

# Гипотеза о полуслабом взаимодействии и эксперименты с солнечными нейтрино

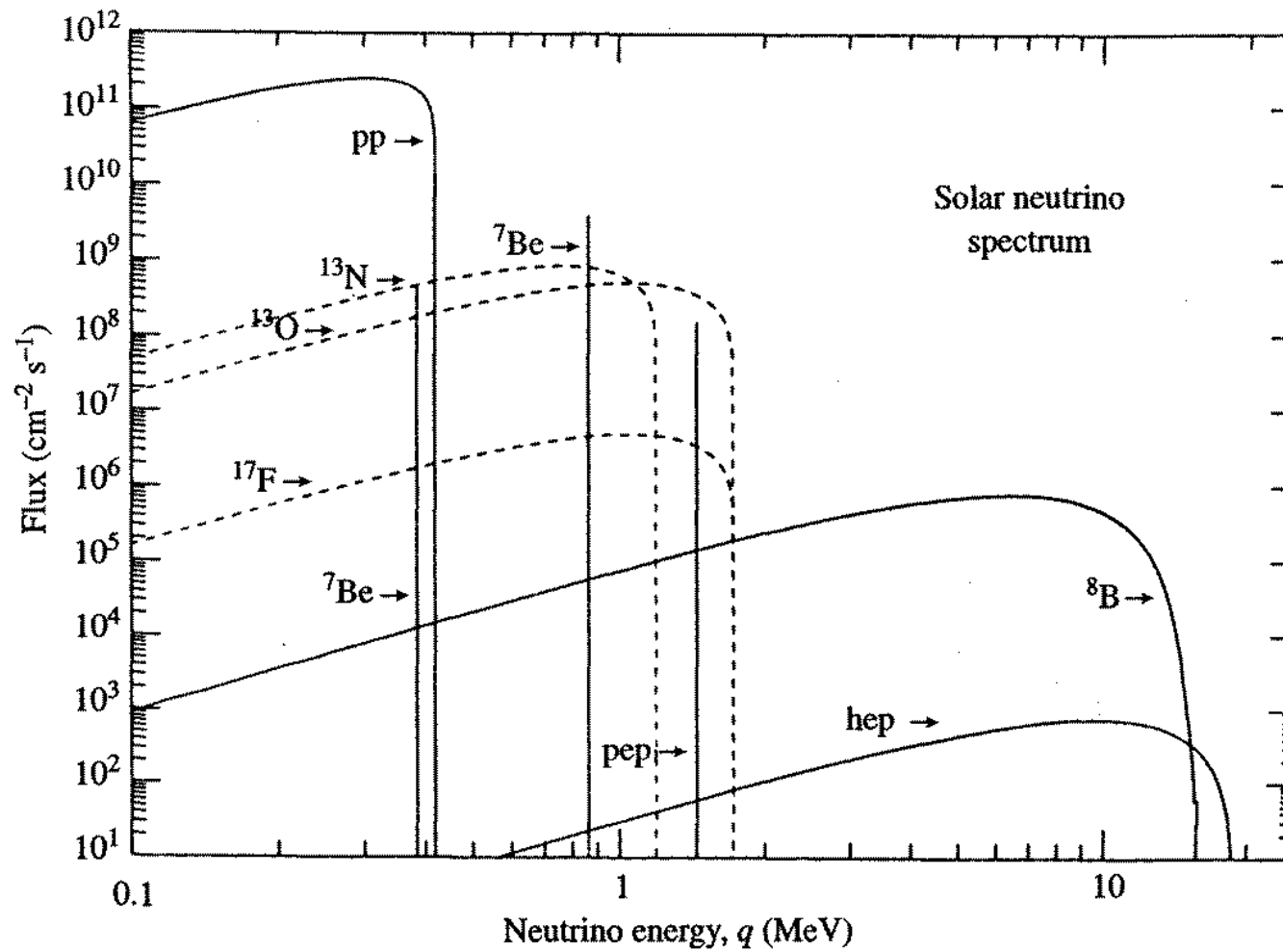
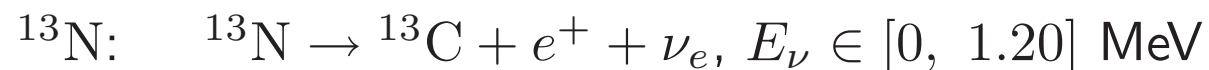
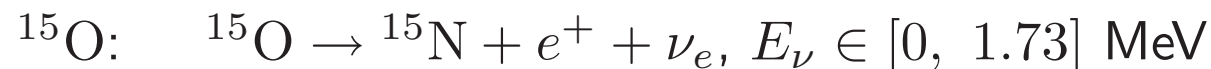
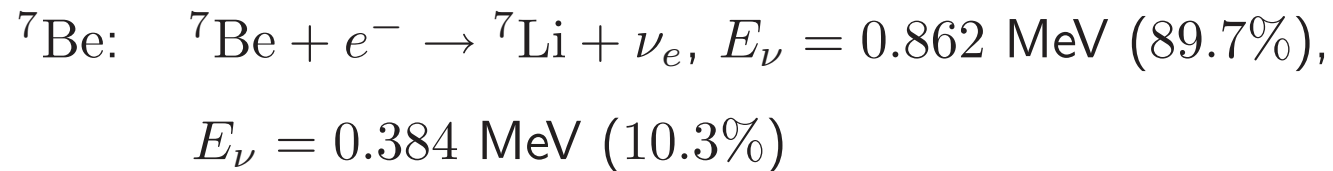
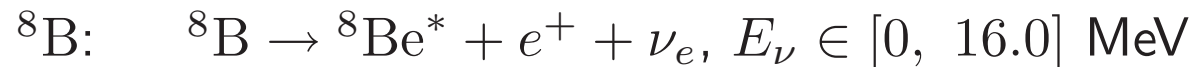
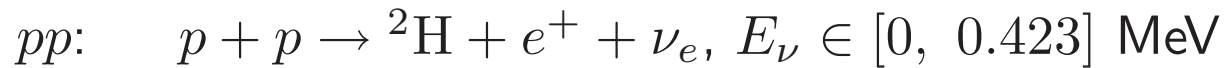


