.

## 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТИНЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

**Интенсивность потока  $\tilde{\nu}_e$  от ядерного реактора.** После излучения мгновенных нейтронов и  $\gamma$ -квантов большинство осколков деления все еще переобогащены нейтронами и находятся далеко от области  $\beta$ -стабильных ядер. Среднее число  $\beta$ -распадов, испытываемых обоими осколками деления  $^{235}\text{U}$ ,  $\bar{n} \approx 6$  по данным различных авторов\*. Таким образом, полный поток антинейтрино  $\Phi$  ( $\nu_e/\text{с}$ ), рождаемый в активной зоне реактора, более чем в два раза превышает нейтронный поток. При тепловой мощности аппарата, равной  $W$  Мвт:

$$\Phi = \bar{n} (W/\bar{E}) 10^6 \tilde{\nu} / \approx 1,85 \cdot 10^{17} W \tilde{\nu} / \text{с}, \quad (1)$$

где  $\bar{E}$  — средняя энергия, выделяемая в акте деления  $^{235}\text{U}$ . Для современных промышленных реакторов  $W$  превышает  $10^8$  Мвт, поток антинейтрино  $f$  на расстоянии 10–15 м от центра активной зоны составляет около  $10^{13} \tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Зависимость  $f$  от расстояния до

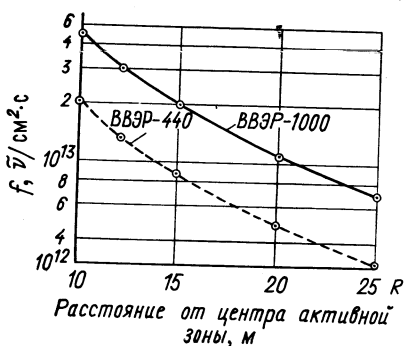


Рис. 1. Поток антинейтрино от реакторов АЭС

центра активной зоны для двух распространенных типов реакторов АЭС: ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 с тепловыми мощностями 1300 и 3000 Мвт приведена на рис. 1.

**Энергетические спектры антинейтрино от осколков деления.** Интерпретация нейтринных экспериментов, проводимых на реакторе, невозможна без знания энергетического спектра  $\nu_e$ , испускаемых осколками деления. Требования к точности определения этого спектра возрастают с переходом от каче-

ственных экспериментов к выяснению количественных соотношений, важных для выбора между различными вариантами теории слабого взаимодействия.

Начнем рассмотрение способов нахождения спектра антинейтрино с расчетной методики, примененной в работах [21–23]. В них предполагается, что продукты деления находятся в состоянии векового равновесия, и суммируются спектры антинейтрино от отдельных осколков. Вклад  $j$ -го изотопа с данными  $Z$  и  $A$  опре-

\*  $\bar{n} = 6,9 \pm 0,4$  [18];  $\bar{n} = 5,9 \pm 0,2$  [19];  $\bar{n} = 5,8 \pm 0,3$  [20];  $\bar{n} = 6,0 \pm 0,1$  [21] (для  $^{239}\text{Pu}$  мы принимаем  $\bar{n} = 5,2 \pm 0,5$  [23]).

деляется его кумулятивным выходом  $Y_j(Z, A)$ , т. е. вероятностью образования данного изотопа как непосредственно в процессе деления, так и за счет  $\beta$ -распада других осколков. Таким образом число антинейтрино, испускаемых в интервале энергий от  $E_{\bar{\nu}}$  до  $E_{\bar{\nu}} + dE_{\bar{\nu}}$  в расчете на одно деление, определяется следующим образом:

$$dN(E_{\bar{\nu}}) = \sum_{j,k} Y_j(Z, A) b_{jK} P_{Kj}(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}}, \quad (2)$$

где  $b_{jk}$  — вероятность распада  $j$ -го изотопа по  $K$ -ветви,  $P_{Kj}(E_{\bar{\nu}})$  — спектральный множитель, учитывающий кулоновскую поправку (переходы считаются разрешенными). Кумулятивный выход каждого изотопа вычислялся суммированием вероятностей независимых выходов  $P(Z)$  \* как самого изотопа, так и материнских изотопов и умножением этой суммы на полный выход  $Y(A)$  — осколков с массовым числом  $A$ . При этом сумма вероятностей всех независимых выходов с данным  $A$  нормируется на единицу, а  $\sum Y(A)$  принимается равной двум. Согласно современным представлениям величины  $P(Z)$  распределены по кривой Гаусса около наиболее вероятного значения заряда  $Z_p$  так, что

$$P(Z) = \exp[-(Z - Z_p)^2/c] / \sqrt{c\pi}, \quad (3)$$

где параметр  $c$  связан со стандартным отклонением распределения  $\sigma$  соотношением  $c = 2(\sigma^2 + 1/12)$ .

В работе [21]\*\* сумма (2) включала 548 ядер, испытывающих  $\beta$ -распад, среди которых содержалось 260 ядер с изученными схемами распада. Для остальных в зависимости от четности материнского и дочернего ядер использовалась одна из четырех схем, полученных усреднением известных данных. Величина  $c$  была выбрана равной 0,84 для всех значений  $A$ . В работе [21] приведен спектр антинейтрино от осколков деления  $^{235}\text{U}$  в диапазоне энергий от 0 до 10 МэВ через каждые 0,5 МэВ. Погрешность для каждой из точек спектра, по оценкам автора, не превышает 10% (рис. 2 и табл. 1).

Из последних данных, в частности, из целого ряда исследований, в которых обсуждается различная зависимость  $Z_p$  и  $c$  от  $A$  (см., например обзоры, [24]), представлялось интересным повторить расчеты спектра антинейтрино, а также, используя эту методику, рассчитать спектр электронов для сравнения его с экспериментальным [25]. Это было сделано в работе [23]. Для каждого значения

\* Независимый выход — вероятность образования данного изотопа непосредственно в процессе деления.

\*\* Она уточняет более раннюю работу [22].

Таблица 1

Энергия $E_{\gamma}$ , МэВ	Число антинейтрино (МэВ·дел) <sup>-1</sup> *			Энергия $E_{\gamma}$ , МэВ	Число антинейтрино (МэВ·дел) <sup>-1</sup> *		
	<sup>235</sup> U [21]	<sup>235</sup> U [23]	<sup>239</sup> Pu [23]		<sup>235</sup> U [21]	<sup>235</sup> U [23]	<sup>239</sup> Pu [23]
0,5	2,58 (0)	—	—	5,5	7,31 (-2)	7,93 (-2)	5,26 (-2)
1	2,18 (0)	—	—	6	4,47 (-2)	4,89 (-2)	3,01 (-2)
1,5	1,67 (0)	1,60 (0)	1,41 (0)	6,5	2,74 (-2)	3,03 (-2)	1,75 (-2)
2	1,35 (0)	1,26 (0)	1,09 (0)	7	1,55 (-2)	1,74 (-2)	9,87 (-3)
2,5	9,63 (-1)	8,82 (-1)	7,63 (-1)	7,5	8,75 (-3)	9,51 (-3)	5,04 (-3)
3	6,82 (-1)	6,61 (-1)	5,66 (-1)	8	4,77 (-3)	4,35 (-3)	2,07 (-3)
3,5	4,65 (-1)	4,65 (-1)	3,80 (-1)	8,5	2,70 (-3)	1,65 (-3)	7,66 (-4)
4	3,06 (-1)	3,22 (-1)	2,52 (-1)	9	1,73 (-3)	8,23 (-4)	3,98 (-4)
4,5	1,94 (-1)	2,04 (-1)	1,48 (-1)	9,5	1,01 (-3)	4,35 (-4)	2,16 (-4)
5	1,17 (-1)	1,30 (-1)	8,97 (-2)	10	5,00 (-4)	1,61 (-4)	8,17 (-5)

\* Степень 10 указывается в скобках.

А выбирались индивидуальные значения  $s$ . Данные по схемам распада использованы из периодической литературы вплоть до июня 1975 г.

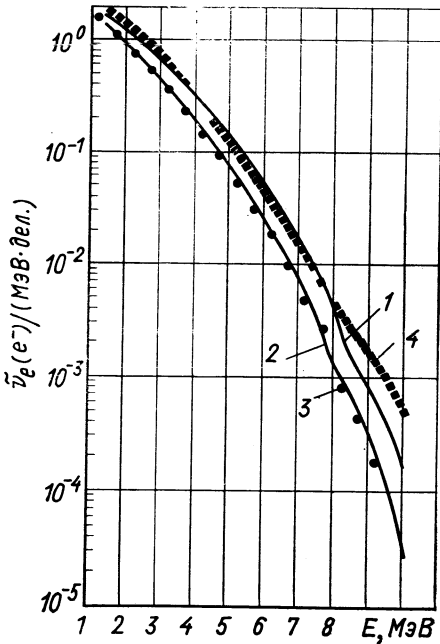
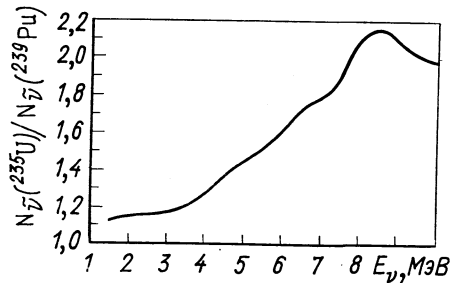


Рис. 2. Расчетные энергетические спектры антинейтрино и электронов от осколков деления <sup>235</sup>U тепловыми нейтронами

Рис. 3. Зависимость расчетного отношения числа антинейтрино, излучаемых осколками при делении <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu тепловыми нейтронами, от энергии антинейтрино



В тех случаях, когда экспериментальные данные о схеме распада отсутствовали, учитывалась одна из трех схем, полученных усреднением вероятностей переходов и энергий возбужденных уровней

в исследованных ядрах. Эти схемы отличались от принятых в работе [21]. Результаты расчетов работы [21] 4, спектры антинейтрино 1 и электронов 2, полученные в работе [23], и экспериментальный спектр электронов 3 приведены на рис. 2. Последний хорошо согласуется с расчетным. Спектры антинейтрино, вычисленные в работах [21, 23], очень близки вплоть до энергии 8 МэВ. Для более высоких  $E_{\bar{\nu}}$  наблюдается расхождение, возрастающее с энергией. Это связано с рядом причин, в том числе с использованием различных схем распада для неисследованных ядер, отличиями в расчетах  $P(Z)$  и т. п. Однако несовпадение спектров не приводит к значительным расхождениям в сечениях нейтринных реакций, так как абсолютная интенсивность жестких антинейтрино мала\*.

В работе [23] впервые было обращено внимание на то, что в результате накопления в активной зоне реактора  $^{239}\text{Pu}$  энергетический спектр получаемых антинейтрино может со временем изменяться. Действительно, проведенный расчет спектров  $\bar{\nu}_e$  и электронов от осколков деления  $^{239}\text{Pu}$  показал, что они существенно мягче аналогичных спектров для  $^{235}\text{U}$ . Зависимость отношения числа антинейтрино с данной энергией  $E_{\bar{\nu}}$ , излучаемых U и Pu ( $N_{\bar{\nu}}(^{235}\text{U})/N_{\bar{\nu}}(^{239}\text{Pu})$ ), от  $E_{\bar{\nu}}$  приведена на рис. 3. Как видно из рисунка, отношение растет с энергией антинейтрино от 1,1 для  $E_{\bar{\nu}} = 1,5$  МэВ до 2—2,1 в области  $E_{\bar{\nu}} \geq 8$  МэВ. Энергетическая зависимость этого отношения была вычислена и в предположении, что для ядер с неизвестными модами распада справедливы схемы, предложенные в работе [21]. Она практически совпала с кривой, представленной на рис. 3. Накопление Pu в активной зоне ядерного реактора, естественно, зависит от типа аппарата, первоначального состава топлива, режима работы и т. п. Для мощных тепловых реакторов АЭС через два года после начала работы оно может достигать около 50% количества  $^{235}\text{U}$ , находящегося в активной зоне. Это обстоятельство приводит к необходимости учета искажения спектра антинейтрино, вызванного присутствием Pu при проведении точных количественных экспериментов.

В заключение обзора работ [21, 23] приведем табл. 1, в которой суммированы сведения о расчетных спектрах антинейтрино.

Попытка восстановления спектра антинейтрино по измеренному экспериментально спектру электронов от осколков деления была сделана Картером и др. [26]. Источником  $\beta^-$ -частиц служила фольга из  $^{235}\text{U}$ , помещенная в поток тепловых нейтронов. Элек-

\* Уже после написания обзора была опубликована работа Авиньона и Гринвуда [78], в которой повторно рассчитан спектр антинейтрино от осколков деления  $^{235}\text{U}$ , на основании последних данных. До энергий  $E_{\bar{\nu}} \leq 7$  МэВ он практически совпадает со спектром из работы [23]. Методика расчета аналогична описанной ранее.

троны регистрируют пластическим сцинтиллятором, перед которым помещают пропорциональный счетчик с тонкими окнами. Такая система регистрации (совпадения между  $dT/dx$  и  $T$ ) позволяет значительно снизить фон от  $\gamma$ -излучения. Полученный  $\beta$ -спектр была аппроксимирован зависимостью

$$N(T) = 3,88 \exp(-0,575T - 0,055T^2) \text{ электрон/(МэВ} \cdot \text{дел)}, \quad (4)$$

где  $T$  — энергия электронов, МэВ.

