

УДК 539.173

ПОИСКИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРИНО

А.В.Дербин

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

ВВЕДЕНИЕ	734
НЕДОСТАТОК СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО	735
РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ	739
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ СЕЧЕ- НИЯ РАССЕЯНИЯ РЕАКТОРНЫХ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕК- ТРОНЕ И ОГРАНИЧЕНИЕ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙ- ТРИНО	741
ПЕРСПЕКТИВЫ	744
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	748
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	749

УДК 539.173

ПОИСКИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРИНО

А.В.Дербин

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

Результаты экспериментов по измерению сечения упругого рассеяния реакторных нейтрино на электроны анализируются с целью поиска вклада в сечение от магнитного момента нейтрино. Сравниваются возможности поиска магнитного момента на ускорителях и реакторе. Найден верхний предел на возможный магнитный момент нейтрино $\mu_\nu \leq 1,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 % у.д.). Обсуждаются возможности увеличения чувствительности реакторных экспериментов до уровня $10^{-11} \mu_B$.

The results of measurements reactor neutrino-electron elastic scattering cross-section are processed to search for additional part connected with magnetic moment of the neutrino. The possibilities of the accelerator and reactor experiments in search for magnetic moment are compared. It is shown that the upper limit on the neutrino magnetic moment is $\mu_\nu \leq 1.5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 % c.l.). The possibilities to increase the sensitivity of reactor's experiments up to $10^{-11} \mu_B$ are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитный момент нейтрино (μ_ν) в стандартной теории пропорционален массе нейтрино (m_ν), за счет которой происходит изменение спиральности нейтрино, необходимое для оператора магнитного момента нейтрино (рис. 1, а). Величина μ_ν равна [1]:

$$\mu_\nu = (3m_e G_F / 4\pi\sqrt{2}) m_\nu \mu_B \approx 3,2 \cdot 10^{-19} (m_\nu / 1 \text{ эВ}) \mu_B,$$

где m_e — масса электрона, G_F — константа Ферми.

Современное ограничение на массу электронного антинейтрино составляет 2,5 эВ [2]. Значит, ожидаемая величина для магнитного момента нейтрино — не более чем $\sim 10^{-18} \mu_B$, где $\mu_B = e/2m_e$ — электронный магнетон Бора, e — заряд электрона. Такое значение на восемь порядков меньше чувствительности современных лабораторных экспериментов. Наиболее чувствительным к магнитному моменту оказывается процесс упругого рассеяния нейтрино на электроны. Измеренные значения сечения этого процесса позволяют ввести ограничения на возможный магнитный момент электронного антинейтрино $\mu_\nu \leq (1,5 \div 4,0) \cdot 10^{-10} \mu_B$ [3], для электронных нейтрино $\mu_\nu \leq 10,8 \cdot 10^{-10} \mu_B$ [4] и для мюонных нейтрино $\mu_\nu \leq (7,4-9,5) \cdot 10^{-10} \mu_B$ [5].

Астрофизические ограничения, использующие в основном тот факт, что рассеяние нейтрино с большим магнитным моментом на заряженных частицах приводит к эффективному образованию правых нейтрино, не участвующих в слабом взаимодействии и, таким образом, меняющих динамику звезд, находятся в районе $10^{-10} - 10^{-11} \mu_B$ [6]. Наблюдение нейтрино от взрыва сверхновой SN1987A позволило получить более сильные пределы $\sim 10^{-12} - 10^{-14} \mu_B$ [7]. Однако предложенные сценарии резонансных переходов $\nu_l \rightarrow \nu_r$, а также возможность существования

недиагональных магнитных моментов [8] позволяют согласовать даже значение $\mu_\nu \approx 10^{-11} \mu_B$ с данными по сверхновой SN1987A.

В теоретических моделях с правыми бозонами или расширенным сектором скалярных частиц магнитный момент может быть пропорционален массе промежуточного лептона и, как показано в работах [9], достигать значений $\sim 10^{-11} \mu_B$. Сложность этих моделей, связанная с возникновением большой массы у нейтрино, возможно, преодолевается в моделях с $SU(2)_\nu$ -симметрией между ν_l и ν_r [10] или $SU(2)_H$ -симметрией между электронным и мюонным семействами [11].

2. НЕДОСТАТОК СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО

Интерес к огромному (для стандартной теории) магнитному моменту нейтрино ($\sim 10^{-11} \mu_B$) связывается с проблемой недостатка солнечных нейтрино. В настоящее время имеются данные по регистрации солнечных нейтрино для пяти детекторов. Это Cl-Ag- и два Ga-Ge-радиохимических детектора, регистрирующих нейтрино по реакции обратного K -захвата, а также два детектора, регистрирующих рассеяние нейтрино на электроны по черенковскому излучению электронов отдачи. В табл. 1 приведены отношения экспериментально измеренной скорости счета нейтрино к теоретически ожидаемой в стандартной солнечной модели [12]. Первая погрешность — экспериментальная, вторая связана с неопределенностью теоретических расчетов.

Одно из возможных объяснений дефицита солнечных нейтрино состоит в том, что нейтрино имеет достаточно большой магнитный момент, взаимодей-

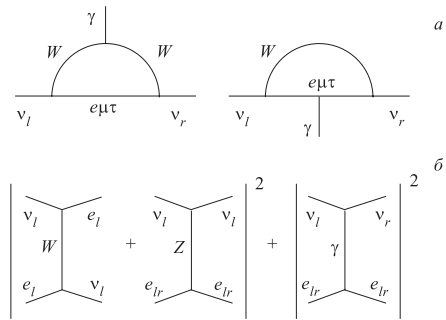


Рис. 1. а) Диаграммы, показывающие возникновение магнитного момента у нейтрино. б) Рассеяние нейтрино на электроны за счет слабого и электромагнитного взаимодействия

Таблица 1. Результаты измерений потока солнечных нейтрино в сравнении с теоретическими предсказаниями

Эксперимент	Эксперимент/теория
Cl–Ar, Homestake [13]	$0,28 \pm 0,02 \pm 0,04$
Ga–Ge, SAGE [14]	$0,53 \pm 0,10 \pm 0,03$
Ga–Ge, GALLEX [15]	$0,51 \pm 0,05 \pm 0,03$
Kamiokande [16]	$0,42 \pm 0,06 \pm 0,07$
Superkamiokande [17]	$0,37 \pm 0,02 \pm 0,07$