Figure 9: Predicted solar neutrino spectra – the flux at earth as a function of neutrino energy. (From Bahcall.)

Многие аспекты стандартной солнечной модели (SSM) можно почерпнуть из работы **J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. 60, 297 (1988)**.



Потоки солнечных нейтрино у поверхности Земли, ожидаемые в стандартной солнечной модели и приведенные в работе [J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, Phys. Rev. Lett. 92, 121301 \(2004\)](#) как BP04 (в единицах  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ):

$$\Phi(pp) = 5.94 \times 10^{10} (1 \pm 0.01),$$

$$\Phi(^8\text{B}) = 5.79 \times 10^6 (1 \pm 0.23),$$

$$\Phi(^7\text{Be}) = 4.86 \times 10^9 (1 \pm 0.12),$$

$$\Phi(pep) = 1.40 \times 10^8 (1 \pm 0.05),$$

$$\Phi(h\nu p) = 7.88 \times 10^3 (1 \pm 0.16)$$

$$\Phi(^{15}\text{O}) = 5.03 \times 10^8 (1_{-0.39}^{+0.43}),$$

$$\Phi(^{13}\text{N}) = 5.71 \times 10^8 (1_{-0.35}^{+0.37}).$$

Модель осцилляций нейтрино, призванная объяснить расхождения между предсказаниями стандартной солнечной модели для скоростей ряда процессов, вызываемых солнечными нейтрино, и полученными результатами в соответствующих экспериментах, несмотря на значительное время своего существования, не обрела желательной завершенности. Такая завершенность должна бы продемонстрировать нам в частности: вот формула для вероятности того, что солнечное нейтрино остается у поверхности Земли электронным в зависимости от его энергии и от таких-то параметров; а вот суммарные, вычисленные на основании модели осцилляций, результаты для скоростей исследуемых в экспериментах процессов (см., напр., обзорную статью [K. Nakamura and S.T. Petcov, in: J. Beringer et al. \(Particle Data Group\), Phys. Rev. D 86, 010001 \(2012\)](#)). В этой ситуации альтернативный взгляд на указанное расхождение кажется вполне уместным.

Мы надеемся, что решение проблемы солнечных нейтрино обеспечивается логически ясными методами классической теории поля при добавлении в нее гипотезы о существовании полуслабого взаимодействия электронных нейтрино с нуклонами ( $u$ - и  $d$ -кварками), вызываемого обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном.

При этом мы считаем, что нейтрино каждого сорта описывается подобно электрону биспинорным представлением собственной группы Лоренца, а его поле подчиняется уравнению Дирака. Отметим, что все решения с положительной энергией безмассового свободного уравнения Дирака, два из которых (левоспиральное и правоспиральное) могут быть взяты за базисные, описывают различные состояния одного и того же нейтрино. Если существует внешнее скалярное или псевдоскалярное поле, взаимодействующее с нейтрино, то ненулевые значения будут иметь и левый, и правый спиноры волнового вектора нейтрино.

