

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

Ю.С. Лютостанский, Н.Б. Шульгина

ИАЭ-4876/2

**СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ КСЕНОНА-127
И СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{127}\text{I}(\gamma_e, e^-)^{127}\text{Xe}$**

Москва — ЦНИИатоминформ — 1989

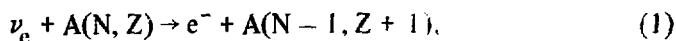
Ключевые слова: нейтринные детекторы, силовая функция β -распада, теория конечных ферми-систем.

В рамках теории конечных ферми-систем рассчитана силовая функция $S_{\beta}(E)$ и сечение реакции $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow e^{-} + {}^{127}\text{Xe}$. Полученные результаты используются для оценки возможности применения иодно-ксенонового детектора в экспериментах с солнечными нейтрино и реакторными антинейтрино. Показаны преимущества иодно-ксенонового детектора по сравнению с существующим хлор-аргоновым.

The strength function $S_{\beta}(E)$ and the cross-section of the reaction $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow e^{-} + {}^{127}\text{Xe}$ were calculated in the framework of the theory of finite Fermi-systems. The results obtained are used to estimate the possibility of using an iodine-xenon detector in the experiments with solar neutrinos and reactor antineutrinos. The advantages of the iodine-xenon detector over the current chlorine-argon one are shown.

ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие в основном в работах Дж. Бакала с сотрудниками [1] предложен ряд перспективных детекторов нейтрино, основанных на реакции



и проведена оценка скорости счета с учетом, как правило, переходов между основными состояниями ядер $A(N, Z)$ и $A(N-1, Z+1)$. В настоящее время реально работает лишь хлор-аргоновый детектор Дависа:



и совсем недавно вступил в строй галлий-германиевый детектор на Баксане:



До сих пор иодно-ксеноновый детектор не привлекал к себе внимания, несмотря на то что по своим свойствам и методам выделения продуктов реакции



он похож на хлор-аргоновый детектор, но имеет более низкий порог регистрации — 664 кэВ (см. рис. 1). По-видимому, полагали, что сечение реакции (4) мало, так как β -переход между основными состояниями ${}^{127}\text{I}$ и ${}^{127}\text{Xe}$ запрещен, а β -переходы в возбужденные состояния дочернего ядра ранее не принимались во внимание. Следует, правда, отметить, что относительно недавно появилась работа В. Хакстона [2], в которой рассматривается возможное влияние перехода в первое возбужденное состояние ${}^{127}\text{Xe}$ ($E_x = 125$ кэВ) на скорость поглощения бериллиевых нейтрино от Солнца. Однако эта работа не содержит ни экспериментальных, ни теоретических оценок ядерных матричных элементов.

В данной работе на основе расчета энергетического спектра изобарических состояний (ИС) и матричных элементов перехода из основного состояния ${}^{127}\text{I}$ в возбужденные состояния ${}^{127}\text{Xe}$ строится силовая функ-

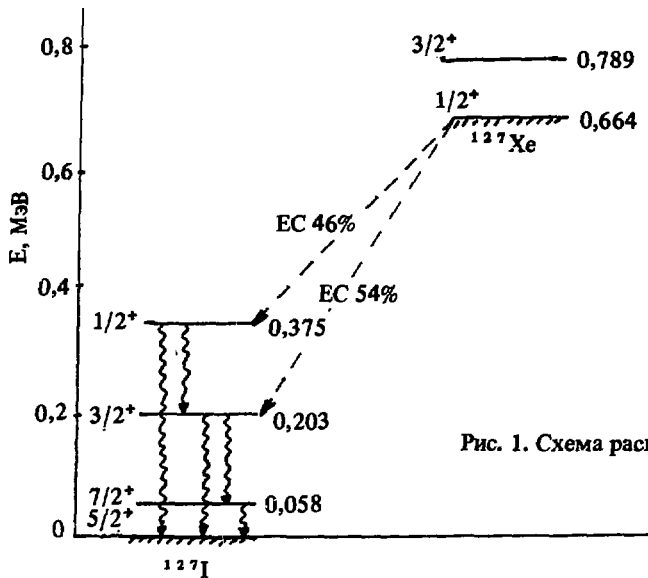


Рис. 1. Схема распада ^{127}I

ция $S_{\beta}(E)$ и аналогично [3] рассчитывается сечение реакции (4). Полученное сечение используется для расчета скорости поглощения солнечных нейтрино. Обсуждается также возможность использования иодно-ксенонового детектора в эксперименте по поиску нейтрино — анти-нейтринных осцилляций на обычном реакторе и реакторе с литиевым конвертором.

