

15

О возможности экспериментальной проверки гипотезы о переходах реакторных антинейтрино в стерильное состояние

© А.П. Серебров, А.К. Фомин, В.Г. Зиновьев, Ю.Е. Логинов, М.С. Онегин, А.М. Гагарский, Г.А. Петров, В.А. Соловей, А.В. Чёрный, О.М. Жеребцов, В.П. Мартемьянов, В.Г. Циноев, В.Г. Тарасенков, В.И. Алёшин, А.Л. Петелин, С.В. Павлов, М.Н. Святкин, А.Л. Ижутов, С.А. Сазонтов, Д.К. Рязанов, М.О. Громов, Н.С. Храмов, В.И. Рыкалин

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,
Гатчина
НИЦ Курчатовский институт, Москва
Научно-исследовательский институт атомных реакторов, Димитровград
Институт физики высоких энергий, Протвино
E-mail: serebrov@npi.spb.ru

Поступило в Редакцию 22 февраля 2013 г.

Разработан проект эксперимента „Нейтрино-4“ на 100 MW-м реакторе СМ-3 для проверки гипотезы „реакторной антинейтринной аномалии“ [1,2]. Преимуществами реактора СМ-3 для такого эксперимента являются низкие фоновые условия и малые размеры активной зоны реактора — $35 \times 42 \times 42$ см. Проведено моделирование методом Монте-Карло позиционно-чувствительного детектора антинейтрино, состоящего из 5 рабочих секций, который в результате перемещения покрывает область расстояний от активной зоны реактора 6–13 м. Получена область чувствительности эксперимента к параметрам осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, которая позволит проверить гипотезу осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние.

В настоящее время активно обсуждается возможность существования стерильного нейтрино. Предполагается, что благодаря переходу реакторных антинейтрино в стерильное состояние может наблюдаться эффект осцилляций на коротких расстояниях от реактора и дефицит потока реакторных антинейтрино на больших расстояниях [1,2].

Еще в 1967 году Б.М. Понтекорво первоначально предполагал [3,4], что возможны переходы нейтрино в стерильное состояние. Дальнейшее развитие идеи нейтринных осцилляций позволило описать нейтринные осцилляции в модели трех нейтринных поколений. Картина этого явления достаточно полно может быть представлена матрицей Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata [5]. Однако имеется ряд экспериментальных фактов, которые указывают на необходимость расширения этой схемы.

Первый из них связан с так называемой LSND-аномалией [6], которая в дальнейшем изучалась в экспериментах MiniBooNE и MINOS [7,8]. Другим экспериментальным фактом является галлиевая аномалия [9,10], возникшая в калибровке галлиевых нейтринных детекторов. Некоторые указания на необходимость введения дополнительного типа нейтрино следуют из анализа процессов первичного нуклеосинтеза [11] и при формировании крупномасштабных структур во Вселенной [12,13]. Кроме того, стерильные нейтрино рассматриваются в качестве кандидатов на темную материю во Вселенной [13].

Наконец, в начале 2011 года было заявлено о реакторной антинейтринной аномалии [1,2]. Дополнительный анализ данных, связанных с производством нейтрино в реакторах, показал, что расчетный поток нейтрино следует увеличить на 3%. Тем самым возник дефицит зарегистрированных событий в нейтринных экспериментах. Некоторый вклад ($\sim 0.7\%$) в этот дефицит внесен изменением времени жизни нейтрона в соответствии с новыми данными эксперимента [14]. Время жизни нейтрона уменьшилось приблизительно на 1% [15], соответственно на 1% возросла эффективность нейтринных детекторов, так как в эффективность нейтринных детекторов входит сечение реакции обратного бета-распада нейтрона. В результате отношение наблюдаемого в экспериментах нейтринного потока к предсказанному потоку изменилось с 0.976 ± 0.024 до 0.943 ± 0.023 [1]. Данный эффект составляет 2.5 стандартного отклонения. Этого еще недостаточно, чтобы иметь уверенность в существовании реакторной антинейтринной аномалии. Следует также отметить, что обсуждавшиеся ранее эффекты также находятся на уровне достоверности 2.5–3.0 стандартных отклонений, поэтому проведение новых и более точных экспериментов является исключительно важным.