Разного рода гипотетические взаимодействия с участием нейтрино рассматривались неоднократно. Одно из них, предлагавшееся нами (ЯФ, 1978; ДАН СССР, 1982; Письма ЖЭТФ, 1983)), связывалось с гипотетическим безмассовым аксиальным фотоном. В настоящее время мы можем с достаточной уверенностью утверждать, не вдаваясь в детали, что с помощью аксиального фотона, как носителя взаимодействия, решить проблему солнечных нейтрино нельзя. Параллельно этому высказывалось (G.B. Gelmini, S. Nussinov, M. Roncadelli, 1981, 1982, 1983) предположение о взаимодействии гипотетического безмассового скаляра с майорановским нейтрино. Допускалось лишь крайне слабое взаимодействие такого скаляра с другими фермионами, практически не влияющее на результаты опытов типа Этвеша, на значение магнитного момента электрона и, тем самым, на спектр солнечных нейтрино.

Итак, мы предполагаем, что существует безмассовый псевдоскалярный бозон  $\varphi_{ps}$ , взаимодействие которого с электронным нейтрино, протоном и нейтроном описывается следующим лагранжианом

$$\mathcal{L} = g_{ps\nu_e} \bar{\nu}_e \gamma^5 \nu_e \varphi_{ps} + g_{psNp} \bar{p} \gamma^5 p \varphi_{ps} - g_{psNn} \bar{n} \gamma^5 n \varphi_{ps}, \quad (1)$$

или похожим лагранжианом с  $u$ - и  $d$ -кварками вместо протона  $p$  и нейтрона  $n$ .



Мы не намерены ни отстаивать, ни отрицать возможность отождествления бозона  $\varphi_{ps}$  с аксионом Печчеи–Квинна, но учитываем безуспешность экспериментального поиска аксиона, постулируя безмассовость вводимого нами бозона. Взаимодействие псевдоскалярного бозона  $\varphi_{ps}$  с электроном считается отсутствующим, так как невозможно обеспечить одновременное выполнение трех условий: значения констант связи этого бозона с электронным нейтрино и электроном должны быть одинакового порядка; родившееся в центре Солнца нейтрино с энергией порядка 1 MeV должно испытывать хотя бы одно столкновение с каким-нибудь электроном Солнца; вклад такого бозона в значение магнитного момента электрона не должно выходить за пределы погрешности, допустимой стандартной теорией и соответствующими экспериментами. Мы не исключаем, что взаимодействие бозона  $\varphi_{ps}$  с нейтрино разных сортов ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ) не универсально, т.е. характеризуется разными константами связи.

Напомню, что из релятивистской инвариантности теории следует:

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \sim (\bar{\psi}_L\mathcal{O}^\mu\psi_L + \bar{\psi}_R\mathcal{O}^\mu\psi_R)A_\mu$$

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi B_\mu \sim (\bar{\psi}_L\mathcal{O}^\mu\psi_L - \bar{\psi}_R\mathcal{O}^\mu\psi_R)B_\mu$$

$$\bar{\psi}\psi\varphi_s \sim (\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)\varphi_s$$

$$\bar{\psi}\gamma^5\psi\varphi_p \sim (\bar{\psi}_L\psi_R - \bar{\psi}_R\psi_L)\varphi_p$$

$$|\bar{\psi}(p_2)\gamma^5\psi(p_1)|^2 \sim q^2 \equiv (p_2 - p_1)^2$$

Получаемое на основании лагранжиана (1) дифференциальное сечение упругого рассеяния лево- или правоспирального электронного нейтрино с начальной энергией  $\omega_1$  на покоящемся нуклоне с массой  $M$  дается выражением

$$d\sigma = \frac{(g_{ps\nu_e} g_{psN})^2}{32\pi M \omega_1^2} d\omega_2, \quad (2)$$

где  $\omega_2$  – энергия рассеянного нейтрино, которая, как вытекает из закона сохранения энергии-импульса и формулы (2), может принимать равномерно распределенные значения в интервале

$$\frac{\omega_1}{1 + 2\omega_1/M} \leq \omega_2 \leq \omega_1. \quad (3)$$

Полное сечение упругого  $\nu_e N$ -рассеяния, находимое из соотношений (2) и (3),

$$\sigma = \frac{(g_{ps\nu_e} g_{psN})^2}{16\pi M^2} \cdot \frac{1}{(1 + 2\omega_1/M)} \quad (4)$$

и, тем самым, средний путь пробега солнечного нейтрино до столкновения с каким-нибудь нуклоном, практически не зависят от энергии  $\omega_1$ , так как ее максимальное значение составляет примерно 16 MeV.

Первое следствие взаимодействия (1) состоит в том, что при каждом столкновении с нуклоном, обусловленном обменом аксиальным бозоном, нейтрино изменяет свою спиральность с левой на правую и наоборот. Примем во внимание, что солнечные нейтрино рождаются в разных местах, отстоящих друг от друга в среднем на расстоянии от 0.1 до 0.3 радиуса Солнца, и что так или иначе они испытывают разное число соударений с нуклонами до своего выхода из Солнца. Тогда представляется оправданным считать, что при среднем количестве соударений порядка 10 потоки лево- и правоспиральных солнечных нейтрино у поверхности Земли примерно равны. Поскольку вклад правоспиральных нейтрино в процессы при низких энергиях крайне мал, то поток эффективных (левоспиральных) нейтрино, достигающий Земли, примерно в два раза меньше потока, ожидаемого в отсутствие каких-либо актов взаимодействия после их рождения на Солнце.