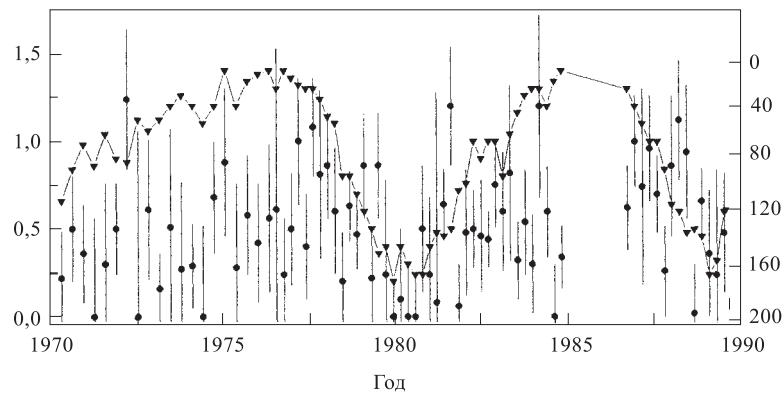


Рис. 2. Результаты Cl–Ar-эксперимента [13]. Точками показано среднее число атомов ^{37}Ar , образующихся в детекторе в сутки (левая шкала). Непрерывная кривая показывает среднее число пятен на Солнце (правая шкала)

ствие которого с магнитным полем Солнца приводит к перевероту спиральности нейтрино, а правые нейтрино не участвуют в реакции заряженных токов. Эта идея получила сильную поддержку после того, как в ряде работ [18], примерно через 10 лет после начала работы Cl–Ar-детектора, появились указания на возможность существования антикорреляции между потоком нейтрино, регистрируемым в Cl–Ar-эксперименте, и числом солнечных пятен. Солнечные пятна есть результат пересечения поверхности Солнца магнитными силовыми линиями, и число солнечных пятен отражает напряженность магнитных полей вблизи поверхности Солнца. На рис. 2 показан полный 22-летний цикл солнечной активности в сравнении с результатами, полученными на Cl–Ar-детекторе [19]. Непрерывная кривая показывает среднее число солнечных пятен, а точками представлено среднее число образующихся в сутки атомов ^{37}Ar [20].

В 1986 г. в работах [21] было высказано предположение, что если данная корреляция действительно существует, она могла бы быть обусловлена взаимодействием магнитного момента нейтрино с магнитным полем внутри конвективной зоны Солнца. Конвективная зона занимает ближайшую к поверхности область, примерно одну четверть радиуса. Когда Солнце активно, в конвективной зоне возникает тороидальное магнитное поле с напряженностью $H = 1 \div 10$ кГс. Пересекая магнитное поле, направленное перпендикулярно движению, спин нейтрино прецессирует, и левые нейтрино переходят в правые. Число левых нейтрино, вылетающих из Солнца, может быть оценено по простой формуле: $H \propto \cos^2(\mu_\nu HL)$, где L — глубина конвективной зоны ($L \approx 2 \cdot 10^{10}$ см). Таким образом, авторы [21] показали, что значение магнитного момента, необходимое для того, чтобы ожидаемые одиннадцатилетние (и полугодовые [21]) вариации потока солнечных нейтрино могли наблюдаться на упомянутых детекторах солнечных нейтрино, должно быть в диапазоне $10^{-10} \div 10^{-12} \mu_B$.

В работе [22] утверждается, что антикорреляция потока нейтрино оказывается более значимой с величиной магнитного потока у поверхности Солнца, чем с числом солнечных пятен и, что интересно, она оказывается более значимой для магнитного потока вблизи центра видимого диска Солнца. В эксперименте Дэвиса регистрируются, в основном, нейтрино, возникающие в β^+ -распаде ${}^8\text{B}$ и при K -захвате в ${}^7\text{Be}$. Реакции образования этих нейтрино идут в самом центре Солнца, в области, размер которой примерно в пять раз меньше области pp -реакций. Следовательно, нейтрино, возникающие при распаде В и Ве, приходящие на Землю, пересекают поверхность Солнца вблизи центра видимого диска.

Из-за большой неопределенности в погрешностях Cl–Ag-эксперимента количественная оценка коэффициента корреляции представляет сложности. Стандартный коэффициент корреляции, вычисленный в работах [18], соответствовал уровню значимости $\sim 1\%$. В вышеупомянутой работе [22] вычислялся ранговый коэффициент корреляции (коэффициент Спирмана [23]), и уровень значимости для определенного усреднения данных по сериям достигал значения 10^{-7} . Такой высокий уровень достоверности, скорее всего, связан с конкретным выбором метода усреднения данных, поскольку коэффициент Спирмана чувствителен к методу усреднения.

В других детекторах солнечных нейтрино (SAGE, GALLEX и (Super)Kamiokande) не наблюдаются сколько-нибудь значимые корреляции между регистрируемым потоком нейтрино и магнитной активностью Солнца. На рис. 3 показаны результаты коллаборации GALLEX [15]. Максимум солнечной активности был в 1991–1992 гг., минимум — в 1994–1995 гг., но нет сколько-нибудь заметных изменений в скорости счета за эти периоды. Такая же ситуация с результатами эксперимента Kamiokande (рис. 4).

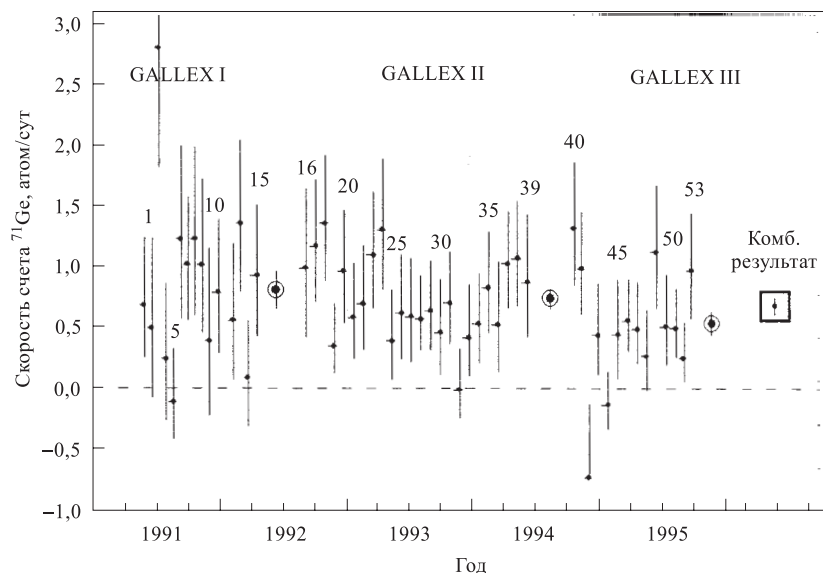


Рис. 3. Результаты эксперимента на Ga–Ge-детекторе коллаборации GALLEX [15]. Максимум солнечной активности наблюдался в 1991–1992 гг., минимум — в 1994–1995 гг.