РАСЧЕТ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ И СЕЧЕНИЯ

Сечение реакции (4) дается выражением

$$\sigma(E_{\nu}) = \frac{g_A^2}{\pi c^3 \hbar^4} \int_0^{E_{\nu}-Q} p_e E_e F(Z, E_e) S_{\beta}(E') dE', \quad (5)$$

где g_A — аксиально-векторная константа взаимодействия; p_e и E_e — импульс и энергия электрона; $F(Z, E_e)$ — функция Ферми; Q — пороговая энергия; $S_{\beta}(E')$ — силовая функция β -переходов, определяемая как приведенная вероятность перехода на единичный интервал энергии, и $E_e = E_{\nu} - Q - E' + m_e c^2$. В формуле (5) все члены, кроме силовой функции, известны с достаточной точностью. Что касается силовой функции ксенона-127, то до сих пор не существовало ни экспериментальных данных, например, по $^{127}\text{I}(\nu, n)^{127}\text{Xe}$ реакции, из которых эту функцию можно было бы извлечь, ни соответствующих теоретических оценок.

В данной работе силовая функция рассчитывается с использованием теории конечных ферми-систем [4]. Решалась задача на собственные функции φ и собственные значения ω для эффективного β -поля с учетом разрешенных и l -запрещенных переходов. Диагонализационная процедура проводилась с осцилляторными волновыми функциями, как и в работе [5], с суммированием по $(p\bar{n})$ -конфигурациям в интервале энергий $\epsilon_\lambda^p - \epsilon_\lambda^n \approx \epsilon_F$. Спаривание в одночастичном базисе учитывалось в терминах u и v факторов с обычной заменой одночастичных энергий $\epsilon_\lambda \rightarrow E_\lambda = \sqrt{\epsilon_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2}$, где энергия Δ_λ рассчитывалась по ТКФС. Использовалось локальное $\tau_1 \tau_2$ и $(\sigma_1 \sigma_2) (\tau_1 \tau_2)$ квазичастичное взаимодействие, параметризованное константами f'_0 и g'_0 . В расчете использовалось отношение $g'_0/f'_0 = 0,93$, полученное в [5] из обработки экспериментальных данных по гамов-теллеровскому резонансу (ГТР). Решения ω_i дают спектр изобарических состояний в широком интервале энергий от основного состояния (ОС) до энергии возбуждения $E_x \approx 20$ МэВ. Вычеты φ определяют матричные элементы перехода из ОС ^{127}I в возбужденные ИС ^{127}Xe . Рассчитывается структура волновой функции изобарических состояний и определяется вклад $(p\bar{n})$ -конфигураций.

При построении силовой функции $S_\beta(E)$ учитывалась фрагментация ИС за счет многочастичных конфигураций, что эффективно приводит к их уширению. Ширина согласно [4] может быть выбрана в виде

$$\Gamma(E) = \alpha E^2 + \beta E^3 + \dots \quad (6)$$

В расчетах $S_\beta(E)$ достаточно взять только первый член разложения с $\alpha \approx \epsilon_F^{-1}$, учитывающий влияние трехквазичастичных конфигураций. В данной работе использовалось значение $\alpha = 0,018$ МэВ $^{-1}$, полученное из усредненных экспериментальных ширин ГТР и высоколежащих ИС.

На проблеме уширения ИС следует остановиться особо. В настоящее время не существует теоретических расчетов формы линии и ширины изобарических состояний (имеется в виду так называемая "спредовая" ширина). Поэтому для конкретных оценок используется та или иная параметризация, опирающаяся на эксперимент. Форма линии выбирается либо гауссовской: $e^{-(E - \omega_i)^2 / \sigma_i}$ [6], либо брейт-вигнеровской с шириной, зависящей от резонансной энергии: $\Gamma(\omega_i) / [(E - \omega_i)^2 + \Gamma^2(\omega_i)]$ [3], либо брейт-вигнеровской с шириной, зависящей от энергии возбуждения: $\Gamma = \Gamma(E) = \alpha_k E^k$, где $k = 0,2$ [7]. Как будет показано в дальнейшем, от выбора ширины Γ сильно зависит величина сечения. Поэтому мы приводим результаты, полученные для разных форм резонансной линии.