Функция (4) является наложением многих спектров электронов, испускаемых изотопами с различными  $Z$ . Восстановление спектра антинейтрино было проведено при двух крайних предположениях о значении атомного номера осколков (или  $Z = 32$ , или  $Z = 60$  для всех  $\beta^-$ -излучателей). Обе полученные энергетические зависимости числа  $\tilde{\nu}_e$  от  $E_{\tilde{\nu}}$  приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что они отличаются друг от друга, и это различие возрастает с увеличением энергии антинейтрино. Действительный спектр должен лежать между расчетными кривыми. Вычисленное с помощью этих спектров теоретическое сечение взаимодействия  $\nu_e$  с протоном —  $(6,1 \pm 1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел}$  имело меньшую неопределенность, чем измеренное в эксперименте Рейнеса и Коузана 1959 г. [4] —  $(6,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел}$ . С этой точки зрения восстановление спектра было сделано достаточно хорошо.

В эксперименте Незрика и Рейнеса [6] спектр антинейтрино получен из измеренного спектра позитронов в реакции обратного  $\beta$ -распада:



Кинетическая энергия нейтрона мала (порядка 10 кэВ), и практически всю энергию падающего антинейтрино, за вычетом порога реакции (1,8 МэВ), уносит легкая частица — позитрон. Сечение прямого процесса — распада нейтрона — известно, и это позволяет

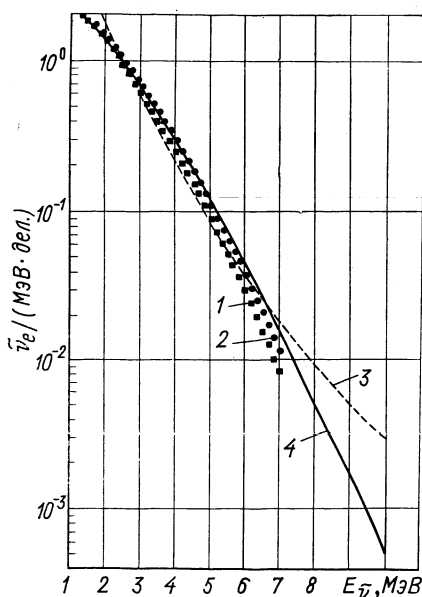


Рис. 4. Восстановление спектра антинейтрино:  
1 и 2 — работа [8]; 3 — работа [6]; 4 — расчетный спектр [21]

вычислить сечение реакции (5) для заданной энергии антинейтрино и восстановить спектр. Точность полученных результатов определяется точностью измерения энергии и эффективности регистрации позитронов. Полученная зависимость интенсивности  $N(E_{\bar{\nu}})$  от энергии была аппроксимирована функцией

$$N(E_{\bar{\nu}}) = 19,4 \exp(-1,28E_{\bar{\nu}} + 0,04E_{\bar{\nu}}^2) \text{ электрон}/(\text{МэВ} \cdot \text{дел}). \quad (6)$$

Для диапазона энергий  $\tilde{\nu}_e$  от 1,8 до 10 МэВ эти результаты представлены в виде графика 4 на рис. 4. Видно, что в области высоких энергий значения  $N_{\bar{\nu}}$ , полученные Незриком и Рейнесом, сильно отличаются от расчетных. Следует отдать предпочтение последним, так как спектр позитронов был измерен в работе [6] с большими погрешностями, особенно для жестких  $e^+$ . Характерно, что в своих дальнейших работах Рейнес с сотр. для обработки экспериментальных результатов использовали расчетный спектр  $\tilde{\nu}_e$ , полученный в [21]. Из сказанного выше следует, что получение точных экспериментальных данных о спектре антинейтрино является весьма актуальной задачей.

**Время установления стационарного спектра.** До сих пор рассматривались спектры осколков деления, находящиеся в состоянии векового равновесия, т. е. стационарные спектры. При пуске реактора или переходе с одного режима работы на другой, уже после стабилизации мощности аппарата, проходит некоторый период времени, в течение которого спектры  $\tilde{\nu}_e$  и  $\beta^-$  нельзя считать установившимися. Представление о запаздывании (оно существенно зависит от выбранного интервала энергий  $\tilde{\nu}_e$ ) можно получить из целого ряда экспериментальных и расчетных работ (см., например, [20, 25, 28]). Так, в работах [20, 25] измерялись спектр и интенсивность электронов в зависимости от времени  $t$ , прошедшего после начала облучения мишени из  $^{235}\text{U}$  в потоке

Таблица 2

$T$ , МэВ	0,5	1,1	1,5	1,9	2,5	3,5	Весь спектр
$t(0,9)$ , мин	180	110	60	35	20	18	180

тепловых нейтронов. Обработанные результаты приведены в табл. 2 ( $t(0,9)$  есть время от начала облучения до достижения 90% стационарной интенсивности излучения;  $T$  есть энергия электронов).

Из тех же работ можно получить данные о нарастании полной интенсивности излучения электронов или антинейтрино: через



10 с — 20%, через 60 с — 50% и через 1 час — 80% стационарного потока. Информация о нестационарных спектрах антинейтринно особенно существенна, если, как это предлагалось в ряде работ, использовать в качестве источника  $\tilde{\nu}_e$  импульсный ядерный реактор (см. ниже). Исследование этих вопросов проведено в работе [28].

**Излучают ли осколки деления нейтрино?** После деления большинство осколков переобогащено нейтронами и сколько-нибудь значительные выходы (скажем, бóльшие  $10^{-3}$  ядер/дел.) протонно-избыточных, а как следствие нейтринно-активных изотопов ожидать нельзя. Пока нейтринные эксперименты на реакторах носили качественный характер, малая примесь  $\nu_e$  к потоку  $\tilde{\nu}_e$  не могла повлиять на результаты. Переход к количественным оценкам и достижению точности до нескольких процентов могут изменить ситуацию. Это видно на примере процесса рассеяния антинейтринно на электроны. Если предположить, что среди осколков деления существует нейтринный излучатель с  $E_{\text{гран}} \approx 13$  МэВ, то при пороге регистрации электронов 3 МэВ  $\sigma_{\nu_e e^-}$  превысит  $\sigma_{\tilde{\nu}_e e^-}$  для осколочного спектра на два порядка. Чувствительны к примеси нейтрино и эксперименты по изучению различия  $\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_e$  (типа эксперимента Дэвиса). Поэтому рассмотрим возможные причины образования нейтринноактивных изотопов при делении и существующие оценки интенсивности их излучения ( $N_\nu$ ).

Появление нейтринных излучателей можно связать с различными механизмами. Так, в силу статистического характера испускания нейтронов, их число для одного из осколков может сильно превысить среднее, и он станет протонноизбыточным. Нейтринный излучатель может образоваться при тройном делении. Наконец, один из осколков может быть сверхобогащенным нейтронами — «необычным» ядром. В этом случае второй осколок, обедненный нейтронами, будет испускать позитроны или захватывать электроны (возможно, испускать протоны). К сожалению, развивающаяся в настоящее время теория «необычных», в частности, сверхплотных или нейтронных ядер (см., например, [29, 30]) еще не дала каких-либо предсказаний о возможности образования таких ядер при делении.

Для бинарного деления оценка  $N_\nu$  может быть сделана на основании методики, описанной выше. В работе [31] найдено, что  $N_\nu \leq 1,5 \cdot 10^{-7} \nu_e/\text{дел}$ . Значение это очень ненадежно. Заряды ядер, испытывающих  $\beta^+$ -распад или электронный захват, превышают  $Z_p$  для данной изобарной цепочки на три — пять единиц. Это приводит к сильной зависимости расчетных выходов от вариации параметров гауссиана. Кроме того, экстраполяция представлений о нормальном характере зарядового распределения в область  $Z - Z_p > 3$  может оказаться непроверенной.

В радиохимических экспериментах систематического поиска осколков деления, способных быть источниками нейтрино, не велось. Кроме того, методика не позволяет обнаружить короткоживущие (высокоэнергетические) излучатели с относительно небольшими выходами.

Исследование позитронной (нейтринной) активности продуктов распада  $^{252}\text{Cf}$ , охватывающее весь спектр осколков, большой диапазон энергий и времен жизни, проведено в экспериментах на спектрометре «Позитрон-20» [31, 32]. Результаты измерений приведены на рис. 5. По оси абсцисс отложена граничная энергия предполагаемого спектра позитронов, а по оси ординат — верхняя оценка интенсивности  $\beta^+$ -частиц.

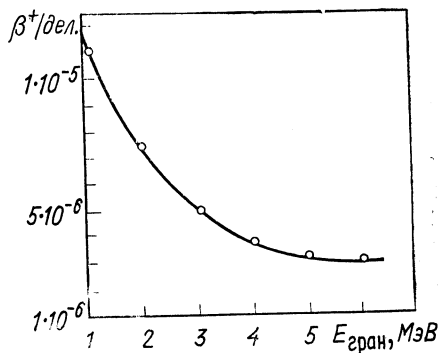


Рис. 5. Верхняя граница интенсивности позитронного излучения осколков деления  $^{252}\text{Cf}$

При расчетах принималось, что  $\beta^+$ -переход идет непосредственно в основное состояние дочернего ядра. Из графика видно, что если нейтринная активность осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  имеет одинаковый порядок, то вкладом этого излучения в исследуемые процессы можно пренебречь.

## 2. ПОСТАНОВКА НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ. ИСТОЧНИКИ ФОНА

**Соотношение эффекта и фона.** Из-за малого сечения взаимодействия антинейтрино с веществом (для осколочного спектра характерное значение сечений  $10^{-43} - 10^{-45} \text{ см}^2$ ) центральным вопросом при постановке экспериментов на ядерных реакторах является соотношение эффекта и фона.

В детекторе с чувствительным объемом  $\sim 1 \text{ м}^3$  при потоке  $f = (2-5) \cdot 10^{13} \text{ } \tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  число взаимодействий антинейтрино составляет сотни и тысячи штук в сутки, т. е. казалось бы достаточно велико. Однако характерное значение отношения  $k = N_{\text{эф}}/N_{\text{фон}}$  для обычного детектора такого объема лежит в пределах  $10^{-2} - 10^{-4}$ . Эффект можно выделить, если достаточно часто чередовать его измерения с измерениями фона, а такой возможности при работе на промышленных аппаратах, как правило, не представляется. Непрерывная работа реактора длится месяцами, и достижимая стабильность аппаратуры позволяет количественно измерить эффект, если его значение превышает  $\sim 0,1$  от фона. Для этого в нейтринных экспериментах (выпол-

ненных и проектируемых) выбираются детекторы со сравнительно небольшим чувствительным объемом (10—100 л), — их легко защитить от внешнего излучения и изготовить из особо чистых материалов. Одновременно увеличивают энергетический порог регистрации продуктов реакции и используют все возможные критерии отбора полезных событий. Тем самым удается выделить эффект, но за счет сведения его абсолютного значения к нескольким отсчетам за сутки. В настоящее время только для процесса  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  с большим (для нейтринной физики) сечением ( $10^{-43}$  см<sup>2</sup>) для хорошо защищенного детектора с активным объемом 250 л предполагается получить  $k = 3-5$  без существенной потери в эффективности регистрации полезных событий (см. [33] и разд. 7 настоящей работы).

Несколько лет назад было предложено использовать для нейтринных исследований импульсный ядерный реактор — генератор нейтрино [34, 35]. Основная идея разработки такой установки подчинена цели существенного улучшения соотношения эффекта и фона. Она достигается созданием кратковременных, но весьма интенсивных потоков  $\bar{\nu}_e$ , возникающих при  $\beta$ -распаде осколков деления. Импульсный режим работы (предполагалось, что при длительности нейтронного импульса 0,5 с эффективная продолжительность антинейтринного импульса за счет распада осколков составит 10—20 с, частота повторения вспышек — десять раз в сутки, а интегральный поток антинейтрино за импульс на детектор  $J = 2 \cdot 10^{16}$   $\bar{\nu}/\text{см}^2$  дает еще два преимущества:

- 1) измерения эффекта и фона проводятся с очень малым разрывом по времени, что существенно снижает требования к стабильности аппаратуры;
- 2) измерения могут вестись при фактически неработающем реакторе за счет разности времен нейтронного и нейтринного импульсов.

В этих работах содержится также предложение загрузить аппарат изотопом  ${}^7\text{Li}$ , который, захватывая часть нейтронов, становится источником жестких антинейтрино (граничная энергия спектра 13 МэВ). При этом импульсные характеристики генератора даже улучшаются (период полураспада  ${}^8\text{Li}$  составляет 0,8 с). Форма  $\beta$ -спектра  $\text{Li}$ , в отличие от спектра реакторных антинейтрино, хорошо известна. Несомненно, что практическое осуществление этой идеи позволило бы существенно продвинуться в изучении физики электронных нейтрино.

**Фон, связанный с работой реактора.** По характеру источников фон удобно подразделить на ряд компонент:

- 1) фон, связанный с работой реактора;
- 2) фон, вызванный космическим излучением;
- 3) фон от естественной радиоактивности материалов установки.

Ограничимся здесь кратким описанием этих компонент и способов их подавления в нейтринных экспериментах. Следует отметить, что успешная разработка таких способов позволила сильно продвинуться в решении других задач ядерной физики и смежных областей, связанных с низкофоновыми измерениями.

В экспериментах с  $\tilde{\nu}_e$  уменьшение фона нейтронов и  $\gamma$ -квантов, излучаемых работающим реактором, требует помимо биологической сооружения сложной дополнительной защиты. Если предположить, что в помещении, где проводится нейтринный эксперимент, доза облучения быстрыми нейтронами ( $\approx 1$  МэВ) для обслуживающего персонала в 100 раз меньше предельно допустимой, т. е. составляет 0,05 бэр/год, то произведение сечения взаимодействия этих нейтронов с водородом  $\sigma_{np}$  на их поток  $f_n$  все еще в  $10^5 - 10^6$  раз превышает  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_p} f_{\tilde{\nu}}$ , несмотря на значительный поток антинейтрино  $(1-5) \cdot 10^{13} \tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ . Эти несколько порядков преимущества должны быть компенсированы дополнительной защитой.