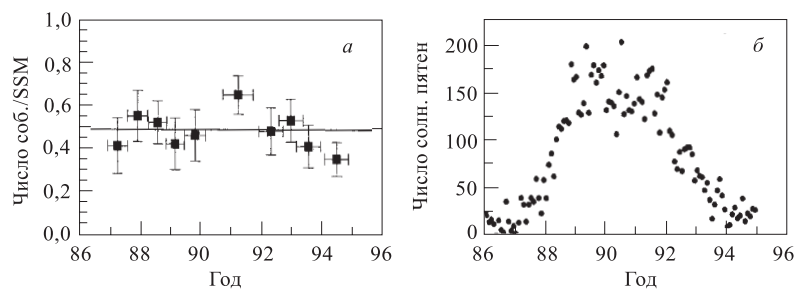


Рис. 4. а) Результаты эксперимента Kamiokande [16]. Отношение числа зарегистрированных событий (ν, e)-рассеяния к ожидаемому в стандартной солнечной модели. б) Количество солнечных пятен

Если данная корреляция действительно существует, причина расхождения может состоять в том, что все детекторы регистрируют нейтрино от различных частей энергетического спектра Солнца. Порог Si-детектора равен 814 кэВ, Ga–Ge-детектора — 233 кэВ, порог регистрации Kamiokande 6,5–7 МэВ. При учете резонансных осцилляций нейтрино в веществе [24] вероятность перехода левого нейтрино в правое будет зависеть от энергии нейтрино, и сравнение результатов с разных детекторов усложняется [25].

3. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ

Магнитный момент нейтрино имеет давнюю историю, восходящую к гипотезе Паули и первым вычислениям сечения рассеяния нейтрино на электроне [26]. Долгое время отрицательные результаты экспериментов по поиску взаимодействия нейтрино с электроном, чувствительность которых была далека от значения 10^{-44} см², интерпретировались как верхнее ограничение на возможный магнитный момент нейтрино [27]. Взаимодействие нейтрино, обладающего ненулевым магнитным моментом, с электромагнитным полем $F^{\alpha\beta}$ описывается лагранжианом

$$L = \frac{1}{2} \mu_\nu \left(\frac{e}{2m_e} \right) \bar{\nu} \sigma_{\alpha\beta} \nu F^{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где μ_ν — магнитный момент нейтрино в единицах электронного магнетона Бора, $\sigma_{\alpha\beta}$ — матрица Паули. Такое нейтрино будет взаимодействовать с любой заряженной частицей, в том числе и с электроном.

В стандартной теории рассеяние нейтрино, имеющего магнитный момент, определяется как слабым взаимодействием, так и однофотонным обменом, причем спиральность начального и конечного состояний нейтрино в первом случае одинакова, а во втором различна. Поэтому амплитуды слабого и магнитного рассеяния не интерферируют, и полное сечение есть просто сумма сечений; при этом вклад от магнитного момента, ожидаемого в стандартной теории, пренебрежимо мал (рис. 1, б).

Дифференциальное сечение слабого рассеяния электронного антинейтрино на электроне в стандартной теории имеет вид [28]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left(g_r^2 + g_l^2 \left(1 - \frac{E_e}{E_\nu} \right)^2 - g_l g_r \frac{m_e E_e}{2E_\nu^2} \right), \quad (2)$$

где m_e — масса электрона, g_r и g_l зависят лишь от угла Вайнберга ($g_r = \sin^2 \theta_W$, $g_l = 1/2 + \sin^2 \theta_W$), E_ν и E_e — энергия налетающего нейтрино и энергия электрона отдачи.

Сечение рассеяния нейтрино, связанное с магнитным моментом, пропорционально μ_ν^2 [26]:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \pi r_0^2 \mu_\nu^2 \left(\frac{1}{E_e} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (3)$$

где $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, μ_ν — магнитный момент нейтрино в электронных магнетонах Бора. Зависимость сечений магнитного и слабого рассеяния от энергии E_e существенно различны; при

$E_e \ll E_\nu$ их отношение пропорционально $1/E_e$, т.е. понижение порога регистрации электронов улучшает чувствительность эксперимента к магнитному моменту, если фон при этом возрастает слабее, чем $1/E_e \ln E_e$.

Интегрируя по энергии электрона, находим, что полное сечение рассеяния, связанного с магнитным моментом, равно

$$\sigma(E_e \geq T) = \pi r_0^2 \mu_\nu^2 \left(\ln \left(\frac{E_{e \max}}{T} \right) + \frac{T}{E_{e \max}} - 1 \right). \quad (4)$$

В этой формуле T — порог регистрации электронов отдачи, а $E_{e \max} = E_\nu(2E_\nu/(2E_\nu + m_e))$ есть максимально возможная энергия электрона отдачи, которая очень близка к энергии нейтрино, если $E_\nu \gg m_e$.

Интегральное сечение (ν, e) -рассеяния в стандартной теории, как следует из (2), пропорционально E_ν . Это означает, что для того, чтобы увеличить отношение сигнал/фон (если фон связан только со слабым рассеянием), необходимо использовать нейтринные источники с малой энергией нейтрино. Например, сечение (ν_μ, e) -рассеяния, измеренное коллаборацией CHARM [29] на ускорителе SPS (CERN), составило ~ 25000 в единицах 10^{-45} см^2 (табл. 2). В то же время ожидаемое сечение для магнитного момента, равного $10^{-10} \mu_B$, составляет только 4 в тех же единицах. Это означает, что необходимо измерить сечение (ν_μ, e) -рассеяния с точностью лучше, чем $4/25000$ (т.е. $\sim 10^{-4}$), чтобы почувствовать вклад от магнитного момента, равного $10^{-10} \mu_B$. Даже эксперимент в Лос-Аламосе [4], где средняя энергия нейтрино, образующихся в результате распада остановившихся π -мезонов и мюонов, составляет 33 МэВ, уступает почти на два порядка по чувствительности к вкладу в сечение от магнитного момента реакторному эксперименту.