Другим следствием взаимодействия солнечного нейтрино с нуклоном, вытекающим из соотношений (2) и (3), является уменьшение энергии претерпевшего столкновение нейтрино по сравнению с начальной энергией в среднем на величину

$$\Delta\omega_1 = \frac{\omega_1^2}{M} \cdot \frac{1}{1 + 2\omega_1/M}. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что относительное однократное изменение энергии  $\Delta\omega_1/\omega_1$  для солнечных нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  (их средняя энергия равна 6.7 MeV), играющих основную роль в переходах  ${}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$ , на порядок выше, чем для  $p$ - $p$ -нейтрино (их максимальная энергия равна 0.423 MeV), дающих наиболее существенный вклад в переходы  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ . Это заключение вместе с первым следствием дает ясное качественное понимание особенностей экспериментальных результатов с хлором и галлием.

В своих вычислениях скоростей ряда процессов, вызываемых солнечными нейтрино, мы придерживаемся максимально простого сценария. В качестве единственного свободного параметра рассматриваемой модели служит независящее от начальной энергии нейтрино эффективное число  $n_0$  его соударений с нуклонами, испытываемых от рождения до выхода из Солнца. Мы считаем, что это число влияет только на изменение спектра солнечных нейтрино, не затрагивая соотношения их спиральностей на выходе из Солнца. Что касается приемлемого для вычислений (скажем, в фортране, как это делал я) описания распределения по энергии, приобретаемого нейтрино с фиксированной первоначальной энергией  $\omega_i$  после  $n_0$  столкновений с нуклонами, то мы рассматриваем два варианта.

В первом варианте нейтрино после каждого столкновения с нуклоном приписывается одно значение энергии, равное среднему значению кинематического интервала (3), так что мы имеем последовательно после нуля, одного, ...,  $n_0$  столкновений

$$\begin{aligned} \omega_{0,i} &= \omega_i, & \omega_{1,i} &= \omega_{0,i} \frac{1 + \omega_{0,i}/M}{1 + 2\omega_{0,i}/M}, & \dots, \\ \omega_{n_0,i} &= \omega_{n_0-1,i} \frac{1 + \omega_{n_0-1,i}/M}{1 + 2\omega_{n_0-1,i}/M}. \end{aligned} \tag{6}$$



Во втором варианте считается, что в результате каждого столкновения с нуклоном энергия нейтрино с равной вероятностью приобретает одно из двух граничных значений интервала (3) и тем самым после  $n_0$  столкновений первоначальный уровень энергии  $\omega_i$  превращается в множество из  $n_0 + 1$  биномиально распределенных значений, элементы которого перечисляются ниже:

$$E_{1,i} = \omega_i, \quad E_{2,i} = \frac{E_{1,i}}{1 + 2E_{1,i}/M}, \quad \dots, \\ E_{n_0+1,i} = \frac{E_{n_0,i}}{1 + 2E_{n_0,i}/M}. \quad (7)$$

Оба варианта дают близкие результаты вычислений. Поскольку второй вариант в логическом плане более приемлем, чем первый, мы используем его везде, кроме вычисления скорости процесса дезинтеграции дейтрона  $\nu_e D \rightarrow e^- pp$ , когда появляется проблема переполнения стека фортрановской программы.

Перейдем теперь к конкретным экспериментам по регистрации солнечных нейтрино.

Первый эксперимент этого рода (R. Davis et al., 1968) состоял в изучении процесса  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ , пороговая энергия которого составляет 0.814 MeV. В настоящее время экспериментальная скорость таких переходов считается равной  $2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$  SNU (1 SNU =  $10^{-36}$  взаимодействий, приходящихся за секунду на атом мишени) (B.T. Cleveland et al., 1998). В то же время теоретические вычисления на основании стандартной солнечной модели (SSM) дают неодинаковые, но значительно большие числа, например:  $7.9 \pm 2.6$  SNU (J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, 1988) и  $8.5 \pm 1.8$  SNU (J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, 2004).

Табулированные значения распределений по энергии потоков солнечных нейтрино от различных источников и зависимость от энергии поперечных сечений процессов абсорбции нейтрино, нужные нам для вычисления скоростей переходов  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$  и  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  под действием электронных нейтрино, мы берем из работ:

J.N. Bahcall et al., Phys. Rev. C **54**, 411 (1996);

J.N. Bahcall, Phys. Rev. C **56**, 3391 (1997);

J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. **60**, 297 (1988).