Нами была изучена возможность постановки новых экспериментов на исследовательских реакторах России. Наилучшие условия для про-

ведения эксперимента по поиску нейтринных осцилляций на коротких расстояниях существуют на реакторе СМ-3. Преимуществами реактора СМ-3 являются низкие фоновые условия, компактная зона реактора — $35 \times 42 \times 42$ см при высокой мощности реактора — 100 MW, а также достаточно короткое расстояние от центра активной зоны до стенки экспериментального зала — 5 м. Кроме того, исключительно важно, что нейтринный поток может измеряться в достаточно широком диапазоне расстояний — от 6 до 13 м. При мощности реактора 100 MW, на расстоянии 6 м от активной зоны в объеме 1 м^3 ожидается до $3 \cdot 10^3$ нейтринных событий в сутки.

Нами методом Монте-Карло (МК) произведено моделирование детектора реакторных антинейтрино. Детектор сцинтилляционного типа основан на использовании реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Сначала детектор регистрирует позитрон энергия которого определяется энергией антинейтрино, а также 2 аннигиляционных гамма-кванта с энергией по 511 keV. Возникающие в реакции нейтроны поглощаются Gd с образованием каскада гамма-квантов с суммарной энергией около 8 MeV. В детекторе будут регистрироваться два последовательных сигнала от позитрона и нейтрона. Материал сцинтиллятора — минеральное масло (C_nH_2) с добавкой Gd 1 g/l. Световыход сцинтиллятора 10^4 фотонов на 1 MeV. Детектор имеет многосекционную структуру для измерения зависимости потока и спектра антинейтрино от расстояния до активной зоны реактора. В случае обнаружения пространственного эффекта осцилляций должен быть сделан анализ на спектральные изменения нейтринного потока с расстоянием. Только самосогласованные эффекты в пространстве и спектре могут служить доказательством существования переходов в стерильное состояние. Спектр антинейтрино будет восстанавливаться из спектра позитронов, так как в первом приближении связь между энергией позитрона и антинейтрино линейна: $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.8 \text{ MeV}$.

Схема детектора представлена на рис. 1. Детектор состоит из 5 секций $1 \times 0.8 \times 0.4$ м с жестко фиксированными перегородками между ними. Перегородки служат для предотвращения выхода света за пределы секции. За счет перемещения детектора решается проблема разной эффективности регистрации отдельных секций. В детекторе используются фотоэлектронные умножители ФЭУ-49Б, расположенные на верхней поверхности. Между ФЭУ и сцинтиллятором находится прослойка воздуха для выравнивания светосбора.