Таблица 2. Сравнение чувствительности к магнитному моменту нейтрино для экспериментов с различными источниками нейтрино

Источник нейтрино	Средняя энергия $\langle E_\nu \rangle$	Порог регистрации $\langle T \rangle$	σ_{weak} в ед. 10^{-45} см^2	σ_μ в ед. 10^{-45} см^2 $\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$
SPS (CERN)	25 ГэВ	2 ГэВ	25 000	4,0
LAMPF (Лос-Аламос)	30 МэВ	15 МэВ	100	0,5
Реактор	2 МэВ	0,5 МэВ	2	1,0

Главная проблема экспериментов на реакторе состоит в том, что фон, связанный с естественной или искусственной радиоактивностью, в несколько (иногда десятки) раз превышает фон от слабого рассеяния. Отметим, что в этом случае использование нейтрино с большей энергией увеличивает соотношение эффект/фон.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ РЕАКТОРНЫХ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ И ОГРАНИЧЕНИЕ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО

К настоящему времени опубликованы результаты по измерению сечения рассеяния реакторных нейтрино на электроны, полученные на трех различных детекторах.

Первые положительные результаты измерения сечения рассеяния нейтрино на электроны были представлены в 1976 г., ровно через 20 лет после прямого обнаружения нейтрино в реакции обратного β -распада. Детектор был создан в университете Калифорнии [30], и измерения проводились на реакторе «Savanna River». Центральный детектор — пластический сцинтиллятор, непосредственно регистрирующий (ν, e) -рассеяние, имел массу 15,9 кг и был окружен NaI-детектором с массой 300 кг, пассивной защитой из свинца и жидким сцинтиллятором (2000 л). Большой NaI-детектор использовался для подавления фона от реакции обратного β -распада на протоне ($\nu p \rightarrow ne^+$), поскольку центральный детектор содержал водород. Этот фон коррелирует с работой реактора, и скорость счета от этой реакции в 30 раз превышала скорость счета от (ν, e) -рассеяния в диапазоне регистрации электронов отдачи 1,5 ÷ 4,5 МэВ.

Второй детектор — это кремниевый мультidetектор с общей массой 75 кг, созданный в Петербургском институте ядерной физики. Измерения сечения (ν, e) -рассеяния проводились на реакторе Ровенской атомной станции [31, 32]. Детектор представлял собой сборку из 600 отдельных детекторов диаметром 30 и длиной 125 мм. Энергетическое разрешение отдельного детектора, измеренное по линии 122 кэВ от ^{57}Co , составляло ~ 5 кэВ, из-за дополнительной емкости, связанной с выводом сигнала, увеличивалось до ~ 15 кэВ. Мультidetектор вместе с первым слоем пассивной защиты с массой 300 кг находился внутри вакуумной камеры для подавления активности радона. Пассивная защита для подавления внешней γ - и нейтронной активности состояла из слоя ртути, меди и графита.

Третий детектор был создан в Курчатовском институте, и эксперимент проводился на реакторе в Красноярске [33, 34]. Детектор с массой 103 кг представлял собой сборку из 7 идентичных сцинтилляционных детекторов на основе гексафторбензола (C_6F_6), просматриваемых с обоих концов фотомножителями. Порог регистрации электронов отдачи был равен 3,15 МэВ и обусловлен высоким уровнем фона естественной и искусственной радиоактивности. Существенное преимущество этого детектора состоит в его подземном расположении (≈ 700 м в.э.), что позволяет снизить поток мюонов на три порядка по сравнению с поверхностью Земли.

Сложность экспериментов по изучению рассеяния реакторных нейтрино на электроны состоит в том, что сечение реакции мало ($\sim 10^{-44}$ см²), един-

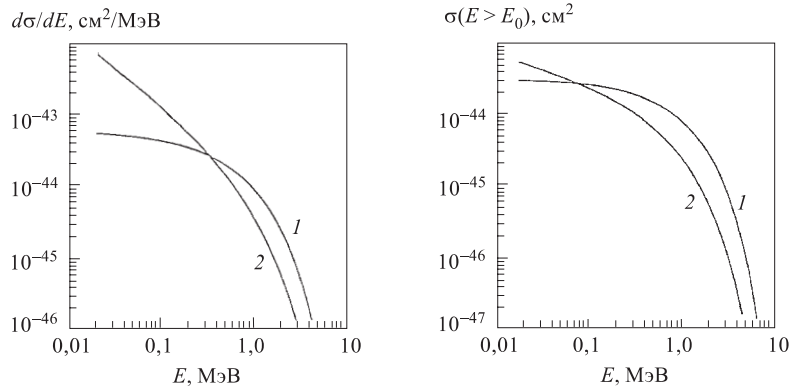


Рис. 5. Ожидаемый спектр электронов отдачи (дифференциальное сечение), возникающих при рассеянии реакторных нейтрино: 1 — стандартная теория ($\sin^2 \theta_W = 0,23$); 2 — рассеяние за счет магнитного момента ($\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$)

Рис. 6. Интегральное сечение для интервала $E \div 9$ МэВ: 1 — слабое ($\sin^2 \theta_W = 0,23$) и 2 — магнитное рассеяние ($\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$)

ственной регистрируемой частицей является электрон отдачи, а фон детектора, связанный с искусственной или естественной радиоактивностью, возрастает при уменьшении энергии. Поэтому приемлемое отношение эффект/фон удается получить лишь для широкого и, как правило, одного диапазона энергий электрона отдачи. Чтобы сравнить теоретические предсказания с результатами эксперимента и таким образом найти возможный вклад в экспериментально измеренное сечение от возможного магнитного момента нейтрино, необходимо сечения (2) и (3) усреднить как по спектру нейтрино, так и по интервалу энергий (E_1, E_2), в котором происходит регистрация электрона отдачи:

$$\sigma(E_1, E_2) = \int_{E_2}^{E_1} \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE} N(E_\nu) dE_\nu dE_e. \quad (5)$$

Чтобы вычислить данное выражение нужно знать спектр антинейтрино от реактора. Это отдельная проблема реакторных экспериментов, выходящая за рамки данного обзора. Спектр нейтрино с энергией в интервале $2 \div 6$ МэВ известен с хорошей точностью ($\sim 4\%$) [35], поскольку 2 МэВ — это порог реакции обратного β -распада на протоне. При энергиях ниже 2 МэВ спектры вычислялись в работах [36], и величина погрешности в данном интервале составляет $5 \div 15\%$.