Не существует также полной ясности с вопросом нормировки силовой функции гамов-теллеровских переходов, т.е. с вопросом исчерпания правила сумм. Обычно в эксперименте наблюдается недобор стандартного правила сумм $\int S_{\beta}(E) dE = 3(N - Z)$, причем этот недобор может составлять от 30 до 50%. Теоретически этот недобор ("quenching") может быть обусловлен, например, влиянием $2p - 2h$ -возбуждений или возбуждений типа Δ -изобара — нейтронная дырка. Согласно ТКФС мы использовали нормировку $\Sigma_{\beta}(E)$ в виде

$$\int_0^{E_{\max}} S_{\beta}(E) dE = e_q^2 \cdot 3(N - Z). \quad (7)$$

При этом были рассмотрены 2 случая: а) $E_{\max} = \infty$, $e_q = 1$ и б) $E_{\max} = 20$ МэВ, $e_q = 0,8$. В последнем случае "quenching" (q) считается равным 0,64.

Силовая функция для двух видов уширения ИС и двух значений "quenching" приведена на рис. 2 — 5. В структуре силовой функции выделяются следующие ИС. Наиболее коллективное состояние — гамов-теллеровский резонанс с энергией 13,6 МэВ. Ниже ГТР расположен так называемый "пигми"-резонанс с энергией 7,6 МэВ, построенный в основном на $1h_{1/2}^n - 1h_{9/2}^p$ -конфигурации. Под ним лежит ИС с энергией 7,0 МэВ, определяемое l -запрещенными $p-n$ -переходами $1g_{7/2}^n - 2d_{5/2}^p$. Еще ниже при энергиях 5,8 и 4,2 МэВ лежит ИС смешанного типа с приблизительно одинаковыми приведенными вероятностями переходов, в структуру которых вносят сравнимый вклад одночастичные переходы с $\Delta l = 0$; 2 и $\Delta j = 0,1$. В области энергий 2,4 — 2,9 МэВ находится группа состояний — спутников коллективного ИС типа "поляризации остова" с $\Delta j^{p\bar{n}} = 0$, построенных в основном на $1g_{7/2}^n - 1g_{7/2}^p$ и $2d_{5/2}^n - 2d_{5/2}^p$ ($p\bar{n}$)-конфигурациях. Под ними вблизи ОС ^{127}Xe расположены ИС с небольшими значениями приведенных вероятностей переходов, в каждое из которых существенный вклад вносит возбуждение с одной выделенной ($p\bar{n}$)-конфигурацией, например, $1g_{9/2}^n - 1g_{9/2}^p$, $1h_{11/2}^n - 1h_{11/2}^p$, $2d_{3/2}^n - 2d_{3/2}^p$ и другие.

В связи с особенностями регистрации продукта реакции (4) — радиоактивного ^{127}Xe ($\tau_{1/2} = 36,4$ сут) — следует сделать одно важное замечание о силовой функции β -переходов. Если используется радиохимический метод регистрации ^{127}Xe , то поведение силовой функции при энергиях возбуждения выше энергии отрыва нейтрона (7,2 МэВ) не играет роли. При отрыве нейтрона радиоактивный ксенон-127 превращается в стабильный ксенон-126, который не регистрируется. Поэтому самый