Выбор такой защиты подробно описан Незриком и Рейнесом [6]. Контроль фона производили сцинтилляционным спектрометром с большим кристаллом иодистого натрия. При работающем реакторе измерялся спектр  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий от 0,2 до 8 МэВ, как функция толщины  $l$  свинцовой защиты, окружающей кристалл. Было найдено, что существенный эффект подавления фона достигается при  $0 \leq l \leq 20$  см. Дальнейшее увеличение толщины слабо влияло на интенсивность  $\gamma$ -излучения. Поэтому было решено остановиться на значении  $l = 30-40$  см и использовать дополнительную нейтронную защиту — бор и парафин. Энергетический спектр  $\gamma$ -излучения, регистрируемого кристаллом NaI(Tl) (объем кристалла  $\sim 5$  л) при включенном и выключенном реакторе и различных композициях защиты, приведен на рис. 6.

Создание защитного домика позволило уменьшить интенсивность счета иодистого натрия в области мягких энергий ( $\leq 1$  МэВ) в  $\sim 400$  раз, а в области энергий, больших 6,5 МэВ, в  $44 \cdot 10^3$  раз. Включение реактора увеличивало число импульсов от  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma < 3$  МэВ приблизительно на 10%. В результате принятых мер компонента фона, связанная с работой реактора, стала меньше других. В области  $E_\gamma > 3$  МэВ фон определялся естественной радиоактивностью материалов установки, а для более высоких энергий — космическим излучением. С последней компонентой можно связать существенную часть фона нейтринного детектора при регистрации частиц с энергией больше 3 МэВ.

**Фон, вызванный космическим излучением\*.** Первичное излучение, приходящее из космоса на границу земной атмосферы, быстро

\* Подробнее см. в работе [36].

поглощается в воздухе и рождает при взаимодействиях вторичные частицы. Удобно выделить три группы таких частиц:

- 1) электроны и  $\gamma$ -кванты (мягкая компонента);
- 2) ядерно-активные частицы (нуклонная компонента);
- 3) положительные и отрицательные мюоны (жесткая компонента).

Мягкая компонента поглощается в относительно небольших толщинах пассивной защиты (10—15 см Рв). Для поглощения

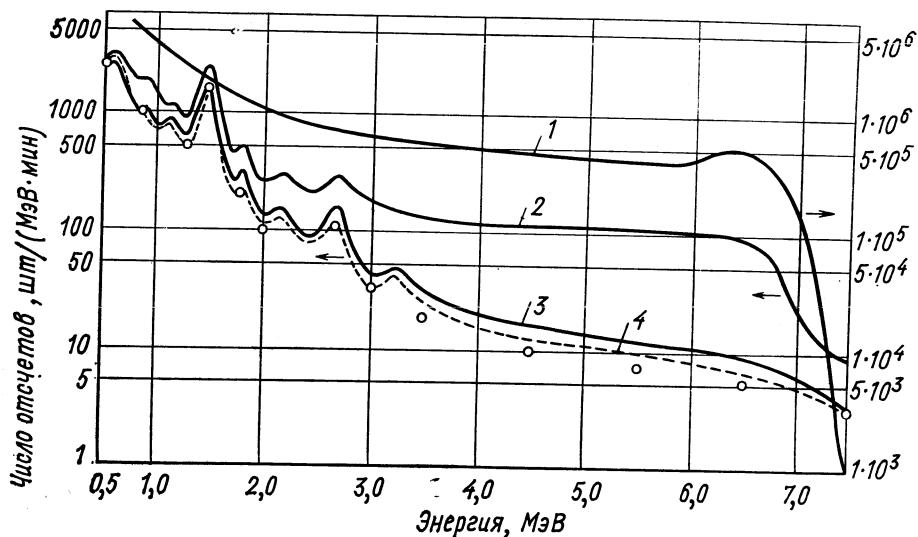


Рис. 6. Спектр фона кристалла подистого натрия вблизи реактора:

1 — реактор работает, специальной защиты нет (правая шкала); 2 — реактор работает, детектор защищен свинцом ( $l = 30 \div 40$  см); 3 — реактор работает, свинцовая и нейтронная защита; 4 — реактор не работает, свинцовая защита; точки — реактор не работает, полная защита

ядерно-активных частиц требуется глубина 15—20 м водного эквивалента (средний пробег этой компоненты в грунте  $200 \text{ г/см}^2$  и свинце  $300 \text{ г/см}^2$ ). Поэтому, если представляется возможность, детектор нейтрино стремятся углубить под землю, например, расположить под реактором. На уровне моря именно с нуклонной компонентой связан основной поток нейтронов (около 90%). Нейтроны могут прийти в установку из внешней среды или образоваться непосредственно в самом детекторе, защите или конструкционных материалах. В обычных условиях поток нейтронов космического происхождения у поверхности земли составляет  $(1-5) \cdot 10^{-3}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , что в несколько раз превосходит поток, связанный с естественной радиоактивностью земных пород.

Для уменьшения нейтронного фона применяются вещества, хорошо замедляющие нейтроны (вода, парафин, полиэтилен и т. п.), и вещества, активно их поглощающие (литий, бор, кадмий). Слой парафина толщиной 0,5 м ослабляет поток космических нейтронов на уровне моря почти в 5 раз [37].

Основной способ подавления мезонного фона — это система антисовпадений, являющаяся активной защитой. Детекторами в ней обычно используют счетчики Гейгера — Мюллера, черенковские и сцинтилляционные счетчики. С развитием сцинтилляционной методики для систем антисовпадений стали широко применяться баки с жидким сцинтиллятором. Возможность подавления космического фона системой антисовпадений с жидким сцинтиллятором подробно изучалась группой Рейнеса [38]. Результаты предполагалось использовать для конструирования детекторов нейтрино высоких энергий.

Основной сцинтилляционный счетчик объемом 50 л, окруженный десятисантиметровой свинцовой защитой, погружался на дно бака, содержащего 1500 л жидкого сцинтиллятора. Сверху устанавливали пассивную защиту. Регистрировали частицы, оставившие в счетчике энергию больше 10 МэВ. Тем самым устраняли эффекты, связанные с естественной радиоактивностью. Полный коэффициент подавления фона при толщине пассивной защиты около 0,6 кг/см<sup>2</sup> был равен 10<sup>4</sup>, что соответствовало счету фона в 1 л основного детектора 4,4·10<sup>-5</sup> шт/с.

Это значение интересно сравнить с интенсивностью счета полезных событий при регистрации ( $\bar{\nu}_e - e^-$ )-рассеяния. Для  $T > 3$  МэВ в 1 кг пластического сцинтиллятора число электронов отдачи составляет 10<sup>-6</sup> шт/с. Поэтому обнаружение эффекта в экспериментах [9] потребовало мобилизации буквально всех возможных способов подавления фона.

Взаимодействуя с веществом детектора, мезонная компонента рождает нейтроны (доля этих нейтронов невелика и составляет на уровне моря 5—7% полного числа космических нейтронов). Время их жизни в установке может достигать сотен микросекунд и для достаточно больших детекторов простое удлинение запрещающего импульса может привести к значительной потере эффективности. Если все же нейтроны необходимо исключить, то для наземной лаборатории можно воспользоваться тем, что 80% из них образуется при захвате остановившихся  $\mu^-$ -мезонов [39]. Выделение таких мезонов по отношению к прошедшим достигается введением дополнительных антисовпадений между нижними и верхними защитными счетчиками. Электронная схема блокирует детектор на значительное время при регистрации остановившегося мезона. Эта мера позволяет сделать детектор нечувствительным к квантам  $\mu\gamma$ -реакции, но не предохраняет от фона, связанного с образованием радиоактивных ядер при захвате нейтронов и  $\mu^-$ -мезонов.

В высокоэнергетическую область фона могут давать вклад как сами ионизирующие частицы, так и каскады  $\gamma$ -квантов, рождаемых при прохождении мезонов через вещество. Они могут генерироваться в близких к детектору слоях защиты или конструктивных материалах, создавая «внутреннюю» мягкую компоненту космического излучения. Такие каскады особенно опасны для экспериментов, в которых регистрируются совпадающие события. Так, в работе [40] исследовалась возможность обнаружения реакции обратного  $\beta$ -распада  $\bar{\nu}_e + A(Z, N) \rightarrow \beta^+ + A(Z - 1, N + 1)$  в случае, когда не рождается свободный нейтрон. Отбор полезных событий предполагалось вести по тройным совпадениям между импульсами от детектора позитронов и двух счетчиков аннигиляционных  $\gamma$ -квантов. Эксперименты, поставленные на промышленном реакторе, не были выполнены. Это произошло из-за большого фона тройных совпадений, не связанного с работой реактора. Проведенные исследования и расчеты показали, что почти все  $(89 \pm 13)\%$  фоновые события происходят менее чем через 0,2 мкс после прохождения через установку космического мюона. Авторы связывают их с каскадами  $\gamma$ -квантов, образующихся в пассивной защите (20 см свинца и 10 см борированного парафина) при прохождении  $\mu$ -мезона. Они приходят к выводу, что только с высокоэффективной системой антисовпадений, полностью окружающей пассивную защиту, возможно подавить этот фон, препятствующий наблюдению реакции.

Для эффективного подавления мягкой и жесткой компонент в ряде работ предлагается конструировать защиту следующим образом. Внешний слой пассивной защиты, поглощающий мягкую компоненту, окружает активную защиту. Последняя должна иметь максимально возможную эффективность. Затем идет второй слой пассивной защиты, непосредственно примыкающий к детектору. При этом рожденные мюонами во внутренней пассивной защите каскады  $\gamma$ -квантов исключаются системой антисовпадений, зарегистрировавшей мезон. Каскады же, образованные мюонами, прошедшими вне активной защиты, задерживаются вторым слоем пассивной защиты.

Установка, использованная в работе [9] для изучения  $(\bar{\nu}_e - e^-)$ -рассеяния, приведена на рис. 7. Внутренняя часть детектора, состоящая из пластика и NaI(Tl), окружена слоями свинца (7,6—10,8 см) и кадмия и помещена в бак, содержащий 2200 л жидкого сцинтиллятора, служащего активной защитой. Дальше следует свинцовая защита, бетон и вода — внешний слой пассивной защиты.

**Фоны, связанные с естественной радиоактивностью материалов.** Естественные радиоактивные элементы находятся в рассеянном состоянии во всех материалах детектора, защиты, в воздухе и т. п. Среди них  $^{40}\text{K}$  и члены семейства  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  вносят наибольший

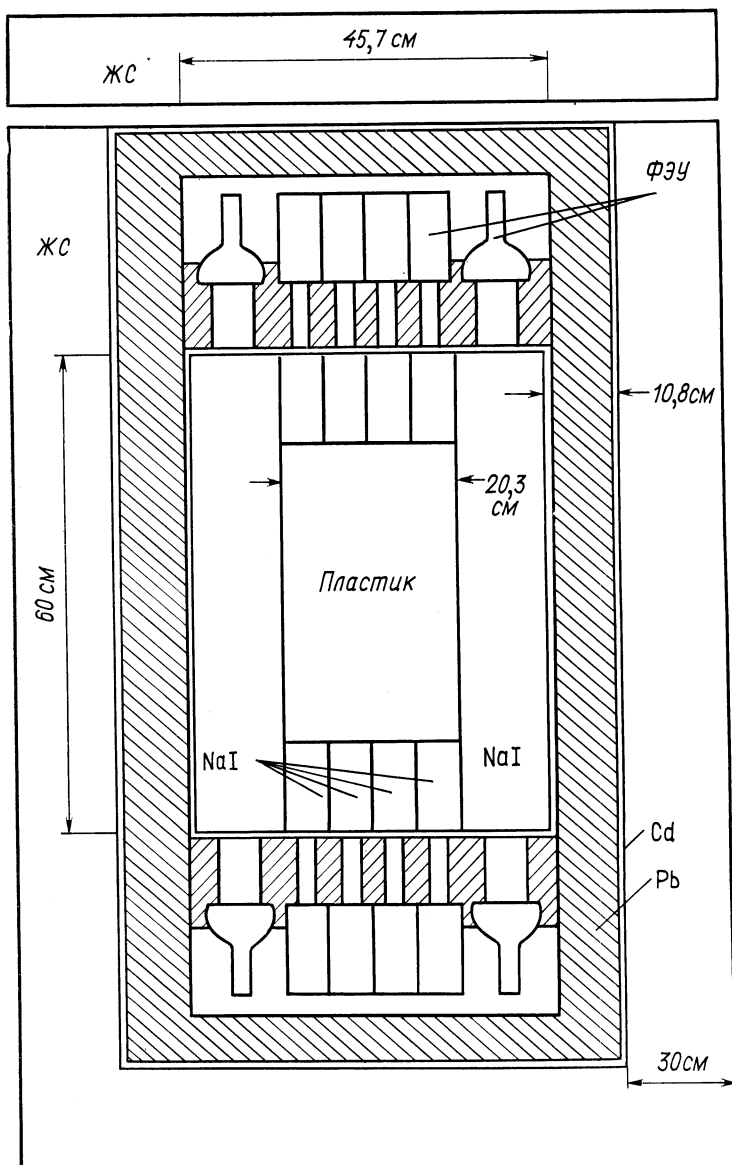


Рис. 7. Схема детектора [9]



вклад в интересующую нас область энергий фоновых излучений. Один грамм естественного калия излучает за 1 с 3,5  $\gamma$ -кванта с энергией 1,46 МэВ и около 28  $\beta$ -частиц с максимальной энергией 1,3 МэВ, в результате распада содержащегося в нем  $^{40}\text{K}$ . При переходе  $^{238}\text{U}$  в  $^{206}\text{Pb}$  выделяется полная энергия 52 МэВ, которая уносится восемью  $\alpha$ -частицами, шестью  $\beta$ -частицами и испускающимися последовательно с ними  $\gamma$ -квантами. Только при распаде одного из членов цепочки  $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$  излучаются  $\gamma$ -кванты с энергией, превышающей 1 МэВ. Наиболее интенсивные линии этого перехода: 1120, 1764 и 2204 кэВ. В цепочке распада, начинающейся с  $^{232}\text{Th}$  и кончающейся стабильным  $^{208}\text{Pb}$ , реализуется энергия 43 МэВ и испускаются шесть  $\alpha$ - и четыре  $\beta$ -частицы. Наиболее интенсивные  $\gamma$ -линии с энергией больше 1 МэВ: 1620 кэВ и  $2614 + 583$  кэВ ( $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ ).