Ожидаемые спектры электронов отдачи или дифференциальные сечения рассеяния, усредненные по спектру реакторных нейтрино, показаны на рис. 5. Видно, что они сравниваются при энергии 320 кэВ для магнитного момента, равного $10^{-10} \mu_B$, и $\sin^2 \theta_W = 0,23$. Интегральные сечения для интервала от E до 9 МэВ приведены на рис. 6, и они оказываются равными лишь при энергии электронов отдачи, равной 70 кэВ.

К настоящему времени имеются экспериментальные данные по измерению сечения рассеяния нейтрино на электроне для шести различных интервалов электронов отдачи ($E_1 - E_2$), полученные на трех вышеупомянутых детекторах. Эти результаты можно представить в единицах сечения слабого рассеяния, вычисленного для установленного спектра нейтрино (табл. 3).

Таблица 3. Экспериментальные результаты измерения сечения рассеяния реакторных нейтрино на электроне и ограничения на магнитный момент

Интервал $E_1 - E_2$, МэВ	Отношение $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{weak}}$	Ограничение на μ_ν в ед. $10^{-10} \mu_B$	Ссылка
1,0–3,0	$1,36 \pm 0,39$	$\leq 1,8$	[30]
3,0–4,5	$2,07 \pm 0,54$	$\leq 3,4$	[30]
1,0–4,0	$1,15 \pm 1,71$	$\leq 2,4$	[31]
3,15–5,2	$1,21 \pm 0,57$	$\leq 2,4$	[33]
0,6–2,0	$1,23 \pm 0,60$	$\leq 1,4$	[32]
3,15–5,2	$0,92 \pm 0,49$	$\leq 1,9$	[34]

Хотя в пределах одной погрешности пять из шести результатов согласуются со стандартной теорией, пять из них отклоняются в сторону больших сечений. Если для установления верхнего предела на возможный магнитный момент взять величину $(\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{weak}}) + \Delta\sigma_{\text{exp}}$ (или $\Delta\sigma_{\text{exp}}$, если $\sigma_{\text{exp}} \leq \sigma_{\text{weak}}$), то получим значения от 1,4 до 3,4 в единицах $10^{-10} \mu_B$. Предполагая, что увеличение измеренных сечений связано с магнитным моментом, и вычисляя величину χ^2 для различных значений μ_ν , получаем, что с 40 %-ной вероятностью возможно значение $\mu_\nu = 0$ (функция правдоподобия $P(\chi^2 > \chi_{\mu=0}^2) = 0,4$). С вероятностью 90 % $\mu_\nu \leq 1,9 \cdot 10^{-10} \mu_B$ ($P(\chi^2 > \chi_{\mu=1,9}^2) = 0,1$). Минимальное же значение $\chi_d^2 = 0,7$ соответствует магнитному моменту, равному $1,15 \cdot 10^{-10} \mu_B$. Таким образом, гипотеза о том, что магнитный момент равен нулю, не может быть отвергнута на основе χ^2 -критерия.

Для получения предела на μ_ν естественно использовать метод максимального правдоподобия. Для этого следует найти функцию правдоподобия $P(\mu)$, т.е. вычислить вероятность получения данных экспериментальных результатов для различных значений магнитного момента, в предположении, что

все результаты имеют нормальное распределение. Интегрируя эту функцию от нуля до значения μ_ν , для которого полученная площадь составляет 90% ($\int P(\mu)d\mu = 0,9$), получаем, что $\mu_\nu \leq 1,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ для 90%-ного уровня достоверности.

Имеющиеся экспериментальные результаты приведены также на рис. 7, показывающем зависимость отношения полного сечения магнитного рассеяния

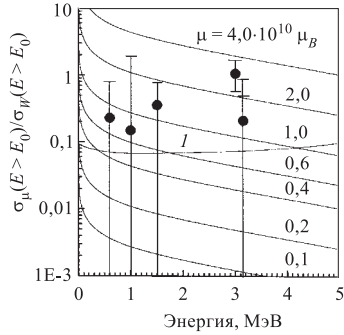


Рис. 7. Отношение полных сечений магнитного и слабого рассеяний в интервале энергий $E \div 9$ МэВ для различных значений магнитного момента (в ед. $10^{-10} \mu_B$). Кривая *I* показывает неопределенность, связанную с неточным знанием спектра нейтрино. Приведены также экспериментальные результаты (с погрешностями) в предположении, что отклонение σ_{exp} от σ_{weak} связано с магнитным моментом нейтрино

от энергии показана на рис. 7 (кривая *I*). Неопределенность, связанная с неточным знанием $\sin^2 \theta_W$, существенно ниже. Видно, что для нижнего порога $0,1 \div 1,0$ МэВ неопределенность в нейтринном спектре будет ограничивать возможный предел на магнитный момент величиной $(3-5) \cdot 10^{-11} \mu_B$.

к слабому сечению от энергии. Используя погрешности нейтринных спектров, можно вычислить (задавшись определенным $\sin^2 \theta_W$) связанную с ними погрешность в полном сечении, которая и будет определять возможное предельное ограничение на магнитный момент, даже если экспериментальная погрешность будет меньше, чем погрешность, связанная с неопределенностью спектра. Это верно до тех пор, пока не удастся с хорошей точностью измерить спектр электронов отдачи, чтобы можно было использовать различную энергетическую зависимость для слабого и магнитного рассеяния. Для этого необходимо, чтобы отношение вычисленных сечений, например, для двух интервалов, не зависело от спектра нейтрино. Понятно, что ширина этих интервалов должна быть существенно меньше, чем средняя ширина нейтринного спектра (~ 2 МэВ), а располагаться они должны как можно ближе к нулевой энергии. Пока это не решенная экспериментальная задача.

Зависимость погрешности, связанной с неопределенностью нейтринного спектра, в полном сечении для слабого взаимодействия

5. ПЕРСПЕКТИВЫ

Каковы перспективы достигнуть точности $10^{-11} \mu_B$ в реакторных экспериментах? Единственная возможность связана с уменьшением порога регистрации электронов отдачи. Так, согласно рис. 7, для того, чтобы достиг-

нуть такой чувствительности, при пороге регистрации 1 МэВ необходимо измерить слабое сечение с точностью 0,3 %, при 100 кэВ — 0,9 % и при 20 кэВ — 1,8 %. Порог в 20 кэВ вполне реален для полупроводниковых детекторов, имеющих разрешение ~ 2 кэВ. Основная проблема, конечно, связана с фоном.