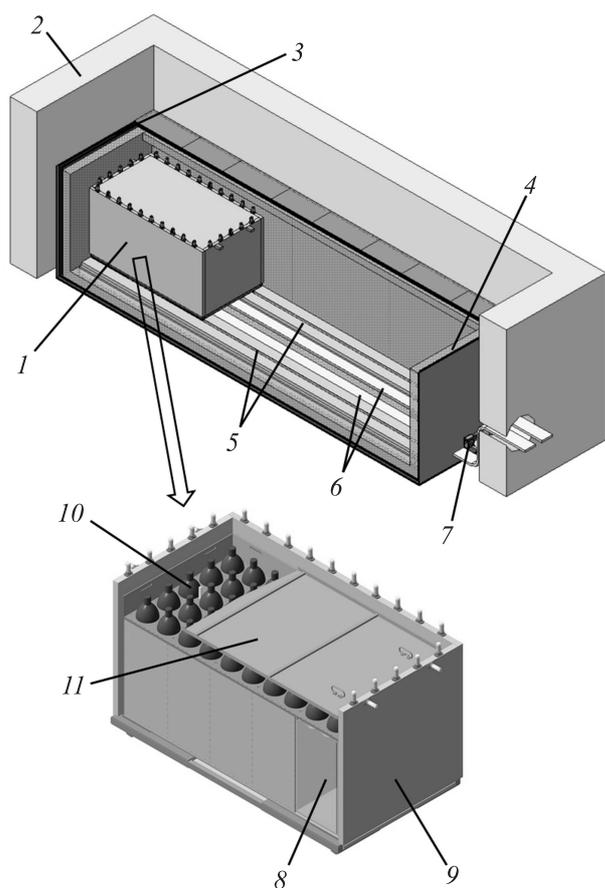


Рис. 1. Схема детектора: 1 — детектор реакторных антинейтрино, 2 — стены помещения, 3 — свинцовая защита 6 см, 4 — защита из борированного полиэтилена 16 см, 5 — рельсы, 6 — кабельные каналы, 7 — двигатель для перемещения детектора, 8 — отдельная секция детектора со сцинтилляционной жидкостью, 9 — сцинтилляционные пластины внутренней антисовпаденческой защиты с ФЭУ, 10 — ФЭУ детектора, 11 — крышка бака.

При моделировании было принято, что пучок антинейтрино направлен параллельно оси детектора. Направление вылета позитронов приня-

то изотропным. Пространственное распределение захвата нейтрона Gd, а также расчеты энерговыделений от позитронов и гамма-квантов в сцинтилляторе выполнены при помощи программы MCNP [16]. Спектр гамма-квантов при захвате нейтрона Gd генерировался для реакции $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$. Экспоненциальная длина пробега фотонов в сцинтилляторе составляет 4 м. Фотоны отражаются от стенок с вероятностью 0.95.

В результате моделирования были получены распределения числа фотонов, достигших всех ФЭУ (светосбор) от позитронов разных энергий с учетом энерговыделения от гамма-квантов. Светосбор для секции составлял $\sim 12\%$. Электронный сигнал с ФЭУ будет пропорционален числу фотонов, пришедших на фотокатод, поэтому можно примерно восстановить энергию позитрона. Хотя число фотоэлектронов заметно меньше числа фотонов, их статистика еще достаточно велика, чтобы не учитывать дисперсию выхода фотоэлектронов. В дальнейшем мы будем вести анализ в единицах числа фотонов, достигших до всех ФЭУ одной секции. Для подавления фона, связанного с захватом нейтронов водородом, целесообразно выбрать порог позитронного сигнала 2700 фотонов ($\sim 2.2\text{ MeV}$). Эффективность регистрации позитронного события при таких условиях зависит от энергии позитрона. Для спектра позитронов она составляет $\varepsilon_{e^+} = 0.688(5)$. Секция, в которой произошла регистрация антинейтрино, будет определяться по позитронному событию, так как оно имеет более локализованное энерговыделение по сравнению с нейтронным.

При регистрации нейтронного сигнала предполагается использовать порог 6150 фотонов ($\sim 5\text{ MeV}$), что позволит подавить фон случайных совпадений, так как естественная радиоактивность не превышает 4 MeV [17]. Целесообразно использовать суммарный счет ФЭУ всех секций детектора в режиме совпадений. Эффективность регистрации нейтронного сигнала в средней секции детектора составляет $\varepsilon_n = 0.616(5)$. С учетом того, что $\sim 20\%$ нейтронов захватывается водородом с выделением около 2.2 MeV [4], $\varepsilon_n = 0.493(5)$. Эффективность детектора в средней секции, полученная в результате моделирования, составляет $\varepsilon = 0.348(5)$. В боковых секциях эффективность регистрации ниже из-за возможного выхода позитрона и нейтрона за пределы детектора через торцевую поверхность, а также того, что часть нейтронных событий теряется при пороге 5 MeV из-за выхода гамма-квантов за пределы детектора через торцевую поверхность. На рис. 2 показаны ожидаемые распределения сигналов от позитронов и нейтронов.