Спектр фона хорошо защищенного (пассивная и активная защита) кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  и спектры отдельных компонент, дающих вклад в этот фон: космических мюонов, естественной радиоактивности  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  — приведен на рис. 8. В диапазоне от 4 до 8,8 МэВ наблюдаются пики от  $\alpha$ -частиц внутренних загрязнений кристалла.

Меры, применяемые для уменьшения фона естественной радиоактивности, включают использование чистых материалов в детекторе и защите. Рекомендации по их выбору содержатся в большом числе работ [41—43 и др.].

В большинстве экспериментов с реакторными антинейтрино используются сцинтилляционные детекторы. Органические сцинтилляторы жидкие и пластические содержат значительно меньше радиоактивных загрязнений, чем неорганические кристаллы. Поэтому в экспериментах группы Рейнеса при изучении ( $\bar{\nu}_e - e^-$ )-рассеяния, когда регистрируемой частицей является одиночный электрон и особенно важно иметь малый фон от радиоактивных загрязнений материалов детектора, в качестве мишени был использован пластический сцинтиллятор. При этом пришлось пойти на значительное усложнение детектора, так как было необходимо подавить фон от процесса  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . (Для органического сцинтиллятора сечение взаимодействия реакторных антинейтрино с протоном в шесть раз больше, чем сечение ( $\bar{\nu}_e - e^-$ )-рассеяния, отнесенное к группе СН.) Такой сцинтиллятор, как иодистый натрий, по многим своим свойствам мог бы стать прекрасным материалом для регистрации рассеяния антинейтрино на электроны. Он обладает гораздо лучшим энергетическим разрешением, чем пластик. Фон от обратного  $\beta$ -распада на ядрах натрия и иода, по оценкам, значительно меньше величины эффекта.

Возможности снижения фона от радиоактивных загрязнений кристаллов  $\text{NaI(Tl)}$  и использования их для детектирования

( $\nu_e - e^-$ )-рассеяния обсуждаются в работах [44, 45]. В них исследованы фоновые характеристики спектрометра, состоящего из цилиндрических кристаллов иодистого натрия (диаметр 70 мм,

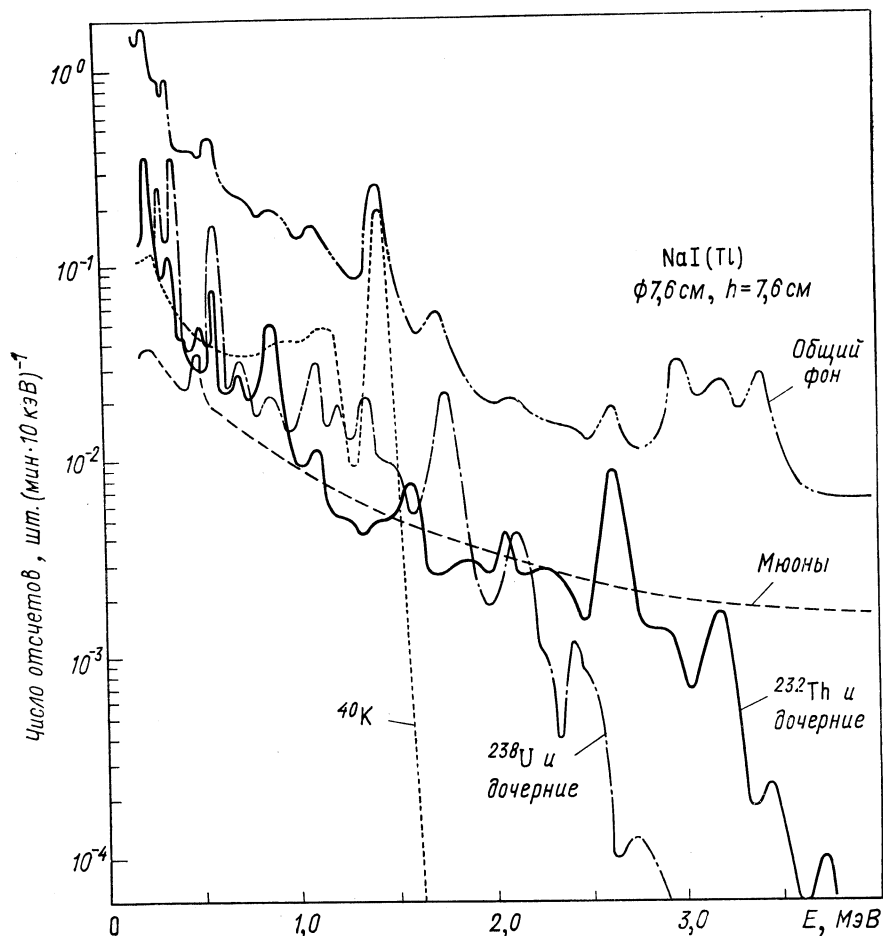


Рис. 8. Энергетический спектр отдельных компонент и полного фона кристалла иодистого натрия

длина 400 мм). Общая масса чувствительного материала детектора составляет в работе [44] 200 кг, а в работе [45] — 730 кг.

Значительное снижение фона в области энергий 3—8 МэВ было достигнуто методом разделения по форме импульсов от  $\alpha$ -частиц радиоактивных загрязнений и электронов от внешнего облучения. Этот метод позволяет уменьшить вклад  $\alpha$ -частиц в фон практически

без изменения эффективности регистрации электронов. Так, в работе [45]  $\alpha$ -компонента подавлялась в 100 раз при потере не более, чем 1% в эффективности регистрации электронов. Как отмечают авторы, метод анализа импульсов по форме, примененный индивидуально, для каждого из кристаллов, позволит сделать  $\alpha$ -компоненту фона практически несущественной. Работы по совершенствованию спектрометра будут продолжены.

Еще один тип сцинтиллятора для изучения процесса рассеяния антинейтрино на электронах, разрабатываемый в настоящее время, содержит в качестве растворителя гексафторбензол ( $C_6F_6$ ) (см. работы [46, 47]). Это один из наиболее радиационно чистых материалов [48], в котором фон обратного  $\beta$ -распада можно связать только со сцинтиллирующими добавками, если они содержат водород.

### 3. ОБРАТНЫЕ $\beta$ -ПРОЦЕССЫ

**Общие вопросы.** Рассмотрение реакций, индуцируемых антинейтрино, начнем с процессов, обратных  $\beta$ -распаду. Это — обратный  $\beta$ -распад

$$\tilde{\nu}_e + A(Z, N) \rightarrow e^+ + A(Z-1, N+1); \quad (7)$$

прямая реакция

$$A(Z-1, N+1) \rightarrow A(Z, N) + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (8)$$

и вынужденный захват орбитального электрона

$$\tilde{\nu}_e + e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z-1, N+1). \quad (9)$$

Для моноэнергетических  $\tilde{\nu}_e$  сечение процесса (7) дается выражением

$$\begin{aligned} \sigma(T, Z) &= S \frac{2\pi^2 \ln 2}{(ft) c} \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^3 F(T, Z) (T+1) \sqrt{(T+1)^2 - 1} = \\ &= S \frac{2,63 \cdot 10^{-41}}{(ft)} F(T, Z) (T+1) \sqrt{(T+1)^2 - 1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $S$  — спиновый статистический множитель, равный  $(2I_k + 1)/(2I_n + 1)$ ;  $I_n$  — спин начального,  $I_k$  — конечного ядра;  $T$  — кинетическая энергия вылетающего позитрона, связанная с  $E_{\tilde{\nu}}$  и порогом реакции  $\Delta$  соотношением  $T = E_{\tilde{\nu}} - \Delta$  в свою очередь  $\Delta = (M_n - M_k) + 1$ ;  $M_n$  и  $M_k$  — массы начального и конечного ядер; энергии и массы даются в единицах  $m_e c^2$ ;  $F(T, Z)$  — функция, учитывающая кулоновское взаимодействие в конечном состоянии. Ее значения протабулированы в работе [49];  $(ft)$  — приведенный период полураспада прямой реакции.

Для иллюстрации значений  $\sigma(T, Z)$ , получаемых в реакторном спектре антинейтрино, на рис. 9, а приведены графики, взятые из [50]. Расчеты выполнены для ядер с  $Z$  от 20 до 90. По оси ординат отложены значения приведенного сечения  $[\sigma(T, Z)(ft)]/S$ . По оси

абсцисс — граничная кинетическая энергия  $T_0\beta^-$ -частиц перехода  $A(Z - 1, N + 1) \rightarrow A(Z, N)$ . При вычислениях спектр антинейтрино взят из работы [6].

Индукцированный электронный захват, о возможности которого впервые упоминал Ферми [51], был подробно рассмотрен в работе [50]. Он отличается рядом особенностей. Стабильный атом поглощает падающее антинейтрино плюс электрон с одной из оболочек

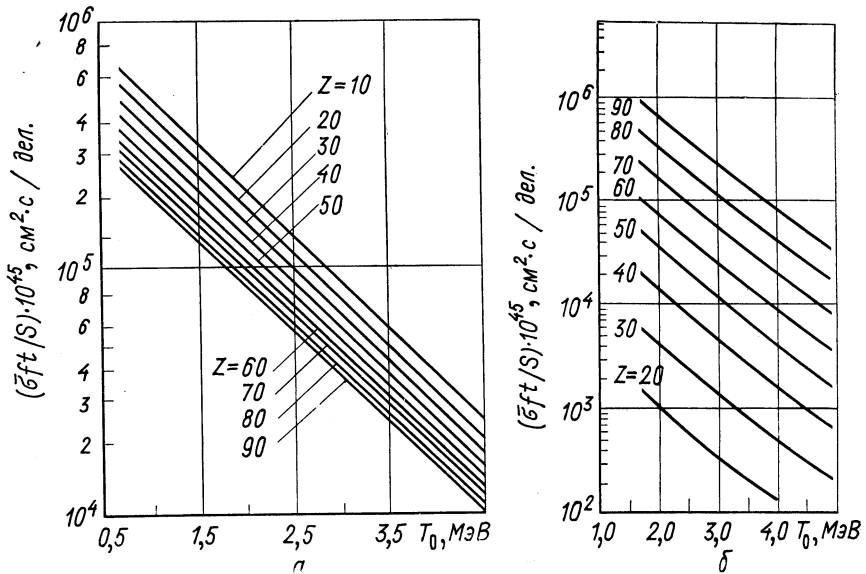


Рис. 9. Приведенные сечения обратного  $\beta$ -распада ядер (а) и индуцированного электронного захвата (б)

и превращается в атом с вакансией на соответствующей оболочке. Процесс может происходить только под действием антинейтрино с определенной, резонансной энергией  $E_{\bar{\nu}}^{(рез)}$ , так как идет между состояниями атомов, относящихся к дискретному спектру. Если ядро  $A(Z - 1, N + 1)$  образуется в основном состоянии, то  $E_{\bar{\nu}}^{(рез)} = T_0 + E_i$ , где  $T_0$  — граничная энергия  $\beta$ -спектра в распаде ядра (8), а  $E_i$  — энергия связи электрона. Переход может происходить и на возбужденные уровни конечного ядра, тогда  $E_{\bar{\nu}}^{(рез)}$  увеличивается на  $E_\gamma$  — энергию возбужденного уровня.

Из сравнения реакций (7) и (9) видно, что энергетический порог для вынужденного захвата электрона лежит на  $2m_e c^2$  ниже, чем для процесса обратного  $\beta^-$ -распада.

Для разрешенного перехода сечение процесса (9) можно записать, как

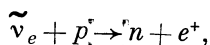
$$\sigma = 4,18 \cdot 10^{-41} g_0^2 \frac{\rho(E_{\tilde{\nu}}^{\text{рез}})}{ft} \text{ см}^2, \quad (11)$$

где  $\rho(E_{\tilde{\nu}}^{\text{рез}})$  — число  $\tilde{\nu}_e$  в области резонанса, рассчитанное на интервал энергий 1 МэВ и отнормированное так, что  $\int_0^{\infty} \rho(E) dE = 1$ ;  $g_0^2$  для тяжелых ядер с хорошей точностью равно  $4(Z/137)^3$ .

Сечения для осколочного спектра антинейтрино [6] и различных ядер ( $Z = 20-90$ ) приведены на рис. 9, б. Из него видно, что с увеличением  $Z$  вероятность вынужденного электронного захвата быстро растет и в области  $Z \geq 60$  начинает превышать вероятность обратного  $\beta$ -распада. Возможно, что этот процесс окажется полезным при исследовании мягких  $\tilde{\nu}_e$ . Дэвис [52] обратил внимание, что реакция такого типа  $\tilde{\nu}_e + {}^{209}\text{Bi} + e^- \rightarrow {}^{209}\text{Pb}$ , обладающая очень низким порогом (0,64 МэВ), будет особенно интересна для поисков антинейтринной активности Земли.

В настоящее время технические трудности наблюдения процесса (9) очень велики, так как о факте резонансного захвата можно судить лишь по появлению рентгеновского излучения в  $A(Z-1)$  и по  $\gamma$ -квантам для образования конечного ядра в возбужденном состоянии.