На рис. 8 показаны результаты четырех экспериментов, в которых достигнуты рекордные уровни фона в низкоэнергетической области. В этих экспериментах производился поиск частиц — кандидатов на «темную материю». Если эти тяжелые частицы с массой более 1 ГэВ действительно существуют, они могут рассеиваться на ядрах, и ожидаемая энергия отдачи как раз лежит в килоэлектронвольтовой области энергий. Приведенные спектры были измерены двумя HPGe-детекторами [37,38], одним Si(Li)-детектором [39] и NaI-детектором [40]. Детектор в эксперименте Гейдельберг—Москва был изготовлен из германия, обогащенного до 86 % изотопом ^{76}Ge [37]. Фон этого детектора равен $0,1 \text{ кэВ}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$ в сутки, что почти на порядок ниже фона детектора из природного германия [38]. Фон кремниевого детектора равен $10 \text{ кэВ}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$ в сутки.

Совершенствование пассивной и активной защит привело к тому, что в настоящее время фон детекторов связан не только с естественной (U, Th, ^{40}K) или искусственной (^{137}Cs , ^{60}Co ,...) радиоактивностью, но и с активацией детекторов на поверхности Земли или радиоактивностью собственных изотопов. Так, для германиевого детектора активация изотопа ^{70}Ge быстрыми нейтронами по реакциям $(n, 3n)$ и $(n, \alpha 2n)$ приводит к скорости счета 5–10 распад/(кг·сут). Интересно отметить, что для Ge-детектора (особенно для обогащенного изотопом ^{76}Ge) не так давно открытый двухнейтринный 2β -распад может быть источником фона при поиске магнитного момента нейтрино.

Проблемы кремниевого детектора могут быть связаны с радиоактивным изотопом ^{32}Si , который образуется в атмосфере из ^{40}Ar и затем выпадает на поверхность Земли, поэтому уровень фона, связанный с данным изотопом, зависит от того, с какой глубины был взят кремний для изготовления детекторов. Концентрация ^{32}Si на поверхности Земли составляет $\sim 10^{-18}$ атом/атом, что соответствует активности 250 отсчет/(кг·сутки). Изотоп ^{32}Si ($T_{1/2} = 170$ лет) испытывает два последовательных β -распада, которые практически не сопровождаются γ -квантами, что не позволяет подавить этот фон за счет секционирования детектора.

Исходя из обсуждавшегося выше, можно вычислить ожидаемые уровни фона для Ge- и Si-детекторов для различных интервалов энергий и сравнить эти значения с ожидаемым эффектом от слабого и магнитного рассеяния. Результаты измерений в течение одного месяца для детектора с массой 75 кг в нейтринном потоке $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ показаны в табл. 4. Для Ge-детектора использовался уровень фона, достигнутый в эксперименте

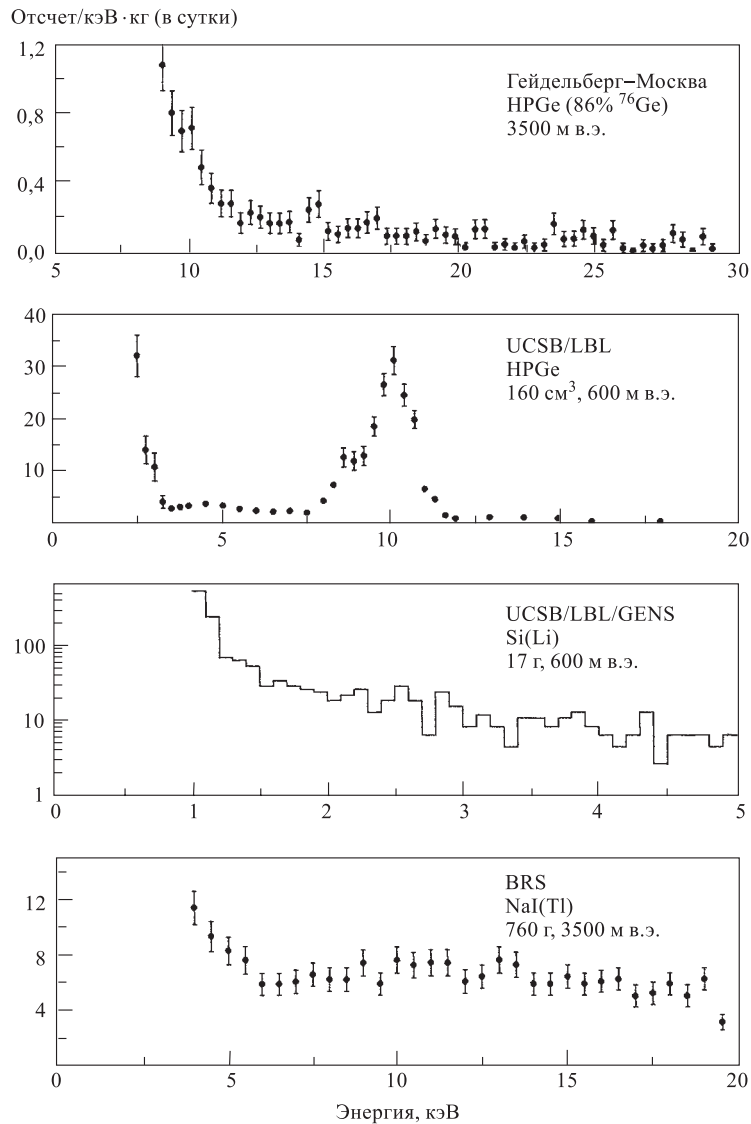


Рис. 8. Фоновые спектры в низкоэнергетической области, измеренные германиевыми и кремниевым полупроводниковыми детекторами и сцинтилляционным детектором

Гейдельберг—Москва. Фон Si-детектора вычислялся в предположении, что он связан лишь с распадами ^{32}Si с интенсивностью $100 \text{ кг}^{-1} \cdot \text{сут}^{-1}$. Выбор длины энергетических интервалов определялся максимальным соотношением эффект/ $\sqrt{\text{фон}}$ для фона, связанного со слабым рассеянием.