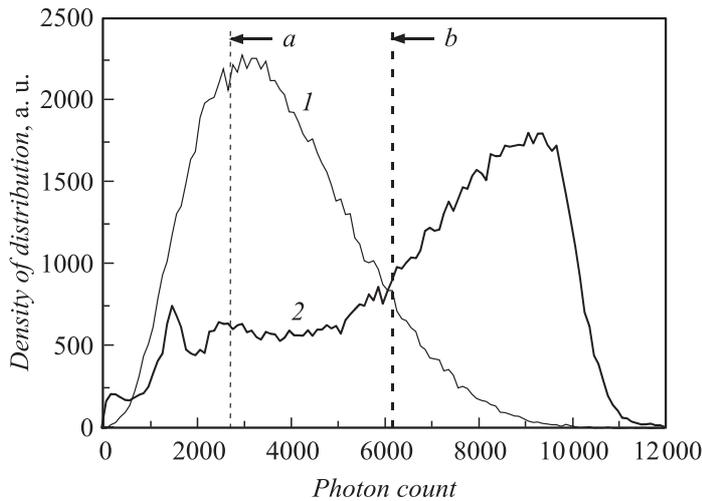


Рис. 2. Ожидаемые распределения сигналов от позитронов (1) и нейтронов (2). a — порог позитронного сигнала 2700 фотонов (~ 2.2 MeV); b — порог нейтронного сигнала 6150 фотонов (~ 5 MeV).

Процесс осцилляций описывается уравнением

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [m]}{E_{\bar{\nu}} [\text{MeV}]} \right) [1].$$

Для определения чувствительности эксперимента вычислялся χ^2 для гипотезы отсутствия осцилляций. Чувствительность экспериментов по поиску осцилляций нейтрино может определяться интегральным и дифференциальным методами. При интегральном методе сравниваются измеренные поток и спектр антинейтрино с расчетным. При дифференциальном методе сравниваются измеренные поток и спектр антинейтрино между различными секциями детектора. Мы использовали при определении области чувствительности эксперимента дифференциальный метод, так как при интегральном методе есть неопределенности, связанные со знанием расчетных спектра и потока антинейтрино, а также эффективности детектора. На рис. 3 показана область чувствительности эксперимента за 1 год набора статистики при 95% CL, полученная

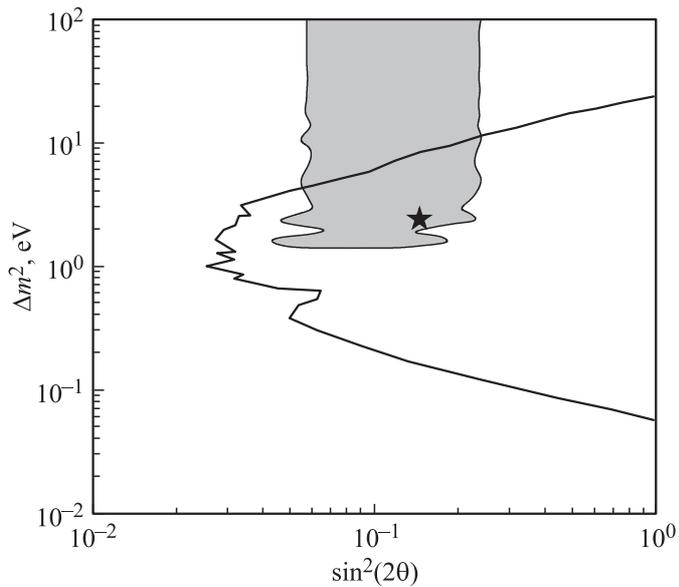


Рис. 3. Область чувствительности эксперимента „Нейтрино-4“ к параметрам осцилляций за 1 год набора статистики при 95% CL — сплошная линия. Ограничение на параметры осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ при 95% CL [1] — затененная область; ★ — наиболее вероятные значения параметров.