**Взаимодействие антинейтрино с протоном.** Особое место среди нейтринных процессов занимает реакция



обратная  $\beta^-$ -распаду нейтрона, в которой впервые было зарегистрировано нейтрино. В работах Рейнса, Коуэна и их сотр., а затем Незрика и Рейнса последовательно уточнялось значение  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_p}$  в потоке антинейтрино от мощного реактора:

1953 г. — обнаружение процесса (5);

1959—60 гг. — первые количественные результаты:

$$\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_p} = (1,2_{-0,4}^{+0,7}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2; \quad \bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_p} = (1,1 \pm 0,26) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2;$$

1966 г. —  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_p} = (0,94 \pm 0,13) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$ .

Работы 1953—1960 г.г. многократно описывались и, мы более подробно остановимся на работе 1966 г. [6].

Установка, на которой проводили измерения, схематически изображена на рис. 10. Центральная часть ее представляет из себя цилиндр, содержащий 3,2 л жидкого сцинтиллятора (ЖС) на основе декалина, загруженного соединением гадолиния (24 г/л). Цилиндр просматривался тринадцатью фотоумножителями, рас-

положенными по его боковым сторонам. С торцов к цилиндру примыкали два кристалла NaI(Tl) диаметром 29 и высотой 7,6 см. Каждый из них просматривался семью ФЭУ. Выбор пассивной защиты для установки был описан ранее. Под действием антинейтринно происходил обратный  $\beta$ -распад на протонах жидкого

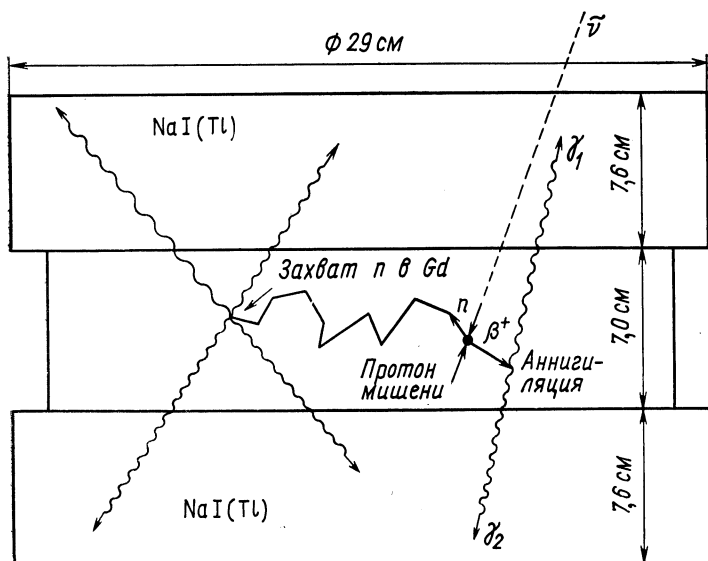


Рис. 10. Схема установки [6]

сцинтиллятора и образовывались нейтрон и позитрон. Последний практически мгновенно аннигилировал на два  $\gamma$ -кванта ( $E_\gamma = 510$  кэВ), которые можно зарегистрировать в кристаллах иодистого натрия. Энергия самого позитрона регистрировалась в жидком сцинтилляторе. После некоторого времени замедления и диффузии нейтрон, не покинувший ЖС, захватывался гадoliniем. В результате ( $n, \gamma$ )-реакции испускались, в среднем, четыре  $\gamma$ -кванта с энергией 2 МэВ каждый. Они также могли взаимодействовать в сцинтилляторах.

При отборе полезных событий использовались следующие критерии:

- 1) энергия первой частицы, зарегистрированной ЖС, должна превышать 0,5 МэВ;
- 2) этот сигнал совпадает с сигналами от двух кристаллов NaI, соответствующих энергий ( $0,51 \pm$  разрешение кристалла МэВ);
- 3) потерянная во всех сцинтилляционных счетчиках энергия от частиц второго события превышает 0,75 МэВ;

4) второе событие должно произойти в интервале от 2,8 до 50 мкс после первого. Среднее время жизни нейтронов в сцинтилляторе составляло  $\sim 8$  мкс. Поэтому подавляющее большинство их ( $92 \pm 1\%$ ) захватывалось за время меньше 50 мкс после образования. В эксперименте временной интервал (2,8—100 мкс) после первого события разбивался на две группы по 50 мкс. Импульсы, попавшие во вторую группу, позволяли оценить фон случайных совпадений;

5) для окончательного отбора сигналы выводились на экран осциллоскопа. События, в которых был зарегистрирован более чем один кандидат в «нейтроны» или «позитроны», отбрасывались.

Таблица 3

Полезное событие	Детектор и энергетический диапазон регистрации частиц, МэВ	Счет событий, шт/мин	
		Реактор выключен	Реактор включен
Первое событие (позитронно подобное)	NaI (№ 1) (0,46÷0,56)	240	250
	NaI (№ 2) (0,46÷0,56)	200	250
	Органический сцинтиллятор (> 0,4)	1100	1300
	Совпадения NaI (№ 1) NaI (№ 2)		1
	Тройные совпадения (первое событие)	(5,6±0,3) шт/ч	(28,2±0,7) шт/ч
Второе событие (нейтронно подобное)	NaI (№ 1) или NaI (№ 2) (> 0,75)	850	1000
	Органический сцинтиллятор (> 0,75)	650	760
Первое+второе события	Весь детектор. Критерии отбора 1—5. Регистрация второго события в интервале (2,8—50) мкс после первого	0,073 шт/ч	0,308 шт/ч
	Весь детектор. Критерии отбора 1, 2, 3, 5. Регистрация второго события в интервале (50—100) мкс после первого (фон случайных совпадений).	0,039 шт/ч	0,087 шт/ч
	Весь детектор. Критерии отбора 1÷5 Коррелированные события	0,034 шт./ч (фон)	0,221 шт./ч (эффект+фон)
		Эффект (0,187±0,021) шт./ч	

Введение этих критериев позволило значительно уменьшить фон (табл. 3). Из таблицы видно, что в фон дают вклад случайные и коррелированные (первое и второе события генетически связаны) совпадения. При неработающем реакторе последние составляют 18% эффекта, а случайные совпадения — 21%.

Сечение взаимодействия  $\tilde{\nu}_e$  с протоном, усредненное по спектру реакторных антинейтрино, было получено из соотношения

$$\bar{\sigma}_{\text{экспер}} = R / (3600 f N \bar{\xi}),$$

где  $R$  — скорость счета полезных событий ( $0,187 \pm 0,021$ ) шт/ч;  $f$  — поток антинейтрино —  $7,2 \cdot 10^{13} \tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ ;  $N$  — общее число протонов в мишени —  $2,56 \cdot 10^{26}$ ;  $\bar{\xi}$  — средняя эффективность регистрации, равная  $0,030 \pm 0,002$ .

Полученный результат  $\sigma_{\text{экссп}} = (0,94 \pm 0,13) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$ . Перейдем теперь к оценке этого сечения, используя формулу (10). В потоке моноэнергетических антинейтрино

$$\sigma_{\tilde{\nu}p} = \frac{2,63 \cdot 10^{-41}}{(ft)_n} (T + 1) \sqrt{(T + 1)^2 - 1}. \quad (12)$$

Для получения  $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$  и сравнения его с экспериментом необходимо провести усреднение этого сечения по спектру падающих антинейтрино  $N(E_{\tilde{\nu}})$  \*. Таким образом, в  $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$  входят два экспериментальных параметра — период полураспада нейтрона и  $N(E_{\tilde{\nu}})$ .

В эксперименте Незрика и Рейнеса спектр антинейтрино был получен из измеренного спектра позитронов (см. выше), а период полураспада  $t_n = (11,7 \pm 0,3)$  мин взят из работы [53]. При этом вычисленное сечение с хорошей точностью совпало с экспериментальным  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = (1,07 \pm 0,07) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$  и  $\alpha = \bar{\sigma}_{\text{экс}} / \bar{\sigma}_{\text{теор}} = 0,88 \pm 0,13$ .

За прошедшее десятилетие величина  $t_n$  подвергалась дальнейшему уточнению. Так, в работах по определению периода полураспада нейтрона, выполненных Кристенсенем и др., даны следующие значения: 1967 г.  $t_n = (10,78 \pm 0,16)$  мин [54] (предварительный результат); 1972 г.  $t_n = (10,61 \pm 0,16)$  мин [55] (уточненный результат). Приведенный период полураспада нейтрона  $(ft)_n$  можно оценить независимым образом и на основании результатов экспериментов по измерению угловых корреляций при распаде поляризованного нейтрона [56] и величин  $(ft)$  для  $0 \rightarrow 0$  переходов. Получающиеся значения  $t_n = (10,35 - 10,45)$  мин меньше, чем в работе [55].

\*

$$\sigma_{\text{теор}} = \frac{\int_{1.8}^{\infty} \sigma_{\tilde{\nu}p} N(E_{\tilde{\nu}}) dE_{\tilde{\nu}}}{\int_0^{\infty} N(E_{\tilde{\nu}}) dE_{\tilde{\nu}}}.$$



Уже говорилось, что в дальнейшем группа Рейнса для обработки данных в нейтринных экспериментах использовала, как более точный, спектр  $N(E_{\bar{\nu}})$  из работы [21]. Если провести вычисления  $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$  для двух расчетных спектров и  $t_n = 10,6$  мин, то получаются следующие значения]  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 1,25 \cdot 10^{-43}$  см<sup>2</sup> (спектр взят из [21])  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 1,27 \cdot 10^{-43}$  см<sup>2</sup>, (спектр взят из [23]). Приняв  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 1,26 \pm 0,02$ , имеем  $\alpha = 0,75 \pm 0,11$ .

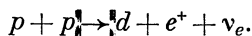
Из изложенного видно, что использование последних данных нарушает хорошее согласие  $\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$  и  $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$ . Их разница выходит за две экспериментальные погрешности. Этот факт скорее всего объясняется статистической флуктуацией или неучтенными ошибками методического характера. Однако уменьшение  $\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$  могло произойти и из-за физических причин: накопления в реакторе плутония, существования нейтринных осцилляций и т. п. (см. работу [57]). Для нейтринной физики и всей теории слабых взаимодействий реакция обратного  $\beta$ -распада протона имеет фундаментальное значение. Поэтому очевидна необходимость постановки дальнейших экспериментов для уточнения  $\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$  и спектров антинейтрино от осколков деления.

**Обратный  $\beta$ -распад дейтона. Реакция**



наблюдалась впервые в 1969 г. в эксперименте Дженкинса, Кинарда и Рейнса [7]. Она имеет несколько характерных особенностей. Во-первых, соответствующий прямой процесс, в котором два нейтрона превращаются в дейтон, электрон и антинейтрино, не доступен изучению. Во-вторых, в отличие от процесса (5) матричный элемент перехода в реакции (13) содержит только аксиально-векторную часть, так как образовавшиеся нейтроны, в силу принципа Паули, имеют антипараллельные спины, а спин дейтона равен единице. В-третьих, сечение реакции зависит от взаимодействия нейтронов, образовавшихся в конечном состоянии.

Наконец, изучая процесс (13), можно получить информацию о сечении взаимодействия важнейшей для астрофизики реакции



Все перечисленные особенности подчеркивают важность изучения обратного  $\beta$ -распада дейтона, хотя регистрация этого процесса в потоке антинейтрино от ядерного реактора связана с гораздо большими трудностями, чем регистрация  $(\bar{\nu}_e p)$ -взаимодействия.

Порог реакции (13) около 4 МэВ. Расчеты ее сечения для антинейтринного спектра осколков деления  $^{235}\text{U}$  дают значение  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 3 \cdot 10^{-45}$  см<sup>2</sup>, а для  $^{239}\text{Pu}$   $\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 2,0 \cdot 10^{-45}$  см<sup>2</sup> [58], т. е. почти

на два порядка меньше  $\bar{\sigma}_{\text{теор}} (\tilde{\nu}_e p)$ . Только использование всех специфических особенностей продуктов реакции позволило в экспериментах группы Рейнса обнаружить процесс (13). Экспериментальная установка схематически дана на рис. 11. Бак, содер-

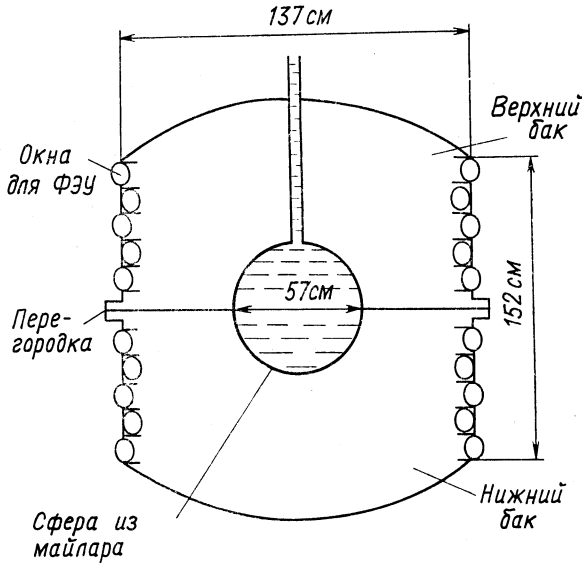


Рис. 11. Схема установки [13]

жащий 2240 л сцинтиллятора на основе минерального масла, был разделен горизонтальной перегородкой. В его центре, в прозрачной майларовой сфере, заключено 97 л дейтерированного декалина ( $C_{10}H_8D_{10}$ ), содержащего сцинтилляционные добавки и 2,6 г/л гадолиния в форме октоата. Бак просматривался 132 ФЭУ через окна из прозрачного пластика. Весь детектор помещался в массивную защиту из свинца.