Таблица 4. Ожидаемое число отсчетов в детекторе, содержащем $2,25 \cdot 10^{28}$ электронов (≈ 75 кг), в потоке $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ за 30 дней измерений

$E_1 - E_2$, кэВ	$\mu_\nu = 10^{-11} \mu_B$	$\sin^2 \theta_W = 0,23$	Ge	Si
2–8	35,4	69,5	2700	14900
8–30	35,0	247	4950	55500
30–120	34,5	811	20300	158000
120–500	25,6	2000	21400	125000
500–2000	9,3	2090	21100	180000
2000–8000	0,62	355		

Таблица 5. Предел обнаружения магнитного момента нейтрино (в единицах $10^{-11} \mu_B$) для различных источников фона

$E_1 - E_2$, кэВ	Слабое рассеяние	Ge	Si
2–8	0,41	1,3	2,1
8–30	0,56	1,6	2,8
30–120	0,76	2,3	3,7
120–500	1,1	2,7	4,1
500–2000	1,9	4,5	7,3
2000–8000	4,6		

Используя ожидаемые уровни фона, можно вычислить чувствительность (предел обнаружения) к магнитному моменту нейтрино для типичной кампании измерений на реакторе: один месяц до остановки реактора, один месяц во время остановки и еще месяц, когда реактор работает. Полученные результаты приведены в табл. 5.

Уменьшение порога регистрации электронов увеличивает чувствительность к магнитному моменту для всех рассмотренных источников фона. Например, если фон связан только со слабым рассеянием нейтрино, предел обнаружения для детектора с порогом 2 МэВ лишь в три раза меньше, чем современный предел на магнитный момент нейтрино. С другой стороны, переход в килоэлектронвольтовую область энергии позволит иметь чувствительность к магнитному моменту реакторных нейтрино лучше, чем $10^{-11} \mu_B$, если фон будет связан лишь со слабым рассеянием. Для этого необходимо в реакторном эксперименте, практически на поверхности Земли (исключение составляет реактор в Красноярске [34]), получить уровень фона на порядок меньше, чем достигнутый в подземных экспериментах. Для поднятия чувствительности можно увеличивать массу детектора и время измерений, но поскольку сече-

ние (3) пропорционально μ_ν^2 , чувствительность к магнитному моменту будет возрастать лишь как корень четвертой степени из этих величин.

Несмотря на указанные сложности, существует целый ряд проектов по измерению сечения рассеяния реакторных нейтрино или нейтрино от искусственных источников, на электроне и ядрах, с целью повышения чувствительности к магнитному моменту.

Коллаборация MUNU [41] готовит эксперимент на реакторе Буже с ТРС-камерой объемом 1 м^3 с CF_4 при давлении до 5 бар. Основная проблема связана с высоким порогом регистрации электронов ($\sim 0,5 \text{ МэВ}$). Использовать жидкоксероновый или жидкоаргоновый детектор в экспериментах с реакторными нейтрино предлагалось в работах [42,43].

В ИТЭФ (Москва) ведутся работы над установкой, в которой сборка германиевых детекторов массой 2 кг находится внутри активной защиты из кристаллов NaI [44].

Чтобы снять проблему нейтринного спектра и получить возможность проведения экспериментов в подземных лабораториях, в ряде работ предлагается использовать искусственные источники нейтрино. Создать такие источники Б.Понтекорво предлагал еще в 1960 г. [45]. Успешное применение ^{51}Cr в экспериментах с Ga-Ge-детекторами солнечных нейтрино стимулировало новые предложения для поиска магнитного момента нейтрино с использованием источников нейтрино — ^{147}Pm [46], ^{90}Sr [47] и ^3H [48].

В ОИЯИ для регистрации электронов отдачи предлагается использовать низкотемпературный полупроводниковый детектор с одновременной регистрацией ионизации и тепловыделения вместе с источником нейтрино от K -захвата в ^{55}Fe [49]. В работе [50] криогенные калориметрические детекторы предлагается использовать для регистрации рассеяния нейтрино как на электроне, так и на ядрах.

В РНЦ «Курчатовский институт» предложено использовать β -распадчики ^{90}Sr - ^{90}Y совместно с детектором BOREXINO для одновременного прецизионного измерения реакций обратного β -распада и (ν, e) -рассеяния [51].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитный момент нейтрино в стандартной теории мал и не может быть обнаружен на современных экспериментальных установках. Если дефицит солнечных нейтрино связан с взаимодействием магнитного момента нейтрино с магнитным полем конвективной зоны Солнца, то должны наблюдаться 11-летние вариации регистрируемого потока нейтрино, если при этом значение μ_ν не менее $10^{-11} \mu_B$. Эта величина близка к чувствительности современных лабораторных экспериментов. Такие вариации не наблюдаются в Ga-Ge-детекторах и Kamiokande.

Наиболее чувствительным к магнитному моменту оказывается процесс упругого рассеяния нейтрино на электроны. Данные по реакторным экспериментам позволяют получить ограничение на магнитный момент нейтрино $\mu_\nu \leq 1,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 % у.д.). Дальнейшее увеличение чувствительности, в первую очередь, может быть связано с работой в килоэлектронвольтовой области энергий электронов отдачи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-16848).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee B.W., Shrock R.E. — Phys. Rev., 1977, v.D16, p.1444;
Fujikawa K., Shrock R. — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.963.
2. Lobashev V.M. et al. — Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1999, v.77, p.327.
3. Reines F., Curr H., Sobel H. — Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.315;
Kyuldiev A.V. — Nucl. Phys., 1984, v.B234, p.387;
Vogel P., Engel J. — Phys. Rev., 1989, v.D39, p.3378;
Дербин А.В. — ЯФ, 1994, т.57, с.236.
4. Krakauer D.A. et al. — Phys. Lett., 1990, v.B252, p.177.
5. Abe R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.636.
6. Sutherland P. et al. — Phys. Rev., 1976, v.D13, p.2700;
Blinnikov S.I. et al. — Sov. Sci. Rev. Astrophys. Space Phys., 1987, v.6, p.185;
Fokujita M., Yasaki S. — Preprint RIFP-709, 1987.
7. Nussinov S., Rephael Y. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.36, p.2278;
Barbieri R., Mohapatra R.M. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.27;
Lattimer J.M., Cooperstein J. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.23.
8. Волошин М.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.421;
Стефанов М.А. — ЯФ, 1989, т.49, с.564;
Окунь Л.Б. — ЯФ, 1988, т.48, с.967.
9. Fukujita M., Yanagita T. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.187;
Pulido J., Ralston J. — Preprint Fermilab. Pub-87, 132-t, 1987;
Babu K.S., Mathur V.S. — Phys. Lett., 1987, v.B196, p.218.
10. Волошин М.Б. — ЯФ, 1988, т.48, с.804;
Liu J. — Phys. Rev., 1987, v.D35, p.34;
Choudhury D., Saarkar U. — Phys. Lett., 1990, v.B235, p.113.
11. Babu K.S., Mohapatra R.M. — Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.1705;
Ecker G. et al. — Phys. Lett., 1989, v.B232, p.217;
Stefanov M.A., Vysotsky M.I. — Preprint ICTP IC190/67;
Стефанов М.А., Высоцкий М.И. — ЯФ, 1991, т.53, с.1623;
Leure M., Marcus N. — Phys. Lett., 1990, v.B235, p.113.
12. Bahcall J.N., Pinsonneault M.H. — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.885.
13. Lende K. et al. — Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1999, v.77, p.13.
14. Gavrin V.N. et al. — Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1999, v.77, p.20.
15. Kirsten T.A. et al. — Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1999, v.77, p.26.