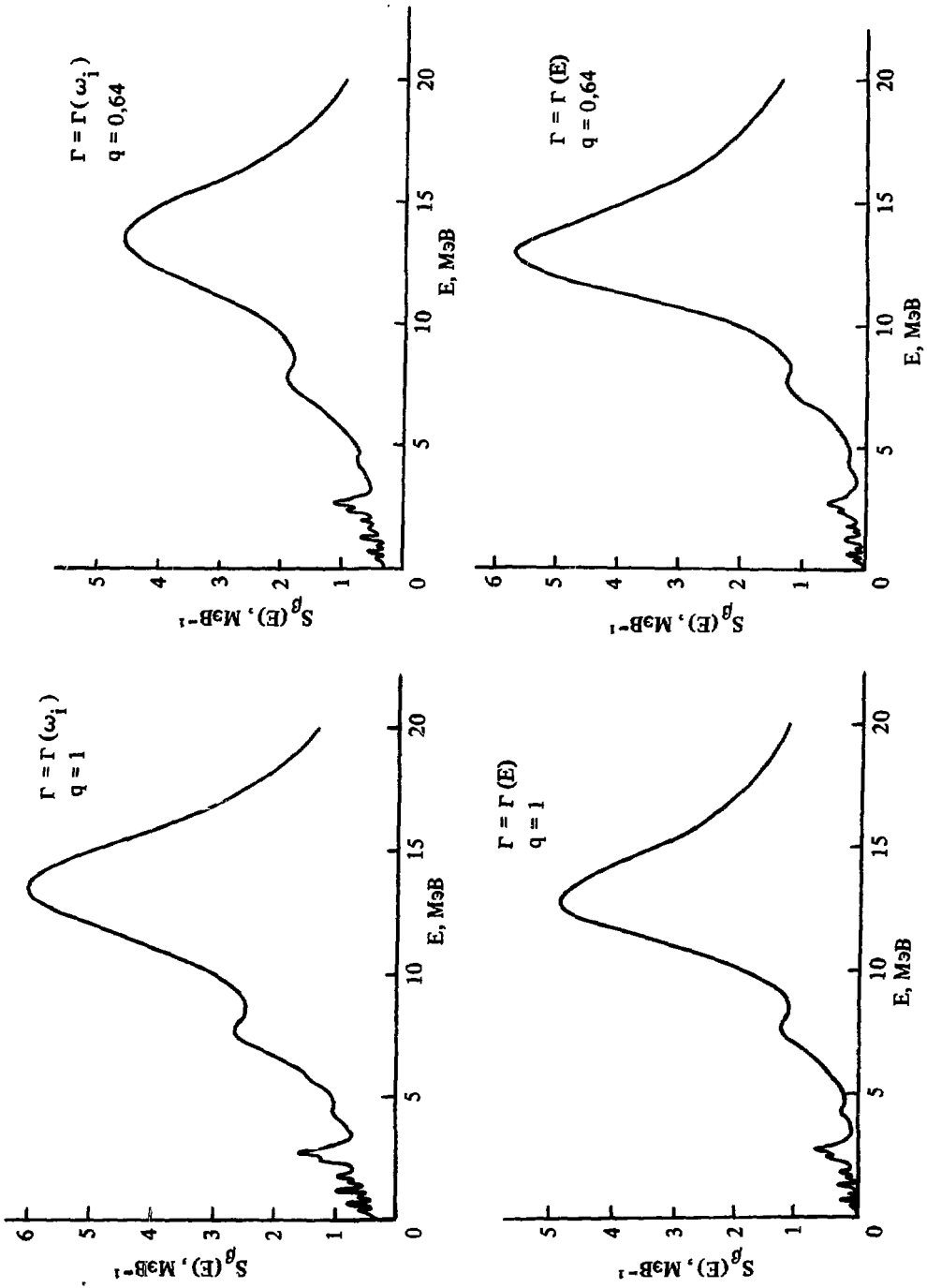


Рис. 2 — 5. Различные варианты силовой функции ксенона-127

интенсивный пик силовой функции – ГТР – дает относительно небольшой вклад в сечение реакции (4). Только за счет уширения в низкоэнергетическую часть $S_{\beta}(E)$ может уходить некоторая часть силы ГТР.

Как видно из рис. 2–5, разные способы уширения ИС отличаются тем, что в одном случае ($\Gamma = \Gamma(\omega_1)$) большая доля силы высоколежащих ИС отсасывается в низкоэнергетическую часть спектра, образуя достаточно интенсивную "подложку", а в другом случае ($\Gamma = \Gamma(E)$) большая доля силы уходит в высокоэнергетическую область, имитируя "quenching". Поэтому в первом случае "quenching", равный 0,64, приводит к уменьшению пика ГТР, а во втором – наоборот.

Все четыре варианта силовой функции были использованы при расчете сечений $\sigma(E_{\nu})$ по формуле (5).

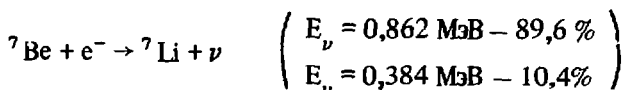
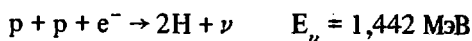
ИОДНО-КСЕНОНОВЫЙ ДЕТЕКТОР СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Используем теперь полученные сечения для вычисления скорости поглощения нейтрино, образующихся в различных ветвях ядерного цикла на Солнце. По современным представлениям, спектр солнечных нейтрино формируется в следующих реакциях:

а) нейтрино с непрерывным спектром



б) нейтрино с дискретным спектром



Потоки солнечных нейтрино в стандартной солнечной модели совместно с их погрешностями приведены в работе [8] и воспроизводятся в табл. 1. При этих значениях потоков скорость поглощения нейтрино в иодно-ксеноновом детекторе приведена в табл. 2. Для сравнения в таблице приведены также скорости поглощения нейтрино в хлор-аргоновом детекторе (по данным работы [8]).