Принцип выделения полезных событий состоял в использовании задержанных совпадений между позитроном и двумя нейтронами, замедляющимися и захватываемыми в гадолинии. Первое событие считалось позитронно-подобным, если полная энергия, оставляемая частицами (позитроном и аннигиляционными квантами), лежала в интервале 1,75–6 МэВ. Дальше, в течение 60 мкс ожидалось возникновение двух импульсов от нейтронов.  $\gamma$ -Кванты захвата регистрировались по совпадениям между верхним и нижним баками. Порог регистрации для каждого из событий составлял 1,5 МэВ. При этом суммарная энергия, выделившаяся во всем сцинтилляторе, должна была лежать в интервале от 5,5 до 10 МэВ.

Импульсы от нижнего и верхнего баков, так же как суммарный импульс, выводились на осциллоскоп и фотографировались. Эксперименты проводились при включенном и выключенном реакторе, а также при замене дейтерированного сцинтиллятора на сцинтиллятор из минерального масла.

Во всех экспериментах регистрировались и такие события, когда позитронно-подобный импульс сопровождался лишь одним нейтронно-подобным. В дальнейшем после учета фона их отнесли за счет реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ , происходящей на протонах внутреннего сцинтиллятора. Это позволило определить эффективность регистрации обратного  $\beta$ -распада дейтона относительным путем, используя сечение  $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}_p} = (1,07 \pm 0,07) \cdot 10^{-43}$  см<sup>2</sup> и ряд расчетных коэффициентов. Окончательно

$$\bar{\sigma}_{\text{экс}}(\bar{\nu}d) = R/(N_d F \bar{\xi}),$$

где  $R$  — полное число отобранных событий, равное  $121 \pm 47$ ;  $N_d$  — число дейтонов в мишени —  $3,82 \cdot 10^{27}$ ;  $F$  — интегральный поток нейтрино за время эксперимента —  $1,08 \cdot 10^{20} \bar{\nu}/\text{см}^2$  [интенсивность потока  $f = 2,8 \cdot 10^{13} \bar{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ];  $\bar{\xi}$  — эффективность регистрации процесса (13) —  $0,10 \pm 0,034$ .

Подстановка этих значений дает для  $\bar{\sigma}_{\text{экс}}(\bar{\nu}d)$  значение  $(3,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-45}$  см<sup>2</sup> в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями. Значительная погрешность эксперимента не позволяет сделать какие-либо количественные выводы, и его можно рассматривать лишь как доказательство существования процесса (13) \*.

**Некоторые замечания.** Дальнейший прогресс в исследовании обратного  $\beta$ -распада связан с необходимостью увеличения потоков антинейтрино, усовершенствования детекторов и защиты установок от фона. Это позволило бы, с одной стороны, перейти к точным количественным измерениям сечений таких процессов, как  $(\bar{\nu}p)$  и  $(\bar{\nu}d)$ , с другой стороны, расширило бы круг возможных экспериментов. Так, при изучении взаимодействия антинейтрино с протоном прежде всего необходимо установить причины существующего расхождения между  $\bar{\sigma}_{\text{экс}}$  и  $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$ . Для реакции  $\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+$  уже обращалось внимание на большое количество информации, которое можно получить, определяя сечение этого процесса с высокой точностью. Эти эксперименты могли бы стать первыми шагами в новой области — нейтринной ядерной физики.

Среди других экспериментов можно рассматривать изучение сверхразрешенных обратных  $\beta$ -процессов, например, для легких

\* См. сноску на с. 121.

ядер  $\bar{\nu}_e + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + e^+$  ( $ft$ ) перехода  $< 10^3$ , сечение реакции  $\sigma_{\text{теор}} \approx 6 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$  [28]).

Большой интерес представляет наблюдение переходов в возбужденные состояния соседнего ядра, имеющих структуру типа нейтронно-протонная дырка. Появление таких уровней, расположенных невысоко над основным состоянием, следует ожидать у ядер со средним значением атомного номера [60]. Эти переходы имеют относительно большую вероятность, и их можно идентифицировать по позитрону и каскаду  $\gamma$ -квантов.

#### 4. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ

**Новые типы нейтринных реакций.** Существование нейтральных токов в слабых взаимодействиях (они были впервые обнаружены в экспериментах ЦЕРНа в 1973 г. [12]) \* значительно расширяет круг реакций, в которых может участвовать нейтрино. Их дальнейшее изучение очень важно для построения единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий. Хотя феноменологическое введение в  $(V - A)$ -модель слабого взаимодействия нейтральных токов можно осуществить, однако известно, что она обладает целым рядом недостатков. Основным из них является неперенормируемость теории: конечные значения амплитуд процессов получают лишь в низшем порядке теории возмущения, а вклад виртуальных частиц оказывается бесконечным, причем степень расходимости растет с порядком диаграммы. Проблема не разрешается и при введении в теорию массивного промежуточного бозона.

Предложенные в последние годы единые теории электромагнитных и слабых взаимодействий, например, модель Салама — Вейнберга, лишены такого недостатка. В последней модели, которая, по-видимому, не противоречит совокупности имеющихся экспериментальных данных, органическим образом возникают нейтральные токи с константой порядка константы Ферми. Они могут проявляться не только в появлении новых процессов, как говорилось выше, но и в измерении дифференциальных и полных сечений реакций, разрешенных  $(V - A)$ -теорией. Примером может служить  $(\bar{\nu}_e - e^-)$ -рассеяние, которое будет рассмотрено в следующем разделе. Здесь остановимся лишь на реакциях неупругого рассеяния антинейтрино на ядре. Такой процесс будет существовать, если гамильтониан взаимодействия включает в себя произведение нейтрального лептонного тока  $(\bar{\nu}_e \nu_e)$  на нейтральный ток нуклонов  $(\bar{p}p)$  или  $(\bar{n}n)$ . Падающее антинейтрино теряет часть

\* См. также [59, 60].

энергии и переводит ядро в возбужденное состояние. Идентификация процесса может проводиться по  $\gamma$ -квантам или, если энергия возбуждения достаточно велика, по нейтронам и заряженным частицам, испускаемым ядром.

Было опубликовано несколько предложений по исследованию неупругого рассеяния  $\tilde{\nu}_e$  на ядрах, но экспериментальные результаты получены лишь для реакции расщеплений дейтона



**Неупругое рассеяние антинейтрино на дейтоне.** Первые теоретические оценки сечения процесса (14)  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}}$  были выполнены Ю. В. Гапоновым и И. В. Тютиним [62]. Интересной особенностью этой реакции является то, что  $\tilde{\nu}_e$  взаимодействует одновременно

Таблица 4

Вид спектра антинейтрино	Сечение неупругого рассеяния антинейтрино на дейтоне $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}}$ , см <sup>2</sup> [58] по модели Салама — Вейнберга
<sup>232</sup> U [21] *	$6,1 \cdot 10^{-45}$
<sup>235</sup> U [23]	$6,3 \cdot 10^{-45}$
<sup>239</sup> Pu [23]	$4,9 \cdot 10^{-45}$

\* Недавно опубликованные расчеты  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}}$ , выполненные в работе [78], дают значение  $7,4 \cdot 10^{-45}$  см<sup>2</sup>.

с обоими нуклонами, составляющими дейтон, и сечение процесса в используемой модели зависит от относительных фаз рассеяния на этих частицах.

Для разрешенных переходов  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}} \sim (\lambda_n - \lambda_p)^2$ , где  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$  — константы взаимодействия антинейтрино с нейтроном и протоном соответственно. Если  $\lambda_n = -\lambda_p$ , то сечение максимально, в случае  $\lambda_n = \lambda_p$  необходимо рассматривать запрещенные переходы, при этом  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}}$  уменьшается почти на два порядка.

Расчеты сечения этого процесса, выполненные в работе [58] по модели Салама — Вейнберга для различных спектров осколочных антинейтрино, приведены во втором столбце табл. 4\*.

Экспериментальные попытки обнаружить реакцию (14) и оценить сечение неупругого рассеяния антинейтрино на дейтоне до последнего времени давали лишь ограничения на  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}}$ . Так, в эксперименте Коуэна, Дженкинса и Рейнса 1965 г. был получен верхний предел значения  $\sigma_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}} \leq 10^{-40}$  см<sup>2</sup>.

В 1969 г. в эксперименте Мюнси и Рейнса [63] этот предел был значительно понижен. Детектор, использовавшийся в эксперимен-

\* Реакция расщепления дейтона нейтральным током нейтрино происходит только за счет аксиального тока, что в рамках этой модели позволяет вычислять ее сечение однозначно и не требует знания угла смешивания  $\theta_w$ .

те, состоял из двух больших кристаллов NaI(Tl), между которыми помещался объем с жидким сцинтиллятором, дейтерированным декалином ( $C_{10}H_8D_{10}$ ), содержащий соль гадолиния. Жидкость и кристаллы просматривались фотоумножителями. Процесс расщепления дейтона предполагалось обнаружить по сцинтилляционным импульсам от появляющихся в результате реакции протона и нейтрона. Сначала оба нуклона регистрируются в ЖС (нейтрон — по протонам отдачи, образующимся при его замедлении). Через некоторое время  $t$  замедлившийся нейтрон, если он не покинул жидкость, захватывается гадолинием. Возникающие  $\gamma$ -кванты могут попасть в кристаллы NaI(Tl) и зарегистрироваться. Эти два события проходят отбор по энергии, оставленной нуклонами в ЖС,  $\gamma$ -квантами в иодистом натрии и по времени  $t = 0,5$ —30 мкс.

Эксперименты проводились на реакторе Саванна-Ривер в потоке антинейтрино  $f = 8 \cdot 10^{13} \tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . В результате 55 ч измерений было зарегистрировано 396 двойных событий. Несмотря на введенные критерии отбора, уменьшившие эффективность регистрации истинных событий до 0,5%, и принятые меры для защиты установки от фона, число случайных совпадений за это время составило 369. Верхняя граница сечения, определенная в этом эксперименте, еще далека от предсказанного теорией значения  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}} \leq (1,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-42} \text{см}^2$ .

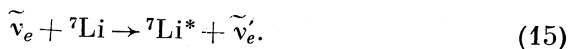
В эксперименте (1974 г.) этот предел был понижен почти на два порядка и было получено, что сечение неупругого рассеяния антинейтрино на дейтоне с точностью до трех стандартных отклонений не превышает  $2,6 \cdot 10^{-44} \text{см}^2$  [10].

Измерения проводили с помощью счетчиков, наполненных  $BF_3$  и погруженных в тяжелую воду. В ряде контрольных экспериментов тяжелую воду заменяли обыкновенной. Чувствительный объем был окружен слоем свинца и кадмия, за которыми следовала активная защита — жидкий сцинтиллятор. Внешняя часть пассивной защиты состояла из свинца, воды и бетона. Авторы считали что дальнейшее увеличение чувствительности установки может быть достигнуто применением счетчиков высокого давления, наполненных  $^3\text{He}$ . Они обладают лучшими спектрометрическими свойствами, что позволяет уменьшить собственный фон таких счетчиков [64] \*.

Другие возможности наблюдения нейтральных токов. В 1962 г. С. С. Герштейн и др. [65] предложили использовать для поисков нейтральных токов процесс неупругого рассеяния антинейтрино

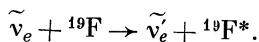
\* Результаты эксперимента со счетчиками  $^3\text{He}$  опубликованы в 1979 г.  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}d}^{\text{неупр}} = (3,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-45} \text{см}^2$  и для обратного  $\beta$ -распада дейтона  $\sigma_{\text{аксп}} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-45}$ . Авторы работы: E. Pasierd, H. S. Curr, J. Lathrop, F. Reines and W. Sobel.

на изотопе  ${}^7\text{Li}$



Его можно зарегистрировать по  $\gamma$ -квантам с энергией 478 кэВ, излучаемых при переходе  ${}^7\text{Li}^*$  в основное состояние. Эта реакция привлекательна тем, что матричный элемент перехода велик, а содержание  ${}^7\text{Li}$  в естественной смеси изотопов составляет 92,5%. Сечение процесса (15) в осколочном спектре антинейтрино оценено в работе [66] на основании модели Салама — Вейнберга. Полученное значение  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}, \text{Li}}^{\text{неупр}}$  равно  $2,5 \cdot 10^{-44}$  см<sup>2</sup>. Таким образом, в 1 кг Li и в потоке антинейтрино  $2 \cdot 10^{13}$   $\tilde{\nu}_e/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  за сутки будет возникать четыре  $\gamma$ -кванта с энергией 478 кэВ. В настоящее время обнаружить такой эффект методами сцинтилляционной техники кажется невозможным. Так, если использовать для регистрации (15) кристаллы LiI(Eu) (полная масса 50 кг) и предполагать, что фон такого детектора близок к фону хорошо защищенных от внешних излучений и специально очищенных от радиоактивных загрязнений кристаллов NaI(Tl) такой же массы, то отношение эффекта к фону составит  $10^{-4}$  в диапазоне энергий 420—520 кэВ при эффективности регистрации полезных событий  $\sim 50\%$ .

В работе [66] рассматривается возможность обнаружения неупругого рассеяния антинейтрино в реакции (15) с помощью Ge(Li) детекторов. Предлагается взять десять кристаллов объемом 25 см<sup>3</sup> каждый, окруженных слоем Li. Оценка фона получена на основании экспериментов Фиорини [67] по изучению безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. Авторы считают, что можно получить отношение сигнала к фону равное,  $1/20$ , регистрируя одно — два полезных события в день. [Поток антинейтрино  $f = 2 \cdot 10^{13}$   $\tilde{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .] В работе обсуждаются и перспективы регистрации процесса



## 5. РАССЕЯНИЕ АНТИНЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ

**Особенности процесса. Оценка сечения.** Реакция упругого рассеяния антинейтрино на электроне



могла бы происходить при самых различных предположениях о характере взаимодействия этих частиц. Так, ее можно связать с существованием у  $\tilde{\nu}_e$  «аномальных»\* электромагнитных свойств — магнитного момента  $\mu_{\tilde{\nu}}^{**}$  или электрического радиуса  $r$ . В первом

\* Т. е. не связанных с виртуальными слабыми процессами.