16. **Suzuka Y. et al.** — Neutrino-96, World Scien. Publ., 1996, p.73.
17. **Suzuka Y. et al.** — Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1999, v.77, p.35.
18. **Sakurai K.** — Nature, 1979, v.279, p.146;
Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.273;
Гаврин В.Н., Копысов Ю.С., Макеев Н.Т. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.491.
19. **Davis R.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1994, v.32, p.13.
20. **Bahcall J.N., Press W.H.** — Astrophys. J., 1991, v.370, p.730;
Pal P.B. — Int. J. Mod. Phys., 1992, v.7, p.5387.
21. **Волошин М.Б., Высоцкий М.И.** — ЯФ, 1986, т.44, с.845;
Окунь Л.Б. — ЯФ, 1986, т.44, с.847;
Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. — ЯФ, 1986, т.44, с.677; ЖЭТФ, 1986, т.91, с.754.
22. **Oakley D.S. et al.** — Astrophys. J., 1994, v.437, p.L63.
23. **Корн Г., Корн Т.** — Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1977, с.642.
24. **Михеев С.П., Смирнов А.Ю.** — ЯФ, 1985, т.42, с.1441; ЖЭТФ, 1986, т.91, с.1986;
Wolfenstein J. — Phys. Rev., 1978, v.D17, p.2369.
25. **Akhmedov E.** — Phys. Lett., 1991, v.B257, p.163;
Babu K.S. et al. — Phys. Rev., 1991, v.D44, p.2265;
Pal V.P. — Int. J. Mod. Phys., 1992, v.7, p.5387.
26. **Carlson F., Openheimer J.R.** — Phys. Rev., 1932, v.41, p.763;
Bardin D.Ju., Bilenky S.M., Pontecorvo V.M. — Phys. Lett., 1970, v.B32, p.108;
Домогацкий Г.В., Надежин Д.К. — ЯФ, 1970, т.12, с.1232.
27. **Cowan C.L., Reines F., Harrison F.B.** — Phys. Rev., 1954, v.96, p.1294; Phys. Rev. Lett., 1970, v.24, p.1448; Phys. Rev. Lett., 1972, v.28, p.1406;
Толоконников С.В., Фаянс С.А. — Изв. АН СССР, 1973, т.37, с.2667.
28. **Окунь Л.Б.** — Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981, с.302.
29. **CHARM II Collab., Vilain P. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B281, p.159.
30. **Reines F., Curr H., Sobel H.** — Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.315.
31. **Попеко Л.А., Дербин А.В.** — Препринт ЛИЯФ, 1980, №585;
Дербин А.В., Петров Ю.В., Попеко Л.А. — Атомная энергия, 1981, т.50, с.400;
Бахланов С.В., Дербин А.В., Муратова В.Н., Попеко Л.А. и др. — Препринт ЛИЯФ, 1983, №864;
Дербин А.В., Попеко Л.А., Черный А.В., Шишкина Г.А. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, с.206.
32. **Дербин А.В., Черный А.В., Попеко Л.А. Муратова В.Н. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, с.755.
33. **Gurevich I.I., Khakimov S.Kh., Kozlov Yu.V. et al.** — In: Proc. LEWI-90, p.172. Dubna, 1991.
34. **Видякин Г.С., Выродов И.Р., Гуревич И.И. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, с.212.
35. **Кетов С.Н., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Толоконников С.В.** — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.177;
Schreckenbach K. et al. — Phys. Lett., 1985, v.B160, p.325;
Hahn A.A., Schreckenbach K. et al. — Phys. Lett., 1989, v.B218, p.365.

36. **Рубцов П.М. и др.** — ЯФ, 1987, т.46, с.1028;
Александрин В.Г., Родичков С.В., Рубцов П.М. и др. — Бета- и антинейтринное излучение ядер. М.: Энергоатомиздат, 1989;
Vogel P., Eugel J. — Phys. Rev., 1989, v.D39, p.3378;
Бакаляров А.М., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А. — Препринт ИАЭ-5973/2, 1996; ЯФ, 1996, т.59, с.1225;
Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Синев В.В. — ЯФ, 1997, т.60, с.230.
37. **Heidelberg–Moscow Collaboration. Beck M. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B336, p.141.
38. **Caldwell D.O. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.510.
39. **Caldwell D.O. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.1305.
40. **Vacci C. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B293, p.460.
41. **Broggini C. et al.** — Nucl. Instr. Meth., 1992, v.A311, p.319;
Amsler R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1997, v.396, p.115.
42. **Baldo-Geolin M., Puglierin G., Varmin V.** — Preprint ИТЕР No.32-92, 1992.
43. **Cline D.B., Hong W.** — Int. J. Mod. Phys., 1992, v.7, p.4167.
44. **Beda A.G., Demidova E.V., Starostin A.S., Voloshin M.B.** — Preprint TPI-MINN -97/15-T, UMN-TH-1544-97, 1997; ЯФ, 1998, т.61, с.72.
45. **Понтекорво Б.М.** — Препринт ОИЯИ Д577, Дубна, 1960, с.39.
46. **Корноухов В.Н.** — ЯФ, 1997, т.60, с.639; ЯФ, 1998, т.61, с.1352.
47. **Bergelson B.R., Davydov A.V., Isaev Yu.N., Kornoukhov V.N.** — ЯФ, 1998, т.61, с.1347.
48. **Трофимов V.N., Neganov B.S., Yukhimchuk A.A.** — ЯФ, 1998, т.61, с.1373.
49. **Голубчиков А.В., Займидорога О.А., Смирнов О.Ю., Сотников А.П.** — ЯФ, 1996, т.59, с.1989.
50. **Инжечик Л.В., Гапонов Ю.В., Козлов Ю.В. и др.** — ЯФ, 1997, т.60, с.1993.
51. **Микаэлян Л.А., Синев В.В., Фаянс С.А.** — Письма в ЖЭТФ, 1998, т.67, с.435.