

## ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЛИТИЕВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

*А. В. Копылов, И. В. Орехов, В. В. Петухов, А. Е. Соломатин*

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Литиевый детектор является очень эффективным для измерения потоков нейтрино от CNO-цикла. Применение уравнения баланса солнечной светимости позволит определить полный поток  $pp$ -нейтрино с ошибкой примерно 1%, если поток нейтрино от CNO-цикла измерен с погрешностью 30%. Это станет возможным, если погрешность измерения полной скорости захвата нейтрино литием составит 10%. Это достижимо с детектором массой 10 т за 5 лет проведения эксперимента. Как правило, эксперименты с солнечными нейтрино проводятся в течение 10 лет и более.

A lithium detector is very efficient to measure the flux of CNO neutrinos from the Sun. Using a luminosity constrain it will be possible also to determine the total flux of  $pp$ -neutrinos with the uncertainty of about 1% if the flux of CNO neutrinos is measured by the accuracy of about 30%. For this one needs to measure the production rate from solar neutrinos with the accuracy on the level of 10%. This can be obtained within 5 years of measurements by using a 10 t lithium target. Usually the experiments on solar neutrinos are conducted during 10 years or more.

PACS: 14.60.Pq

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время совокупность данных экспериментов по солнечным нейтрино [1–8], а также результатов эксперимента КамЛАНД [9] с антинейтрино от реакторов интерпретируются как свидетельство осцилляций нейтрино, предсказанных Б. М. Понтекорво [10]. Показано, что параметры нейтринных осцилляций принадлежат области больших углов смешивания ( $\delta m^2 = 7,92 \cdot (1 \pm 0,09) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 \theta_{12} = 0,314 \cdot (1_{-0,15}^{+0,18})$ ) (см. рис. 1) [11].

Здесь используется обозначение  $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ , где  $m_1(m_2)$  есть массовое состояние с большим (меньшим) весом компоненты электронного нейтрино. Следует заметить, что эксперимент КамЛАНД совместим с любым знаком величины разности квадратов масс  $\delta m^2$ , в то время как эксперименты с солнечными нейтрино совместимы только с положительным знаком этой величины (массовое состояние с большим весом компоненты электронного нейтрино имеет меньшую массу). Только в этом случае реализуется эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (МСВ) [12, 13], который приводит к ослаблению электронных нейтрино от распада  $^8\text{B}$  с фактором  $\cos^4 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \approx 0,3$ , что хорошо согласуется с данными экспериментов по солнечным нейтрино. Этот результат ( $\delta m^2 > 0$ ) имеет фундаментальную важность для физики элементарных частиц, поскольку

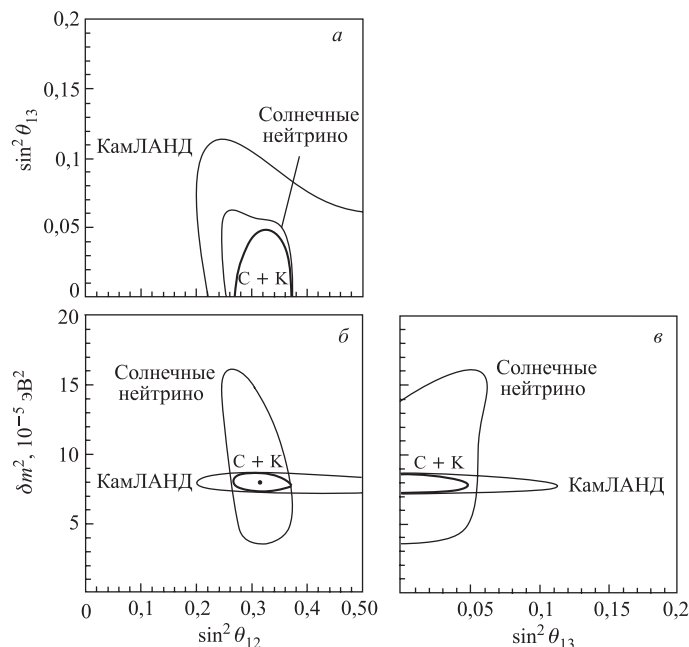


Рис. 1. Допустимая область параметров нейтринных осцилляций по измерениям потоков солнечных нейтрино и из эксперимента КамЛАНД (параметр  $\theta_{13}$  не зафиксирован)