\*\* В двухкомпонентной теории  $\mu_{\tilde{\nu}} \equiv 0$ .

случае дифференциальное сечение  $(\tilde{\nu}_e - e^-)$ -рассеяния для моноэнергетических антинейтрино с энергией  $E_{\tilde{\nu}}$  описывается выражением

$$d\sigma/dT = \mu_{\tilde{\nu}}^2 \pi r_0^2 (1/E_{\tilde{\nu}}) (E_{\tilde{\nu}}/T - 1) \text{ см}^2/\text{МэВ}, \quad (17)$$

где  $T$  — кинетическая энергия электронов отдачи;  $r_0$  — классический радиус электрона;  $\mu_{\tilde{\nu}}$  измеряется в магнетонах Бора. Если антинейтрино обладает электрическим радиусом, то  $d\sigma/dT \sim r^2$ . В работе [68] было показано, что существование магнитного момента у  $\tilde{\nu}_e$  привело бы к значительно более мягкому спектру электронов отдачи по сравнению со случаем, когда реакция (16) обусловлена электрическим радиусом антинейтрино. Так что эти механизмы принципиально различимы.

В рамках слабого взаимодействия процесс рассеяния представляет особый интерес, так как позволяет судить о природе «диагональных» членов гамильтониана, определяемых квадратами токов [в нашем случае  $(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_e e)$ ]. Трудности изучения подобных реакций вплоть до недавнего времени оставляли простор для самых различных предположений. Так, Гелл-Ман и др. [69] выдвинули гипотезу о том, что процессы, подобные  $(\tilde{\nu}_e - e^-)$ -рассеянию, вообще отличны по своей природе от других слабых взаимодействий. Полученные за последние годы экспериментальные данные не требуют для объяснения столь радикальных предположений, и мы ограничимся здесь рассмотрением двух возможностей: а) справедлива  $(V - A)$ -теория; б) справедлива модель Салама — Вейнберга  $(C - B)$ . Разница в характере взаимодействия для этих случаев объясняется тем, что в  $(V - A)$ -теории реакция (16) описывается единственной диаграммой с обменом заряженным векторным бозоном  $W$ , а в модели Салама — Вейнберга, наряду с этим механизмом, возможно рассеяние за счет обмена нейтральным векторным бозоном  $Z_0$ . При описании  $(\tilde{\nu}_e - e^-)$ -рассеяния в терминах векторной и аксиально-векторной связи с константами  $g_V$  и  $g_A$  сечение процесса (16) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G^2 m_e}{2\pi \hbar^4 c^2} \left[ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_{\tilde{\nu}}}\right)^2 + \frac{m_e c^2 T}{E_{\tilde{\nu}}^2} (g_A^2 - g_V^2) \right], \quad (18)$$

где  $G^2 m_e / (2\pi \hbar^4 c^2) = 4,28 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\text{МэВ}$ . Параметры  $g_V$  и  $g_A$  принимают следующие значения

$$(V - A) g_V = 1, \quad g_A = -1;$$

$$(C - B) g_V = 1/2 + 2e^2/g^2 = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W, \quad g_A = -1/2,$$

где  $\theta_W$  — угол смешивания Вейнберга.



Используя результаты расчетов работ [21, 58], приведем значения интегрального сечения образования электронов отдачи в зависимости от нижнего порога регистрации  $T_d$ :

$$\sigma(T > T_d) = \int_{T_d}^{\infty} dT \int_{E_{\bar{\nu}}^{\text{мин}}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dT} \rho(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}},$$

$E_{\bar{\nu}}^{\text{мин}}$  — минимальная энергия налетающего антинейтрино, необходимая для образования электронов отдачи с заданной энергией  $T$ ;  $E_{\bar{\nu}}^{\text{мин}} = (T + \sqrt{T^2 + 2mc^2T})/2$ . В расчетах принималось значение  $\sin^2 \theta_W = 0,3$  (табл. 5) \*.

Таблица 5

Порог регистрации $T_d$ , МэВ	Спектр $\bar{\nu}_e$					
	(V-A)-Теория			Модель Салама-Вейнберга		
	$^{235}\text{U}$ [21]	$^{235}\text{U}$ [23]	$^{239}\text{Pu}$ [23]	$^{235}\text{U}$ [21]	$^{235}\text{U}$ [23]	$^{239}\text{Pu}$ [23]
1,5	9,3 (0)	9,5 (0)	8,0 (0)	1,1 (1)	1,1 (1)	9,5 (0)
2	5 (0)	4,8 (0)	4,0 (0)	6,2 (0)	6,4 (0)	5,0 (0)
3	1,2 (0)	1,2 (0)	9,0 (-1)	2,1 (0)	2,2 (0)	1,7 (0)
4	3,1 (-1)	2,9 (-1)	2,0 (-1)	7,0 (-1)	7,2 (-1)	5,0 (-1)
5	7,9 (-2)	6,4 (-2)	4,0 (-2)	2,3 (-1)	2,2 (-1)	1,5 (-1)

Возможность сделать выбор между вариантами теории делает особенно интересным исследование процесса (16). Здесь следует отметить и важные астрофизические последствия, связанные с обнаружением ( $\bar{\nu}_e - e^-$ )-рассеяния (см., например, [70]).

**Экспериментальные результаты.** Как видно из приведенной таблицы, предсказываемые сечения для ( $\bar{\nu}_e - e^-$ )-рассеяния много меньше  $\bar{\sigma}_{\nu p}$ . Трудности регистрации реакции (16) усугубляются тем, что выделение полезных событий не может вестись с помощью совпадений. История поисков этого процесса в потоках  $\bar{\nu}_e$  от ядерного реактора насчитывает несколько десятилетий. Результаты первых исследований, в которых верхняя оценка  $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}_e}$  была еще очень далека от области  $10^{-45}$  см<sup>2</sup>, обычно интерпретируют в терминах магнитного момента антинейтрино (17). Так, из экспериментов Уоллана [71], проведенных в 1947 г., следовало, что  $\mu_{\bar{\nu}} < 10^{-6}$   $\mu_0$ . Результаты экспериментов Рейнса и Коузана (1953—1960 гг.) по обратному  $\beta$ -распаду протона позволили

\* Интегральное сечение приведено в единицах  $10^{-46}$  см<sup>2</sup>. В скобках указана степень 10.

оценить сечение взаимодействия антинейтрино с электроном. Значение  $\mu_{\tilde{\nu}}$  оказалось меньшим, чем  $10^{-9} \mu_0$ . В опубликованном в 1960 г. обзоре, рассматривая ближайшую программу исследований  $\tilde{\nu}_e$  на ядерных реакторах, Рейнес предложил использовать для регистрации  $(\tilde{\nu}_e - e^-)$ -рассеяния сцинтилляционный детектор, собранный из отдельных секций. При этом  $\gamma$ -кванты фона с большой вероятностью зарегистрируются в нескольких из них, а истинные события (электроны отдачи) дадут сцинтилляционный импульс в одной секции и тем самым могут быть выделены.

Многолетняя работа по созданию и усовершенствованию такого детектора позволила сначала уточнить значения  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_e}$  и  $\mu_{\tilde{\nu}}$ : 1970 г.  $\mu_{\tilde{\nu}} \leq 5,5 \cdot 10^{-10} \bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_e} \leq 4\bar{\sigma} (V - A)$  [72]; 1972 г.  $\mu_{\tilde{\nu}} \leq 3,6 \cdot 10^{-10} \bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_e} \leq 1,7\bar{\sigma} (V - A)$  [8]; 1974 г.  $\bar{\sigma}_{\tilde{\nu}_e} = (1,1 \pm 0,8) \bar{\sigma} (V - A)$ , а затем обнаружить процесс [9].

Схема детектора, использованного в последнем эксперименте, приведена на рис. 7. Мишенью служил пластический сцинтиллятор (ПС), разделенный на 16 оптически изолированных секций, массой 15,9 кг. Каждая из секций просматривалась фотоумножителями через светопровод из NaI(Tl). Разделение сцинтилляционных импульсов по форме позволяло определить, была ли зарегистрирована частица в ПС или в иодистом натрии. Пластик был дополнительно окружен кольцом из кристаллов NaI(Tl). Весь детектор помещался в бак с ЖС (о защите установки см. выше). Сцинтилляционные импульсы, возникающие в секции пластического сцинтиллятора, считались вызванными процессом  $(\tilde{\nu}_e - e^-)$ -рассеяния в том случае, если они не сопровождалась регистрацией частиц в соседних блоках ПС, NaI или ЖС. Импульсы выводили на экран осциллоскопа и фотографировали. Выбранное время задержки позволяло регистрировать и  $\gamma$ -кванты, которые появлялись от захвата нейтрона, если происходила реакция  $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  на пластике.

Регистрацию электронов отдачи вели в энергетическом диапазоне от 1,5 до 4,5 МэВ. Время измерений с работающим реактором составляло 64,6 суток, фон меряли в течение 60,7 суток. Столь длительные измерения требовали постоянного контроля за стабильностью аппаратуры. Поэтому периодически проводили градуировку по энергии и проверку эффективности и стабильности детектора.

Один из способов проверки состоял в регистрации  $\beta$ -активности  $^{214}\text{Bi}$  (граничная энергия спектра 3,2 МэВ), содержащегося в элементах детектора (естественная радиоактивность). Выделение импульсов от  $^{214}\text{Bi}$  производили введением задержанных совпадений между  $\beta$ -частицей и следующим за ней через  $t_{1/2} = 164$  мкс  $\alpha$ -распадом дочернего изотопа  $^{214}\text{Po}$ .

В табл. 6 приведены данные из этой работы, характеризующие величины эффекта и фона, а также стабильность работы детектора в различных энергетических диапазонах.

Наибольшую опасность из всех видов фона для эксперимента представлял фон от обратного  $\beta$ -распада на протоне, так как он

Таблица 6

Энергетический диапазон, МэВ	Счет при включенном реакторе, шт./сутки	Счет при выключенном реакторе, шт./сутки	Погрешность за счет стабильности аппаратуры, шт./сутки	Значение эффекта, шт./сутки
1,5—3 3—4,5	45,1±1,0 2,4±0,19	39,2±0,9 1,2±0,14	±0,6 ±0,08	5,9±1,4 1,2±0,25

генетически связан с антинейтрино. Полное число таких событий в пластическом скинтилляторе составляло около 200 шт./сутки. Однако благодаря высокому коэффициенту подавления их в созданном секционированном детекторе, вклад в счет обратного  $\beta$ -распада составлял, по оценкам авторов, 2% и 3% для энергетических интервалов регистрации 1,5—3 и 3—4,5 МэВ соответственно.

Целый ряд контрольных экспериментов показал также, что  $\gamma$ - и нейтронный фон, связанный с реактором, не дают существенного вклада в регистрируемые события. Результаты эксперимента следующие:

$$\bar{\sigma}_{\text{экср}} = (0,87 \pm 0,25) \bar{\sigma}_{\text{теор}} (V - A), \quad 1,5 \text{ МэВ} \leq T \leq 3,0 \text{ МэВ},$$

$$\bar{\sigma}_{\text{экср}} = (1,70 \pm 0,44) \bar{\sigma}_{\text{теор}} (V - A), \quad 3,0 \text{ МэВ} \leq T \leq 4,5 \text{ МэВ}.$$

Они согласуются с моделью Салама — Вейнберга при  $\sin^2 \theta_W = 0,29 \pm 0,05$ .

На основании полученных данных можно говорить не только об обнаружении такого ключевого процесса, как  $(\bar{\nu}_e - e^-)$ -рассеяние, но и о том, что значение  $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}_e}$  можно вполне объяснить в рамках слабого взаимодействия. Дальнейшие шаги в изучении (16) должны предусматривать увеличение точности определения  $\bar{\sigma}_{\bar{\nu}_e}$  (до нескольких процентов) и нахождение вида спектра электронов отдачи для выбора между различными вариантами теории. Без значительных усовершенствований описанного детектора сделать это представляется невозможным. Необходимо существенно увеличить скорость счета полезных событий и улучшить отношение эффекта к фону. Фундаментальность исследуемого процесса делает необходимым проведение независимых его измерений другими группами. За последние годы (1970—78 гг.) в литературе обсуждался ряд проектов по измерению сечений  $(\bar{\nu}_e - e^-)$  или  $(\nu_e - e^-)$ -

рассеяния с высокой точностью. Уже упоминалось предложение об использовании для нейтринных экспериментов импульсного ядерного реактора, о работах по совершенствованию детекторов на основе иодистого натрия и фторбензола (см. выше).

Возможности исследования процесса  $\nu_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$  на мезонных фабриках рассматривались группой физиков Калифорнийского университета [13] и В. М. Лобашевым и О. В. Сердюком [73, 74]. В первой из этих работ предполагается использовать в качестве источника  $\mu^+$ -нейтрино, остановившиеся в толстой мишени (среднее значение  $E_\nu \approx 30$  МэВ). Счет полезных событий в детекторе, состоящем из пластин скинцилляционной пластмассы и плоских искровых камер общей массой 3,7 т, при  $f = 2 \cdot 10^7$   $\nu/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и эффективности  $\sim 0,4$  составит по расчетам 0,5 шт./сутки. (Фон, по-видимому, превышает эффект.) В работе [74] предлагается захватить  $\pi$ - и  $\mu$ -мезоны, рожденные протонным пучком ускорителя, в магнитную сверхпроводящую ловушку. Распад этих частиц на лету позволит увеличить среднюю энергию  $\nu_e$  до 100 МэВ, что приведет к росту  $\sigma_{\nu_e}$ , и создаст концентрацию нейтрино в орбитальной плоскости. По оценкам авторов ожидаемый счет полезных событий в скинцилляционном детекторе массой 6 т будет 11 шт./сутки при фоне, равном 2 шт./сутки. Из сказанного выше видно, что точные количественные исследования ( $\nu_e - e^-$ )-рассеяния и на сильноточных протонных ускорителях будут представлять достаточно трудную задачу.