Мы задаем для поперечных сечений линейную интерполяцию в каждом из табличных интервалов по энергии. Отметим достаточно сильную зависимость указанного сечения от энергии  $E$  (выражаемой ниже в MeV) (J.N. Bahcall, 1978):  $\sigma^{\text{Cl}}(E) \sim E^{2.85}$ , если  $E \in [1, 5]$ , и  $\sigma^{\text{Cl}}(E) \sim E^{3.7}$ , если  $E \in [8, 15]$ . Поэтому уменьшение энергии солнечных нейтрино в результате их столкновения с нуклонами должно сильнее сказаться на скорости переходов  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ , чем на скорости упругого рассеяния нейтрино на электронах.

Значения энергии нейтрино от  ${}^8\text{B}$  даются в таблице в виде множества  $\omega_i^B = i\Delta^B$ , где  $i = 1, \dots, 160$ ,  $\Delta^B = 0.1 \text{ MeV}$ , а их распределение выражается через вероятность  $p(\omega_i^B)$  того, что нейтрино обладает энергией в интервале  $(\omega_i^B - \Delta^B/2, \omega_i^B + \Delta^B/2)$ . В своих вычислениях мы используем только средние значения потоков, не привлекая неопределенности к каким-либо расчетам или суждениям.

С учетом предположения, что потоки левоспиральных нейтрино у поверхности Земли равны половине вышеприведенных потоков, формулу для вычисления вкладов в скорость переходов  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ , вносимых нейтрино от  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$ , можно представить соответственно в виде

$$V(^{37}\text{Cl} | \text{B}) = 0.5\Phi(^8\text{B}) \sum_{i=1}^{160} \Delta^B p(\omega_i^B) \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0} (n-1)! (n_0+1-n)!} \sigma^{\text{Cl}}(E_{n,i}^B), \quad (8)$$

$$V(^{37}\text{Cl} | \text{Be}) = 0.5 \times 0.897\Phi(^7\text{Be}) \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0} (n-1)! (n_0+1-n)!} \sigma^{\text{Cl}}(E_{n,1}^{\text{Be}}), \quad (9)$$

где значения энергии  $E_{n,i}^B$  и  $E_{n,1}^{\text{Be}}$  даются формулой (7), в которой величину  $\omega_i$  нужно положить равной соответственно  $\omega_i^B$  и  $\omega_1^{\text{Be}}$ .

Вклады, вносимые нейтрино от  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  и  $hep$ , вычисляются по формуле, аналогичной (8), а вклады от  $pep$  – по формуле, аналогичной (9).

Прежде, чем проводить вычисления по формулам типа (8) и (9) с ненулевым значением числа столкновений нейтрино с нуклонами  $n_0$ , мы устанавливаем насколько результаты, получаемые с использованием табулированных значений и интерполяции для сечения  $\sigma^{Cl}(E)$  при условии свободного движения нейтрино в Солнце, близки к тем, которые получены в работе (J.N. Bahcall, 1988) на основании более точных расчетов, хотя и при несколько иных спектрах и значениях потоков. Это сравнение отражено в таблице 1.

Мы находим, что вычисленная скорость переходов  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$  будет соответствовать экспериментально измеренной, если число соударений солнечных нейтрино с нуклонами  $n_0$  равно  $13 \pm 3$ , когда эта скорость составляет  $2.55^{+0.27}_{-0.24}$  SNU. Расчеты, относящиеся ко всем рассматриваемым ниже процессам, дают в совокупности наилучшее согласие с экспериментальными результатами при  $n_0 = 10$ , и поэтому именно это число фигурирует и в таблице 1 и в последующем.

Таблица 1. Скорости переходов  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$  в единицах SNU.

	$^8\text{B}$	$^7\text{Be}$	$^{15}\text{O}$	<i>pep</i>	$^{13}\text{N}$	<i>hep</i>	Total
SSM	6.1	1.1	0.3	0.2	0.1	0.03	7.9
Interpolations, without interactions	6.21	1.05	0.35	0.22	0.09	0.02	7.94
Interaction (1), $n_0 = 10$	2.05	0.44	0.17	0.11	0.04	0.01	<b>2.82</b>

Обратимся теперь к процессу  $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}$ , пороговая энергия которого составляет 0.233 MeV. Последние по времени постановки эксперименты дали следующие значения для скорости этого процесса:  $65.4_{-3.0}^{+3.1+2.6}$  SNU (J.N. Abdurashitov et al. (SAGE Collab.), 2009) и  $62.9_{-5.9}^{+6.0}$  SNU (M. Altmann et al. (SNO Collab.), 2005). Из заслуживающих внимания теоретических результатов в рамках SSM отметим два:  $132_{-17}^{+20}$  SNU (J.N. Bahcall, 1978) и  $131_{-10}^{+12}$  SNU (J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, 2004).