Т а б л и ц а 1. Поток солнечных нейтрино на поверхности Земли ($\times 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) [8]

Реакция	p - p	p - e - p	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{B}$	${}^{13}\text{N}$	${}^{15}\text{O}$
Поток	6,0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$
Относительная погрешность	$1 \pm 0,02$	$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,15$	$1 \pm 0,37$	$1 \pm 0,50$	$1 \pm 0,58$

Т а б л и ц а 2. Ожидаемая скорость поглощения солнечных нейтрино в различных детекторах (SNU)

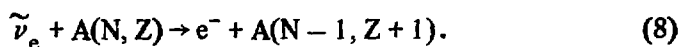
Детектор	Реакция						
	p - p	${}^{13}\text{N}$	${}^{15}\text{O}$	${}^8\text{B}$	p - e - p	${}^7\text{Be}$	total
${}^{127}\text{I}$ $\Gamma = \Gamma(\omega_1)$ $q = 1$	0	2,85	10,8	89,5	7,23	25,1	135,5
${}^{127}\text{I}$ $\Gamma = \Gamma(\omega_1)$ $q = 0,64$	0	2,28	8,71	65,1	5,83	19,8	121,7
${}^{127}\text{I}$ $\Gamma = \Gamma(E)$ $q = 1$	0	0,53	2,28	12,38	1,55	3,49	20,23
${}^{127}\text{I}$ $\Gamma = \Gamma(E)$ $q = 0,64$	0	0,53	2,27	11,58	1,55	3,49	19,42
${}^{37}\text{Cl}$	0	0,1	0,3	6,1	0,2	1,1	7,9

Результаты, приведенные в табл. 2, позволяют сделать следующие выводы. Способ уширения изобарических состояний оказывает сильное влияние на ожидаемую скорость поглощения солнечных нейтрино: полная скорость поглощения, как видно из табл. 2, может отличаться приблизительно в 6 раз. Такая чувствительность результата к способу уширения ИС требует дальнейшего развития методики расчета формы и ширины линии, основанной на микроскопическом, а не на феноменологическом подходе. Зависимость скорости поглощения от выбранных нами двух

способов нормировки силовой функции оказалась незначительной. Сравнение скорости поглощения нейтрино в хлор-аргоновом и иодно-ксеноновом детекторе показывает, что даже в самом худшем случае скорость поглощения в иодно-ксеноновом детекторе в 2,5 раза выше, чем в хлор-аргоновом. Иодно-ксеноновый детектор с заметной скоростью должен регистрировать бериллиевые нейтрино (3,49 SNU против 1,1 SNU в ^{37}Cl). Хотя иодно-ксеноновый детектор так же, как и хлор-аргоновый, является в основном детектором борных нейтрино, но в процентном отношении скорость захвата борных нейтрино иная. Если в хлор-аргоновом детекторе приблизительно 80% полного сигнала обусловлено борными нейтрино, то в случае иодно-ксенонового детектора этот вклад составляет ~60%. Отличается также отношение скорости поглощения борных и бериллиевых нейтрино: для ^{37}Cl это отношение равно 5,5, а для ^{127}I — 3,3. Таким образом, иодно-ксеноновый детектор позволит не только быстрее набирать статистику, но и (при совместном использовании с хлор-аргоновым) регистрировать новые эффекты (например, особенности нейтринных осцилляций в веществе Солнца).

ИОДНО-КСЕНОНОВЫЙ ДЕТЕКТОР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА РЕАКТОРЕ

Рассмотрим теперь возможности использования иодно-ксенонового детектора в экспериментах на ядерном реакторе. В опыте по исследованию различия ν_e и $\bar{\nu}_e$ цель состоит в том, чтобы в потоке $\bar{\nu}_e$ от ядерного реактора попытаться обнаружить процесс