дифференциальным методом. Данная область покрывает зону наиболее вероятных значений параметров осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ [1].

Эксперимент группы Л.А. Микаэляна [17] был посвящен изучению реакции обратного бета распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Он был выполнен на Ровенской атомной станции (1375 MW) на расстоянии 18 m от активной зоны реактора. Поток антинейтрино в месте расположения детектора составил $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, что всего лишь в 1.5 раза больше, чем поток антинейтрино в первой секции нашего детектора. Объем жидкого сцинтиллятора с Gd-присадкой составлял 238 л, т.е. на $\sim 30\%$ меньше объема секции планируемого детектора. Эксперимент был выполнен на поверхности Земли, хотя следует заметить, что вся конструкция атомной станции служила пассивной защитой от космического излучения. В целом условия проведения выполненного и планируемого

эксперимента достаточно похожи, поэтому в своих оценках мы можем опираться на результаты проведенного эксперимента [17]. Мы также планируем использовать как внешнюю (по отношению к пассивной защите детектора), так и внутреннюю активную защиту от космического излучения. На рис. 1 показана только внутренняя активная защита. Внешняя активная защита будет расположена над детектором и будет состоять из 60 блоков.

Фон случайных совпадений в эксперименте [17] сильно зависел от амплитуды регистрируемых сигналов. Отношение эффекта к фону случайных совпадений равнялось единице при энергии ~ 2 MeV. Ниже этой границы фон случайных совпадений резко возрастал, а при энергии ~ 3 MeV падал много ниже нейтринного эффекта. Таким образом, порог 5 MeV для нейтронного сигнала был выбран при моделировании нашего детектора с достаточно большим запасом. Можно надеяться, что при пороге 2.2 MeV для позитронного сигнала и пороге 5 MeV для нейтронного сигнала определяющую роль будет играть статистика нейтринных событий.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение № 8702. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 12-02-12111-офи_м.

Список литературы

- [1] *Mention G., Fechner M., Lasserre Th. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 073 006.
- [2] *Mueller T., Lhuillier D., Falot M. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054 615.
- [3] *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 549; 1958. Т. 34. С. 247.
- [4] *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 1717.
- [5] *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* // Prog. Theor. Phys. 1962. V. 28. P. 870.
- [6] *Aguilar A. et al. (LSND coll.)* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 112 007.
- [7] *Aguilar-Arevalo A.A. et al. (MiniBooNE coll.)* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 111 801; 2010. V. 105. P. 181 801.
- [8] *Adamson P. et al. (MINOS coll.)* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 021 801.
- [9] *Garvin V.N., Gorbachev V.V., Veretenkin E.P. et al.*, arXiv: 1006.2103.
- [10] *Giunti C., Laveder M.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 065 504.
- [11] *Izotov Y., Thuan T.* // Astrophys. J. Lett. 2010. V. 710. L67.
- [12] *Hamann J., Hannestad S., Raffelt G.G. et al.*, arXiv: 1108.4136.

- [13] *Kusenko A.* // Phys. Rept. 2009. V. 481. P. 1.
- [14] *Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G.* et al. // Phys. Lett. B. 2005. V. 605. P. 72. *Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G.* et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 035 505.
- [15] *Serebrov A.P., Fomin A.K.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 035 501.
- [16] *Briesmeister J.F.*, Ed. „MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C⁺, LA-13709-M (April 2000).
- [17] *Афонин А.И., Кетов С.Н., Копейкин В.И.* и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 1. *Климов Ю.В., Копейкин В.И., Лабзов А.А.* и др. // Ядерная физика. 1990. Т. 51. С. 401.