Вклады в скорость переходов  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ , вносимые солнечными нейтрино от  $p$ - $p$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{15}\text{O}$ ,  ${}^{13}\text{N}$  и  $hep$ , мы вычисляем по формуле, аналогичной (8), а вклады от двух линий  ${}^7\text{Be}$  и от линии  $pep$  – по формуле, аналогичной (9). Результаты вычислений представлены в таблице 2.



Таблица 2. Скорости переходов  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  в единицах SNU.

	$p-p$	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{15}\text{O}$	$^{13}\text{N}$	$pep$	$hep$	Total
SSM	70.8	34.3	14.0	6.1	3.8	3.0	0.06	132
Interpolations, without interactions	69.8	34.9	14.0	5.7	3.4	2.9	0.05	130.7
Interaction (1), $n_0 = 10$	34.7	17.2	5.0	2.8	1.7	1.4	0.02	<b>62.8</b>

Тот факт, что теоретическое значение скорости переходов  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  при  $n_0 = 10$  соответствует вышеприведенным экспериментальным значениям, является важным свидетельством, во-первых, в пользу нашего предположения о примерном равенстве потоков лево- и правоспиральных солнечных нейтрино у поверхности Земли и, во-вторых, в пользу вытекающего из лагранжиана (1) следствия (5) об уменьшении с уменьшением энергии относительного изменения энергии нейтрино при однократном столкновении.

Перейдем к рассмотрению процесса упругого рассеяния солнечных нейтрино на электронах  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ , принимая во внимание условия и результаты экспериментов в Super-Kamiokande и в Sudbury Neutrino Observatory (SNO).

Дифференциальное сечение упругого рассеяния левоспирального нейтрино с начальной энергией  $\omega$  на покоящемся электроны массы  $m$  дается формулой

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dE} = \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[ g_L^2 + g_R^2 \left( 1 - \frac{E - m}{\omega} \right)^2 - g_L g_R \frac{m(E - m)}{\omega^2} \right] \equiv f_{\nu e}(\omega, E), \quad (10)$$

где  $E$  – энергия электрона отдачи. Для рассеяния электронного нейтрино имеем

$$g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad g_R = \sin^2 \theta_W, \quad (11)$$

где следует положить, что  $\sin^2 \theta_W = 0.231$ .

На основании закона сохранения энергии-импульса получаем, что электрон отдачи может приобрести энергию  $E$ , если энергия  $\omega$  налетающего нейтрино удовлетворяет условию

$$\omega \geq \frac{E - m + \sqrt{E^2 - m^2}}{2} \equiv h_{\nu e}(E). \quad (12)$$

При постановке эксперимента по упругому рассеянию нейтрино на электронах считают, что различие между истинной энергией  $E$  электрона отдачи и его реконструируемой (эффективной) энергией  $E_{\text{eff}}$  дается гауссовым распределением плотности вероятности

$$P(E_{\text{eff}}, E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E_{\text{eff}} - E)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (13)$$

причем параметр  $\sigma$ , будучи функцией энергии  $E$ , зависит от особенностей экспериментальной установки.

Так как во всех обсуждаемых экспериментах вводится нижняя граница  $E_c$  для реконструируемой энергии  $E_{\text{eff}}$  и она не меньше 3 MeV, то наблюдаемые события порождаются практически полностью солнечными нейтрино от  ${}^8\text{B}$ , а вклад нейтрино от  $her$  очень мал. Вычисления вклада в скорость событий упругого рассеяния нейтрино от  ${}^8\text{B}$  на электронах с реконструируемой энергией  $E_{\text{eff}}$  в интервале от  $E_k$  до  $E_{k+1}$  ( $E_k \geq E_c$ ) проводится по формуле

$$\begin{aligned}
 & V(\nu e \mid \text{B} \parallel [E_k, E_{k+1}]) = \\
 & 0.5\Phi({}^8\text{B}) \int_{E_k}^{E_{k+1}} dE_{\text{eff}} \int_{1 \text{ MeV}}^{16 \text{ MeV}} dE \left[ P(E_{\text{eff}}, E) \sum_{i=1}^{160} \Delta^B p(\omega_i^B) \right. \\
 & \times \left. \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0} (n-1)! (n_0+1-n)!} f_{\nu e}(E_{n,i}^B, E) \theta(E_{n,i}^B - h_{\nu e}(E)) \right], \tag{14}
 \end{aligned}$$

где  $\theta(x)$  – ступенчатая функция Хевисайда. Вклад нейтрино от  $her$  находится по аналогичной формуле.