## 6. НЕЙТРИННАЯ ДИАГНОСТИКА ВНУТРИРЕАКТОРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Нейтринные исследования, в особенности в последнее десятилетие, оказывали влияние на самые различные области физики и техники эксперимента, хотя и не имели прямого выхода в прикладные задачи. Сейчас, когда стремительное развитие атомной энергетики привело к строительству АЭС с реакторами, мощность которых непрерывно увеличивается, созрели условия для непосредственного использования потоков нейтрино в технике. Так, в работах [17, 33] обсуждаются проблемы контроля мощного ядерного реактора по антинейтринному излучению — нейтринная диагностика внутриреакторных процессов. Поток антинейтрино несет информацию двоякого рода: а) число  $\bar{\nu}_e$ , зарегистрированных в детекторе  $N$ , пропорционально энерговыработке реактора  $W$ :

$$N = A\xi W, \quad (19)$$

где  $\xi$  — эффективность регистрации полезных событий в детекторе;  $A$  — коэффициент, учитывающий геометрию расположения

детектора, его объем и т. п.; б) энергетический спектр антинейтрино характеризует делящееся вещество.

Антинейтрино можно регистрировать по реакции (6) в водородсодержащем жидком или пластическом сцинтилляторе по позитронам и  $\gamma$ -квантам от захвата нейтрона с применением метода «сдвинутых совпадений». В этом случае измеряется число и спектр  $\tilde{\nu}_e$ . Для определения энерговыработки можно использовать и более простой детектор, регистрирующий антинейтрино по нейтронам реакции (6) с помощью газовых счетчиков, пронизывающих водородсодержащий материал.

В детекторе с полезным объемом около 1 м<sup>3</sup> органического материала (в работе [33] рассматриваются четыре секции по 250 л ЖС с введенным в состав сцинтиллятора соединением гадолиния) на расстоянии 15 м от центра активной зоны ВВЭР-440 полное число событий превысит 10<sup>4</sup> шт./сутки. При достаточной эффективности регистрации это позволяет достичь точности относительных измерений энерговыработки около 1% за несколько суток. Для определения эффективности секции детектора в работе [33] проведены расчеты методом Монте-Карло. Они показали, что при концентрации гадолиния 3 г/л, пороге регистрации позитронов 1,5 МэВ и  $\gamma$ -квантов захвата 3 МэВ и временном интервале ожидания второго события после первого 20—40 мкс  $\xi$  лежит в диапазоне 0,35—0,5.

Введение задержанных совпадений существенно уменьшает фон, однако для помещения, в котором устанавливается детектор, необходимо предусмотреть еще целый ряд мер для снижения фона от реактора, космического излучения и естественной радиоактивности окружающих материалов. Так, в указанных работах предлагается поместить установку под реактор, создать специальную защиту из тяжелого бетона и т. п. Выполнение этих требований позволит повысить отношение эффекта к фону до значений 3—5.

Рассмотрим теперь некоторые эффекты, которые могли бы нарушить линейную зависимость (19):

1) задержка во времени между измерениями уровня мощности и интенсивностью потока. Такая задержка уже обсуждалась ранее (см. выше). Очевидно, что колебания мощности реактора не отражаются на правильности измерения энерговыработки при интервале измерений порядка суток;

2) «посторонние» антинейтрино. Они могут возникнуть в результате захвата нейтронов в различных материалах реактора и при их последующем  $\beta$ -распаде. Однако захват в типичных материалах (вода, графит, сталь, бор, <sup>238</sup>U, <sup>235</sup>U, оболочки твэлов, бетон и т. п.) или не приводит вовсе к образованию  $\beta$ -излучателей, или число и энергия возникающих  $\tilde{\nu}_e$  таковы, что эффект в детекторе практически ничтожен. Сказанное выше относится и к осколкам деления, накапливающимся при работе реактора;

3) если вклад в энерговыработку определяется несколькими делящимися изотопами, например,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , то выражение (19) должно быть модифицировано:

$$N = A\xi_5 [1 + (\xi_9/\xi_5 - 1) (W_9/W)] W, \quad (20)$$

где  $\xi_5$  и  $\xi_9$  — эффективности регистрации  $\tilde{\nu}_e$ , возникающих из осколков деления этих изотопов;  $W_9$  — вклад Pu в полную энерговыработку.

Из формулы (20) видно, что отклонения от линейной зависимости возникают при различной чувствительности аппаратуры к излучению U и Pu  $\xi_9/\xi_5 \neq 1$ .

Оценка применительно к реакторам АЭС типа ВВЭР и РБМК показывает, что при регистрации позитронов в широком энергетическом интервале поправочный член в квадратных скобках (20) весьма мал (0,03—0,06) и, кроме того, может быть вычислен по независимым данным так, что соответствующая погрешность оказывается меньшей 1%.

Зависимость отношения  $\alpha$ -количеств Pu и  $^{235}\text{U}$ , находящихся в активной зоне, от эффективных суток работы реактора для серийного ВВЭР-440 приведена на рис. 12. Перегрузки топлива происходят через 250, 600, 900 и т. д. эффективных суток. В конце первого года работы  $\alpha$  достигает 0,3, а после нескольких лет работы 0,6—0,65. С накоплением в аппарате  $^{239}\text{Pu}$  спектр  $\tilde{\nu}_e$ , а следовательно, и спектр позитронов реакции (6) будет деформироваться, особенно в своей жесткой области (см. табл. 1). Сравнение его с начальным спектром, когда источником антинейтрино являлось только деление  $^{235}\text{U}$ , открывает принципиальную возможность непосредственно определять количество  $^{239}\text{Pu}$ .

Успешное развитие методов нейтринной диагностики позволило бы создать приборы для дистанционного определения состава делящихся веществ в активной зоне реактора, что имеет большое значение для контроля за ядерными материалами.

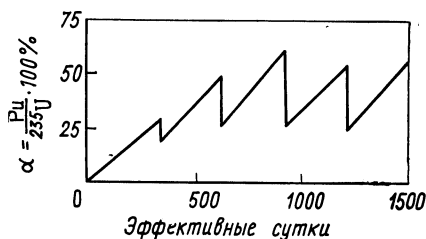


Рис. 12. Накопление  $^{239}\text{Pu}$  в активной зоне ВВЭР-440

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ограниченный объем настоящей работы не позволил включить описание экспериментов по различию  $\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_e$ , предложенных Б. М. Понтекорво [75] и выполненных Р. Дэвисом [76, 77].

Такие важные вопросы, как сохранение лептонного заряда и нейтринные осцилляции, подробно рассмотрены в обзоре

С. М. Биленького, Б. М. Понтекорво [15]. Мы не касались также ряда предложений по использованию искусственных радиоактивных элементов, получаемых на реакторах, в качестве источника  $\nu_e$ .

Автор приносит глубокую благодарность Л. А. Микаэлян, Я. А. Смородинскому и М. Ж. Шматикову за полезные обсуждения материалов обзора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nahmias M. E.— Proc. Cambridge Phil. Soc., 1935, v. 31, p. 99.
2. Reines F., Cowan C. L., Jr.— Phys. Rev. Lett., 1953, v. 92, p. 8304.
3. Cowan C. L., Jr., Reines F.— Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 825.
4. Reines F., Cowan C. L., Jr.— Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 273.
5. Reines F., Cowan C. L., Jr.— Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 159.
6. Nezhik F. A., Reines F.— Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 852.
7. Jenkins T. L., Kinard F. E., Reines F.— Phys. Rev. Stc. Series, 1969, v. 185, p. 1599.
8. Gurr H. S., Reines F., Sobel H. W.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 140.
9. Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 315.
10. Gurr H. S., Reines F., Sobel H. W.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 179.
11. Bienlein J. e.a.— Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 80.
12. Hasert F. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 46, p. 138.
13. LAMPF Neutrino Facility Proposal, LA-4842-MS, 1971.
14. Reines F.— University of California Irvine, UCI-10, P19-106, 1976.
15. Биленький С. М., Понтекорво Б. М.— УФН, 1977, т. 123, с. 181.
16. Микаэлян Л. А. Нейтрино-77. Т. 2, 1978, с. 383.
17. Боровой А. А., Микаэлян Л. А.— Атомная энергия, 1978, т. 6.
18. Armbruster P., Meister H.— Z. Phys., 1962, Bd 170, S. 274.
19. Specht H. J., Seyfarth H.— Phys. and Chem. Fission, v. II, Vienna, 1965.
20. Tsoulfanidis M. e.a.— Nucl. Science Eng., 1971, v. 43, p. 42.
21. Avignone F. T.— Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 2609.
22. Avignone F. T. e.a.— Phys. Rev., 1968, v. 170, p. 931.
23. Боровой А. А., Добрынин Ю. Л., Копейкин В. И.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 264.
24. Proc. of Panel on Fission Prod. Nucl. Data. Vienna, 1974.
25. Kutcher J. W., Wyman M. E.— Nucl. Sci. Eng., 1966, v. 26, p. 435.
26. Carter R. E. e.a.— Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 280.
27. Heller R. V. e.a.— Nucl. Engng, 1965, v. 23, p. 92.
28. Микаэлян Л. А., Фаянс С. А.— Ядерная физика, 1972, т. 15, с. 975.
29. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2209.
30. Мигдал А. Б. и др.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 443.
31. Боровой А. А., Кетов С. Н., Херувимов А. Н.— В кн.: Материалы XXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и атомному ядру. Алма-Ата, 1978.
32. Боровой А. А., Копейкин В. И., Херувимов А. Н.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 886.
33. Боровой А. А. и др.— Препринт ИАЭ, 2770, 1977.
34. Микаэлян Л. А., Спивак П. Е., Цинюев В. Г.— Ядерная физика, 1965, т. 1, с. 853.
35. Воробьев Е. Д. и др.— Препринт ИАЭ, 2384, 1974.
36. Боровой А. А., Протопопов Х. В.— Препринт ИАЭ, 2595, 1975.
37. Горшков Г. В., Зябкин В. А.— Атомная энергия, 1973, т. 34, с. 210.
38. Мое М. К., Jenkins T. L., Reines F.— Rev. Scient. Instrum, 1964, v. 35, p. 370.
39. Рязская О. Г.— Препринт ФИАН, 18, 1966.

40. Avignone F. T., Garden C. W.— Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 97, p. 343.
41. Radioactive dating and methods of low-level counting. IAEA, Vienna, 1967.
42. Watt D. E., Ramsden D. High sens. count. tech. London, 1964.
43. Апалин В. Ф. и др.— Препринт ИАЭ, 2393, 1974.
44. Микаэля Л. А. и др.— ПТЭ, 1971, т. 4, с. 84.
45. Алешин В. И. и др.— Препринт ИАЭ, 2899, 1977.
46. Протопопов Х. В.— ПТЭ, 1966, т. 1, с. 92.
47. Козлов Ю. В. и др.— ПТЭ, 1975, т. 3, с. 64.
48. Северный С. А.— В кн.: Космические лучи. М., Наука, 1974.
49. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н. Влияние электромагнитного поля атома на  $\beta$ -распад. М., Изд-во АН СССР, 1956.
50. Микаэля Л. А., Циноев В. Г., Боровой А. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 349.
51. Ферми Э. Ядерная физика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
52. Дэвис Р.— В кн.: Тр. семинара по физике нейтрино. Т. 2. М., Наука, 1968.
53. Sosnovsky A. V., Spivak P. E. e.a.— Nucl. Phys., 1959, v. 10, p. 395.
54. Cristensen C. I. e.a.— Phys. Lett. B, 1967, v. 26, p. 11.
55. Cristensen C. I. e.a.— Phys. Rev. D, 1972, v. 5, p. 1623.
56. Ерозолимский Б. Г.— УФН, 1977, т. 123, с. 692.
57. Боровой А. А. и др.— Препринт ИАЭ, 2998, 1978.
58. Фаянс С. А. и др.— В кн.: Нейтрино-77. Т. 2, 1978 с. 391.
59. Venvenuti A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 800.
60. Cline D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 252.
61. Lee W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 186.
62. Гапонов Ю. В., Тюгин И. В.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1826.
63. Munsee J. H., Reines F.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2002.
64. Богатырев В. К.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 753.
65. Герштейн С. С. и др.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1154.
66. Donnelly T. W. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 8.
67. Fiorini E.— Riv. Nuovo cimento, 1972, v. 2, p. 1.
68. Бардин Д. Ю., Биленький С. М., Понтекорво Б. М. Препринт ОИЯИ, P2-4939, 1970.
69. Gell-Mann M. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 179, p. 1518.
70. Рудерман М. Нейтрино. М., Наука, 1970.
71. Wollan E. A.— Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 445.
72. Reines F., Gurr H. S.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 1448.
73. Lobashov V. M.— Preprint A. F. Ioffe Phys.-Techn. Inst., 1972, p. 423.
74. Lobashov V. M., Serduk O. V.— Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v. 136, p. 61.
75. Pontecorvo B. Chaek River Report, PD-205, 1946.
76. Davis R.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1959, v. 4, p. 217.
77. Davis R.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 303.
78. Avignone F. T., Greenwood Z. D.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 154.