определяет один из двух параметров ( $\delta m^2$  и  $\Delta m^2$ ), необходимых для установления иерархии масс нейтрино. Однако следует иметь в виду, что он получен из совокупности данных экспериментов по солнечным нейтрино и как таковой зависит от того, насколько точно эффект МСВ описывает поведение нейтрино в веществе Солнца, т.е. насколько полно учтены все факторы, определяющие этот процесс. Если что-то упущено, то не исключена иная интерпретация экспериментальных данных. На рис. 2 [14] представлена зависимость от энергии расчетного фактора ослабления электронных нейтрино за счет осцилляций, используемая в принятом в настоящее время сценарии.

Здесь имеются некоторые «белые пятна», так, например, мы не располагаем экспериментальными данными, которые бы доказывали:

а) постоянство фактора ослабления, определяемого предположительно вакуумными осцилляциями, для нейтрино малых энергий;

б) падение фактора ослабления, как результат перехода от вакуумных осцилляций к эффекту МСВ, в области промежуточных энергий.

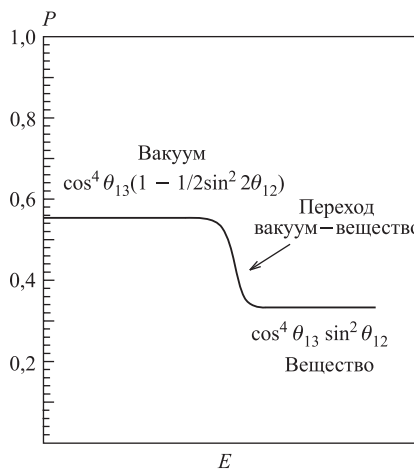


Рис. 2. Коэффициент ослабления электронных нейтрино в зависимости от энергии

Итак, можно констатировать, что современная интерпретация данных экспериментов по солнечным нейтрино содержит некоторые моменты, не проверенные экспериментом. В этой связи представляется весьма перспективным исследовать поведение фактора ослабления в области малых и промежуточных энергий. Другая возможность проверки — прецизионное измерение параметров нейтринных осцилляций в экспериментах с антинейтрино от реакторов, где эффект вещества пренебрежимо мал, и в экспериментах с солнечными нейтрино, где этот эффект велик. В случае, если обнаружится расхождение результатов, пусть даже малой величины, это будет указанием на неучтенные эффекты при распространении нейтрино в веществе. В контексте всего изложенного можно сформулировать основные задачи будущих экспериментов по солнечным нейтрино:

- измерить энергетический спектр  $pp$ -нейтрино;
- измерить потоки нейтрино промежуточных энергий ( ${}^7\text{Be}$ - и  $\text{CNO}$ -нейтрино).

Измерение энергетического спектра  $pp$ -нейтрино подтвердит (или опровергнет) наше представление, что именно вакуумные осцилляции отвечают за ослабление потока электронных нейтрино в области энергий до 420 кэВ. Оно даст также важную информацию для прецизионного измерения угла смешивания. Измерение потоков нейтрино промежуточных энергий интересно по нескольким причинам. Во-первых, это подтвердит (или опровергнет) наши ожидания, что в этой области энергий фактор ослабления потока электронных нейтрино меняется примерно от 1/2 (для  $pp$ -нейтрино) до  $\sim 1/3$  (для борных нейтрино). Во-вторых, это позволит с погрешностью на уровне 1 % определить поток  $pp$ -нейтрино, приведенный к области их генерации (в источнике), используя уравнение баланса солнечной светимости [14–16]:

$$0,913f_{pp} + 0,002f_{\text{pep}} + 0,07f_{\text{Be}} + 0,015f_{\text{CNO}} = 1. \quad (1)$$