Результат того или иного эксперимента, а также теоретический расчет на основании формулы (14) выражается через эффективный (или наблюдаемый, или эквивалентный) поток нейтрино от  ${}^8\text{B}$ ,  $\Phi_{eff}({}^8\text{B})$ , которые не претерпевают никаких изменений от места рождения на Солнце до установки на Земле. Связь между таким результатом или расчетом и эффективным потоком устанавливается следующим соотношением

$$\begin{aligned}
 & V(\nu e \mid \text{B} + hep \parallel [E_c, 20 \text{ MeV}]) = \\
 & \Phi_{eff}^{\nu e}({}^8\text{B}) \int_{E_c}^{20\text{MeV}} dE_{\text{eff}} \int_{1 \text{ MeV}}^{16 \text{ MeV}} dE [P(E_{\text{eff}}, E) \\
 & \times \sum_{i=1}^{160} \Delta^B p(\omega_i^B) f_{\nu e}(\omega_i^B, E) \theta(\omega_i^B - h_{\nu e}(E))] . \quad (15)
 \end{aligned}$$

Заметим здесь, что гауссово распределение (13) существенно влияет на распределение (14) скорости событий  $\nu e$ -рассеяния по бинам (интервалам) вида  $[E_k, E_k + 0.5 \text{ MeV}]$  и мало влияет на значение эффективного потока нейтрино, находимого из равенства (15).

Некоторые детали экспериментов и наших вычислений, относящихся к упругому рассеянию солнечных нейтрино на покоящихся электронах, представлены в таблице 3.

Таблица 3. Процесс  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$  и эффективные потоки нейтрино.

	$E_c$	$\sigma$	Experi- mental $\Phi_{eff}^{\nu_e} (^8\text{B})$	Eq. (1), $n_0 = 10$ : $\Phi_{eff}^{\nu_e} (^8\text{B})$
SK III	5.0	$-0.123 + 0.376\sqrt{E} + 0.0349E$	$2.32 \pm 0.04 \pm 0.05$	2.32
SK II	7.0	$0.0536 + 0.520\sqrt{E} + 0.0458E$	$2.38 \pm 0.05^{+0.16}_{-0.15}$	2.07
SK I	5.0	$0.2468 + 0.1492\sqrt{E} + 0.0690E$	$2.35 \pm 0.02 \pm 0.08$	2.32
SNO III	6.5	$-0.2955 + 0.5031\sqrt{T} + 0.0228T$	$1.77^{+0.24+0.09}_{-0.21-0.10}$	2.08
SNO IIB	6.0	$-0.131 + 0.383\sqrt{T} + 0.0373T$	$2.35 \pm 0.22 \pm 0.15$	2.17
SNO IIA	6.0	$-0.145 + 0.392\sqrt{T} + 0.0353T$	$2.21^{+0.31}_{-0.26} \pm 0.10$	2.17
SNO I	5.5	$-0.0684 + 0.331\sqrt{T} + 0.0425T$	$2.39^{+0.24+0.12}_{-0.23-0.12}$	2.24

В таблицах 3 и 4:  $T = E - m$ , величины  $E_c$ ,  $E$  и  $T$  даются в MeV, а потоки в единицах  $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ; SK I - J. Hosaka et al., 2006; SK II - J.P. Cravens et al., 2008; SK III - K. Abe et al., 2011; SNO I - Q.R. Ahmad et al., 2002; SNO IIA - S.N. Ahmed et al., 2004; SNO IIB - B. Aharmim et al., 2005; SNO III - B. Aharmim et al., 2013.

Остановимся теперь на процессе дезинтеграции дейтронов солнечными нейтрино, вызываемом заряженным током слабого взаимодействия,  $\nu_e D \rightarrow e^- pp$ . Нужно нам дифференциальное сечение этого процесса,  $d\sigma_{cc}/dE \equiv f_{cc}(\omega, E)$ , как функция энергии  $\omega$  налетающего левоспирального электронного нейтрино и энергии  $E$  родившегося электрона, мы находим в табулированном виде на Web-сайте: <http://boson.physics.sc.edu/gudkov/NU-D-NSGK/Netal/>, - авторами которого являются **S. Nakamura et al.** Там в таблицах интервалы по  $\omega$  составляют 0.2 MeV, а интервалы по  $E$  разнообразны по длине. Мы вначале экстраполируем результаты таблиц на интервалы по  $E$  равные 0.2 MeV, а затем в фортрановской программе задаем линейную экстраполяцию сечения в каждом интервале по  $\omega$ .



Кинематическое условие относительно энергии нейтрино, обеспечивающей дезинтеграцию дейтронов, имеет вид (см., напр., [S. Ying, W.C. Haxton, and E.M. Henley, 1989](#))

$$\omega \geq E + E_D + \delta \equiv h_{cc}(E), \quad (16)$$

где  $E_D = 2.2246$  MeV – энергия связи дейтрона, а  $\delta = M_p - M_n = -1.2933$  MeV – разность масс протона и нейтрона.