Впервые такие опыты с хлор-аргоновым детектором были выполнены Р. Дэвисом в 1955 — 1959 гг. В настоящее время было бы интересно повторить опыт Дэвиса с учетом эволюции наших представлений как о природе слабого взаимодействия, так и о процессе формирования $\bar{\nu}_e$ -спектра реактора. Хотя различие ν_e и $\bar{\nu}_e$ изучается также в более точных опытах по двойному безнейтринному β -распаду, исследование реакции (8) может дать новую информацию. Суть в том, что процессы испускания и поглощения антинейтрино в реакции (8) разделены макроскопическим расстоянием R , на котором могут происходить осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$. Следуя идеологии работы [9], запишем вероятность перехода ν_e в $\bar{\nu}_e$ на расстоянии R :

$$P(\nu_e, R|\tilde{\nu}_e, 0) = (1 - \langle h_\nu \rangle^2) \sin^2 \frac{R\Delta m^2}{4E_\nu}, \quad (9)$$

где

$$1 - \langle h_\nu \rangle^2 = \frac{4\epsilon^2}{1 + \epsilon^2} + \frac{(1 - \epsilon^2)}{(1 + \epsilon^2)} \frac{m_\nu^2}{|p_\nu|^2 + m_\nu^2}, \quad (10)$$

m_ν — масса нейтрино; ϵ — относительная доля правого заряженного тока в гамильтониане слабого взаимодействия; $\Delta m^2 = m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2$, E_ν — энергия нейтрино.

Степень перекрытия состояний ν_e и $\tilde{\nu}_e$ удобно характеризовать величиной $a^2 = \sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{расч}}$, т.е. отношением измеренного сечения реакции (8) к рассчитанному в предположении $\nu_e \equiv \tilde{\nu}_e$:

$$\sigma_{\text{расч}} = \frac{\int \sigma(E_\nu) \Phi(E_\nu) dE_\nu}{\int \Phi(E_\nu) dE_\nu}, \quad (11)$$

тогда

$$a^2 = \frac{\int P(\nu_e, R|\tilde{\nu}_e, 0) \sigma(E_\nu) dE_\nu}{\int \sigma(E_\nu) \Phi(E_\nu) dE_\nu}, \quad (12)$$

где $\sigma(E_\nu)$ определяется выражением (5); $\Phi(E_\nu)$ — спектр антинейтрино от реактора. Из величины a^2 непосредственно извлекаются значение разности квадратов масс нейтрино и антинейтрино и примеси правых токов. До сих пор лучшая оценка величины a^2 была получена в 1982 году на ускорителе в ЦЕРН [10] и составляет $a^2 \leq 0,03$. Отметим, что ряд имеющихся данных делает сейчас актуальными измерения, в которых $a^2 \leq 10^{-3}$ [13].

Перейдем теперь к анализу того, какие оценки могут быть получены на a^2 в рассматриваемом эксперименте с иодно-ксеноновым детектором. Один из резервов повышения точности — более аккуратная оценка $\sigma_{\text{расч}}$.

Сечение $\sigma_{\text{расч}}$ получим, свернув рассчитанное ранее $\sigma(E_\nu)$ со спектром реакторных антинейтрино. Мы провели расчеты с двумя спектрами: с обычным спектром, полученным в работе Фогеля [11], и со спектром реактора, в котором использован литиевый конвертор, увеличивающий выход высокоэнергетических антинейтрино [12]. В табл. 3 приведены сечения поглощения антинейтрино (в предположении $\nu_e \equiv \tilde{\nu}_e$) иодно-ксеноновым детектором в случае спектра Фогеля (колонка 2) и спектра реактора с литиевым конвертором (колонка 3). Расчет проведен для эффективности конвертора, равной 20%. Поскольку мы предполагаем

Таблица 3. Сечение поглощения нейтрино ($\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$) иодно-ксеноновым детектором ($\text{см}^2/\nu$)

Вид силовой функции	Спектр	
	Vogel	⁶ Li-converter
$\Gamma = \Gamma(\omega_1)$ $q = 1$	$1,06 \cdot 10^{-43}$	$1,18 \cdot 10^{-42}$
$\Gamma = \Gamma(\omega_1)$ $q = 0,64$	$0,78 \cdot 10^{-43}$	$0,86 \cdot 10^{-42}$
$\Gamma = \Gamma(E)$ $q = 1$	$0,23 \cdot 10^{-43}$	$0,29 \cdot 10^{-42}$
$\Gamma = \Gamma(E)$ $q = 0,64$	$0,21 \cdot 10^{-43}$	$0,27 \cdot 10^{-42}$

получить оценку на a^2 сверху, для расчетов выберем минимальные сечения, приведенные в последней строке табл. 3. Оценим с этими сечениями скорость образования ядер ^{127}Xe ($\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$). Методика вычислений подробно описана в работе [13]:

$$n_0 = 8640 \text{ с} \cdot f(\bar{\nu}_e) \cdot N(^{127}\text{I}) \cdot \sigma_{\text{расч}} \text{ (атом/сут)},$$