Здесь величины  $f$  есть отношение реальных потоков нейтрино (в источнике) к расчетным величинам, полученным по солнечной модели ВР2000. Из этого выражения видно, что измерение потока бериллиевых нейтрино с точностью примерно 10 % и  $\text{CNO}$ -нейтрино с точностью примерно 30 % позволит определить поток  $pp$ -нейтрино в источнике с погрешностью примерно 1 %. Это, в свою очередь, позволит улучшить точность в определении угла смешивания, найденного из отношения измеренного потока электронных  $pp$ -нейтрино к полному потоку нейтрино в источнике, равного  $\cos^4\theta_{13}(1 - 0,5 \sin^2 2\theta_{12})$ . Кроме того, измерение потока нейтрино, генерируемых в  $\text{CNO}$ -цикле, позволит проверить правильность наших представлений о роли  $\text{CNO}$ -цикла в звездной эволюции. Это важно не только для Солнца, но и вообще для звезд, находящихся на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рассела. В настоящее время информация о роли  $\text{CNO}$ -цикла получена в исключительно галлиевых экспериментах, где установлен предел в 3,5 % на уровне  $1\sigma$  (и 7 % на уровне  $2\sigma$ ) для его вклада в солнечную энергетику. Этой точности явно недостаточно, так как величина, ожидаемая по солнечной модели, составляет примерно 1 %. Именно эта неопределенность, как видно из уравнения (1), даже при прецизионном измерении потока бериллиевых нейтрино, не позволит зафиксировать поток  $pp$ -нейтрино в источнике с точностью на уровне 1 %, что необходимо для дальнейшего продвижения.

Первую из перечисленных выше задач можно решить, используя реакцию  $\nu e^-$ -рассеяния и реакцию обратного бета-распада. Проект Xmass [15], разрабатываемый в Японии, планирует использовать сцинтилляционный детектор на основе 10 т жидкого ксенона для прецизионного измерения энергетического спектра  $pp$ -нейтрино по рассеянию

нейтрино на электроны. Поскольку сечение реакции  $\nu e^-$ -рассеяния относительно велико и рассчитывается с высокой точностью, с помощью этого метода можно получить существенное уменьшение погрешности в определении угла смешивания  $\theta_{12}$ . Проект LENS [16] предлагает использовать индий-115 в качестве мишени для солнечных нейтрино. Преимуществом индиевого детектора является высокое сечение захвата нейтрино:



Предлагается использовать большой (100 т) сцинтилляционный детектор с 10 т индия, растворенного в сцинтилляторе. Для подавления фона от естественной радиоактивности изотопа  $^{115}\text{In}$  предлагается секционировать детектор и использовать дискриминацию событий по времени и координатам. Оба проекта фактически измеряют эффект от электронных  $pp$ -нейтрино (эффект от мюонных и тау-нейтрино по каналу  $\nu e^-$ -рассеяния невелик и составляет примерно 25 %). Следуя логике, реализованной в эксперименте SNO в Канаде, представляется целесообразным, в плане повышения точности в определении угла смешивания, измерить также полный поток нейтрино, который фактически есть поток  $pp$ -нейтрино в источнике, как он определялся выше. Здесь очень ценные данные могут быть получены с помощью радиохимического литиевого детектора [17], использованием баланса солнечной светимости. Это дает возможность решить вторую из сформулированных выше задач.

Таким образом, данные, полученные с помощью литиевого детектора, позволят:

- 1) измерить вклад CNO-цикла в солнечную энергетику и тем самым проверить правильность нашего представления о звездной эволюции;
- 2) измерить фактор ослабления потока электронных нейтрино в области промежуточных энергий и тем самым удостовериться в правильности принятого положения о разделении вакуумных осцилляций и эффекта МСВ в области промежуточных энергий;
- 3) измерить прецизионно угол смешивания и, сравнивая эту величину с полученной в экспериментах с антинейтрино от реакторов, проверить правильность принятого механизма осцилляций нейтрино в веществе.

Изотоп  $^7\text{Li}$  как перспективная мишень для захвата солнечных нейтрино был впервые предложен Г. Т. Зацепиным и В. А. Кузьминым, а также независимо Дж. Бакаллом много лет назад [18, 19]. Ядра  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$  являются зеркальными, а переходы между этими ядрами — сверхразрешенными. Поэтому поперечное сечение реакции захвата нейтрино литием



относительно велико и рассчитывается с высокой точностью. Другими факторами, делающими детектор весьма привлекательным, являются малый атомный вес мишени и высокое (92,5 %) содержание в литии изотопа  $^7\text{Li}$ . В совокупности это определяет малую массу детектора при сравнительно высокой эффективности регистрации. Для постановки полномасштабного литиевого детектора солнечных нейтрино достаточно 10 т лития. На рис. 3 приведена зависимость скорости захвата (произведения дифференциального потока электронных нейтрино на сечение его захвата изотопом  $^7\text{Li}$ ) литиевого детектора от энергии нейтрино [20].

Величины скорости захвата приведены в солнечных нейтринных единицах SNU, где 1 SNU есть скорость захвата  $10^{36}$  атомами мишени в секунду. Энергетический порог реакции (3) составляет 0,86 МэВ. Ввиду теплового уширения в веществе Солнца детектор

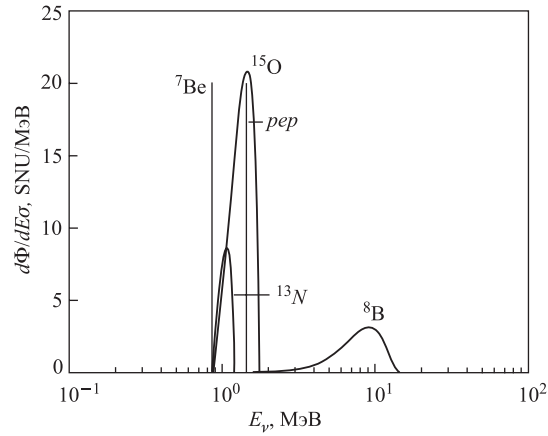


Рис. 3. Зависимость скорости захвата литиевого детектора от энергии нейтрино

способен также регистрировать бериллиевые нейтрино, как это впервые было показано Г. В. Домогацким [21], а затем более точно рассчитано Дж. Бакаллом [22]. В таблице приведены скорости захвата нейтрино для хлорного, галлиевого и литиевого детекторов без учета эффекта от осцилляций нейтрино.

**Результаты расчета по стандартной модели (BP2000) потоков солнечных нейтрино и скоростей захвата на уровне  $1\sigma$  от различных источников**

Источник нейтрино	Поток нейтрино, $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Скорость захвата, SNU		
		Cl	Ga	Li
<i>pp</i>	$5,95(1,00^{+0,01}_{-0,01})$	0,0	69,7	0,0
<i>ppp</i>	$1,40 \cdot 10^{-2}(1,00^{+0,015}_{-0,015})$	0,22	2,8	9,2
<i>hep</i>	$9,3 \cdot 10^{-7}$	0,04	0,1	0,1
${}^7\text{Be}$	$4,77 \cdot 10^{-1}(1,00^{+0,10}_{-0,10})$	1,15	34,2	9,1
${}^8\text{B}$	$5,05 \cdot 10^{-4}(1,00^{+0,20}_{-0,16})$	5,76	12,1	19,7
${}^{13}\text{N}$	$5,48 \cdot 10^{-2}(1,00^{+0,21}_{-0,17})$	0,09	3,4	2,3
${}^{15}\text{O}$	$4,80 \cdot 10^{-2}(1,00^{+0,25}_{-0,19})$	0,33	5,5	11,8
${}^{17}\text{F}$	$5,63 \cdot 10^{-4}(1,00^{+0,25}_{-0,25})$	0,0	0,1	0,1
Всего		$7,6^{+1,3}_{-1,1}$	$128^{+9}_{-7}$	$52,3^{+6,5}_{-6,0}$