где $f(\bar{\nu}_e) - 6 \cdot 10^{12} \nu_e / \text{см}^2 \cdot \text{с}$ - поток антинейтрино для экспериментального зала нейтринной лаборатории; $N(^{127}\text{I}) = 4,7 \cdot 10^{27}$ - число атомов иода в одной тонне иода. Тогда для обычного реактора $n_0 = 50$ атомов/сут, а для реактора с литиевым конвертором $n_0 = 500$ атомов/сут. Если принять время экспозиции $t = 10$ сут, а эффективность извлечения и регистрации $\xi = 0,7$, то за один цикл может быть сосчитано

$$N_0 = \begin{cases} 250 \text{ атомов для обычного реактора,} \\ 2500 \text{ атомов для реактора с литиевым конвертором.} \end{cases} \quad (13)$$

Величину $a^2 = \sigma_{\text{эксп}} / \sigma_{\text{расч}}$ можно записать в виде $a^2 = (N - N_{\Phi}) / N_0$, где N - число атомов ^{127}Xe , сосчитанных за 1 цикл при работающем реакторе; N_{Φ} - то же при выключенном; N_0 - расчетное значение (13). Поскольку число циклов при работающем реакторе может быть значительно большим, чем при выключенном, статистическая погрешность разности $N - N_{\Phi}$ определяется ошибками фона. Тогда, если эффекта от $\bar{\nu}_e$ не наблюдается, то верхняя граница a^2 может быть оценена как

$$a^2 \leq \frac{\sqrt{N_\Phi}}{N_0}. \quad (14)$$

Величина N_Φ может быть найдена на основе работы [13]. Число атомов ^{127}Xe , образующихся в 1 т иода, составит ~ 10 атомов/сут и соответственно для одного цикла экспозиции $N_\Phi = 50$ атомов. Подставляя эту величину в (14), получим

$$a^2 \leq \begin{cases} 0,03 & \text{для обычного реактора,} \\ 0,003 & \text{для реактора с литиевым конвертором.} \end{cases}$$

Эта величина получена для 1 т иода и одного цикла измерений фона продолжительностью $t = 10$ сут. Если использовать 60 т иода-127 и провести за время остановки реактора три цикла измерения фона, то получим следующие оценки на a^2 :

$$a^2 \leq \begin{cases} 0,003 & \text{для обычного реактора,} \\ 0,0003 & \text{для реактора с литиевым конвертором 20\%-ной эффективности.} \end{cases}$$

На рис. 6 приведен график отношения: a^2 для реактора с конвертором к a^2 для обычного реактора в зависимости от эффективности конвертора.

Подводя итог этого раздела, можно утверждать, что измерения с иодфо-ксеноновым детектором позволят существенно улучшить (соответственно на порядок и на 2 порядка) оценку a^2 , полученную на ускорителе в ЦЕРН.

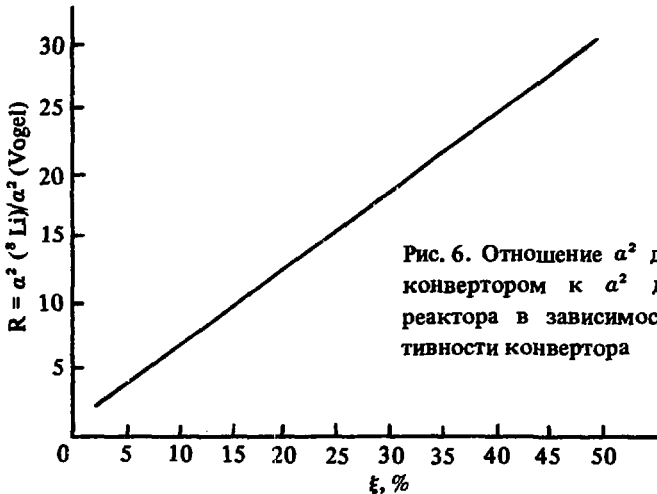


Рис. 6. Отношение a^2 для реактора с конвертором к a^2 для обычного реактора в зависимости от эффективности конвертора

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые проведены расчеты сечения поглощения нейтрино в иодно-ксеноновом детекторе. При этом учитывались как низколежащие, так и высоколежащие возбужденные состояния ксенона-127. Из расчетов следует, что сечение сильно зависит от способа уширения изобарических состояний при построении силовой функции β -распада. Получено, что иодно-ксеноновый детектор солнечных нейтрино имеет преимущества по сравнению с хлор-аргоновым в том, что позволяет лучше регистрировать бериллиевые нейтрино и имеет полную скорость счета по крайней мере в 2,5 раза выше. В экспериментах на реакторе по поиску $\nu_e - \bar{\nu}_e$ -осциллирующий иодно-ксеноновый метод может дать ограничение на параметры осцилляций на порядок или два порядка (при использовании литиевого конвертора нейтронов), превышающее значения, полученные в ускорительных экспериментах [10].

Важным и до сих пор не решенным остается вопрос о ширине и форме резонансных линий для изобарических состояний в силовой функции $S_\beta(E)$.

Авторы благодарят А.А. Борового, Б.В. Данилина, Ю.В. Гапонова, И.В. Панова, А.М. Пшукова за полезные дискуссии и В.И. Ляшука за помощь в расчетах литиевого конвертора.

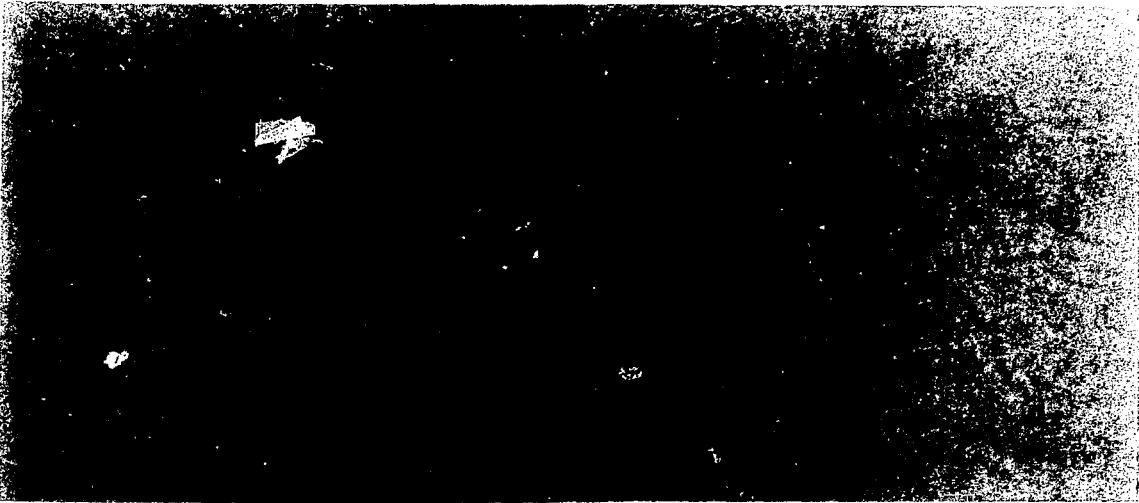

Список литературы

1. Bahcall J.N. — Rev. Mod. Phys., 1978, vol. 50, p. 881.; Bahcall J.N. et al. — Rev. Mod. Phys., 1982, vol. 54, p. 767; Кузьмин В.А. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1532.
2. Haxton W.C. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol. 60, № 9, p. 768.
3. Боровой А.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, вып. 11, с. 521.
4. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем. — М.: Наука, 1983.
5. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. — ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1324.
6. Mathews G.J. et al. — Phys. Rev. C, 1985, vol. 32, p. 2.
7. Губа В.Г. и др. Препринт МИФИ 072-88, 1988.
8. Bahcall J.N., Ulrich R. — Rev. Mod. Phys., 1988, vol. 60, p. 297.
9. Bahcall J.N., Primakoff H. — Phys. Rev., 1978, vol. D18, p. 3463.
10. Cooper A.M. — Phys. Lett., 1982, vol. 112B, p. 97.
11. Vogel P. et al. — Phys. Rev. C, 1981, vol. 24, p. 1543.
12. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. — В сб.: Нейтронная физика, Материалы конференции по нейтронной физике, Киев 14 — 18 сент. 1987 г. — М., 1988, т. 4, с. 182.
13. Барабанов И.Р. и др. Препринт ИЯИ, П-0466, 1986.

Технический редактор Н.А. Малькова
Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 26.05.89. Формат 60x90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 1,0
Тираж 153. Цена 20 коп. Заказ 165. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова



Препринт ИАЭ-4876/2. М., 1989