Если учесть осцилляции, то суммарная скорость захвата в литии составляет 25 SNU, из них примерно 30 % эффекта дают нейтрино, генерируемые в CNO-цикле, в то время как вклад CNO-цикла в солнечную энергетику составляет всего лишь 1 %. В этом — основной смысл постановки литиевого эксперимента. Поскольку вклад остальных источников нейтрино может быть вычтен по результатам других экспериментов, литиевый детектор является очень эффективным для измерения потоков нейтрино от CNO-цикла. Также существенно, что для литиевого эксперимента не требуется прецизионной точности измерений. Как уже обсуждалось выше, она важна для *pp*-нейтрино и получается

автоматически применением уравнения баланса солнечной светимости, если поток нейтрино от CNO-цикла измерен с погрешностью 30%. Для этого вполне допустимая погрешность измерений в литиевом эксперименте составляет 10%, что вполне достижимо с массой детектора 10 т. Такая точность может быть достигнута за 5 лет проведения эксперимента. Это вполне приемлемо, как правило, эксперименты с солнечными нейтрино проводятся в течение 10 лет и более.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Литиевый эксперимент потенциально может дать важную информацию для изучения термоядерных реакций на Солнце и для исследования новых свойств нейтрино. Следует заметить, что у литиевого детектора в настоящее время практически нет конкурентов. Создаваемые ныне электронные детекторы нацелены главным образом на регистрацию бериллиевых нейтрино, поток которых на порядок выше потока нейтрино от CNO-цикла. Пока эта задача не решена, прогноз на успешную регистрацию нейтрино от CNO-цикла с помощью электронных детекторов, по-видимому, представляется слишком оптимистичным. Сложной проблемой для этих детекторов является фон, в особенности для области малых и промежуточных энергий.

Работа была выполнена при поддержке гранта ведущих научных школ LSS-1786.2003.2, программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Нейтринная физика» и РФФИ (грант № 04-02-16678). Авторы выражают благодарность за плодотворные обсуждения Г. Т. Зацепину, В. А. Кузьмину, Л. Б. Безрукову, а также Б. Л. Жуйкову за помощь при облучении образца алюминия на пучке протонов московской мезонной фабрики ИЯИ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cleveland B. T. et al. (Homestake Collab.) // Astrophys. J. 1998. V. 496. P. 505.*
2. *Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) // J. Exp. Theor. Phys. 2002. V. 95. P. 181.*
3. *Hampel W. et al. (GALLEX Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 447. P. 127.*
4. *Altmann M. et al. (GNO Collab.) // Phys. Lett. B. 2005. V. 616. P. 174.*
5. *Fukuda Y. et al. (Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 168.*
6. *Smy M. B. et al. (SK Collab.) // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 011104.*
7. *Ahmed S. N. et al. (SNO Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 181301.*
8. *Aharmin B. et al. (SNO Collab.). nucl-ex/0502021.*
9. *Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 081801.*
10. *Pontecorvo B. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1968. V. 53. P. 1717; Sov. Phys. JETP. 1968. V. 26. P. 984.*
11. *Fogli G. L. et al. hep-ph/0506307.*

12. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 2369.
13. *Mikheev S. P., Smirnov A. Yu.* // Yad. Fiz. 1985. V. 42. P. 1441; Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 42. P. 913.
14. *Bahcall J. N., Pema-Garay C.* hep-ph/0305159.
15. *Nakahata M.* // Intern. Conf. «Neutrino Oscillations and Their Origin» (NOON2004), Tokyo, 2004.
16. *Raghavan R.* // 9th Intern. Conf. on «Topics in Astroparticle and Underground Physics» (TAUP-2005), Zaragoza, Spain, 2005.
17. *Kopylov A. V.* // V Intern. Conf. on «Non-Accelerator New Physics» (NANP2005), Dubna, 2005.
18. *Kuzmin V. A., Zatsepin G. T.* On the Neutrino Spectroscopy of the Sun // Proc. of the 9th Intern. Cosmic Ray Conf. London, 1965. P. 1024.
19. *Bahcall J. N.* // Phys. Lett. 1964. V. 13. P. 332; Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 251.
20. *Kopylov A., Petukhov V.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 544. P. 11–15.
21. *Domogatsky G. V.* Preprint of Lebedev Physical Institute (FIAN). M., 1969. P. 153.
22. *Bahcall J. N.* // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 881.

Получено 27 февраля 2006 г.