Мы пренебрегаем вкладом в дезинтеграцию дейтронов нейтрино от  $hep$  и проводим вычисления скорости процесса  $\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$  по формуле, близкой к (14):

$$V(cc | B || [E_k, E_{k+1}]) = 0.5\Phi(^8B) \int_{E_k}^{E_{k+1}} dE_{\text{eff}} \int_{1 \text{ Mev}}^{16 \text{ Mev}} dE [P(E_{\text{eff}}, E) \times \sum_{i=1}^{160} \Delta^B p(\omega_i^B) f_{cc}(\omega_{n_0,i}^B, E) \theta(\omega_{n_0,i}^B - h_{cc}(E))] , \quad (17)$$

где значение энергии  $\omega_{n_0,i}^B$  дается формулой (6), в которой величину  $\omega_i$  нужно взять равной  $\omega_i^B$ . Соответствующий эффективный поток нейтрино  $\Phi_{eff}^{cc}(^8B)$  находится из соотношения, аналогичного до (15).

Результаты экспериментов коллаборации SNO и наших вычислений представлены в таблице 4.

Таблица 4. Процесс  $\nu_e D \rightarrow e^- pp$   
и эффективные потоки нейтрино.

	$E_c$	Experi- mental $\Phi_{eff}^{cc} (^8B)$	Eq. (1), $n_0 = 10:$ $\Phi_{eff}^{cc} (^8B)$
SNO III	6.5	$1.67^{+0.05+0.07}_{-0.04-0.08}$	1.63
SNO IIB	6.0	$1.68^{+0.06+0.08}_{-0.06-0.09}$	1.75
SNO IIA	6.0	$1.59^{+0.08+0.06}_{-0.07-0.08}$	1.75
SNO I	5.5	$1.76^{+0.06+0.09}_{-0.05-0.09}$	1.85

У нас остается без детального рассмотрения исследуемый в экспериментах SNO процесс дезинтеграции дейтрона  $\nu D \rightarrow \nu np$ , вызываемый нейтральными токами нейтрино. В рамках нашей гипотезы амплитуда этого процесса наряду со стандартным слагаемым, отвечающим обмену  $Z$ -бозоном, содержит также слагаемое, обусловленное обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном  $\varphi_{ps}$ . Один из сомножителей, на которые разлагается последнее слагаемое, представляет собой псевдоскалярную билинейную форму, образуемую волновыми функциями связанного и несвязанного состояний протона и нейтрона. В первом приближении он, будучи выраженным через однонуклонные билинейные формы, обращается в нуль, так как в лагранжиане (1) константы взаимодействия псевдоскалярного бозона с протоном и нейтроном имеют противоположные значения. Задача учета разности масс протона и нейтрона и радиационных поправок в описании взаимодействия псевдоскалярного бозона  $\varphi_{ps}$  с дейтроном представляется трудно решаемой.

Найдем значение константы  $g_{ps\nu_e}g_{psN}$ , исходя из того, что электронные нейтрино при их движении в Солнце испытывают небольшое (порядка 10) количество столкновений с нуклонами. Используя протабулированные в работе [J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, 1988](#) значения плотности материи Солнца в зависимости от расстояния до центра, находим, что в трубке с поперечным сечением  $1 \text{ cm}^2$ , простирающейся от центра до окраины Солнца, находится  $1.5 \times 10^{12}$  грамм вещества и, значит,  $8.9 \times 10^{35}$  нуклонов. Отсюда и на основании соотношения (4) и предположения, что до столкновения с нуклоном нейтрино пробегает в Солнце от 0.7 до 0.9 части вещества в указанной трубке, получаем

$$\frac{g_{ps\nu_e}g_{psN}}{4\pi} = (3.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}. \quad (18)$$

Таким образом, произведение констант постулируемого взаимодействия безмассового псевдоскалярного бозона с электронными нейтрино и нуклонами на несколько порядков меньше констант электромагнитного и слабого взаимодействия, соответственно  $\alpha$  и  $g^2/4\pi$ . Поэтому постулируемое взаимодействие можно было бы назвать суперслабым. Однако, в силу того, что при низкой энергии, имеющей место для солнечных нейтрино, полное сечение такого взаимодействия нейтрино с нуклонами много меньше соответствующего стандартного слабого взаимодействия с обменом  $Z$ -бозоном, то мы предпочитаем называть постулируемое взаимодействие полуслабым.

Это и удивительно, и замечательно, что некоторые аспекты непродолжительного броуновского движения нейтрино в неоднородной, но сферически симметричной среде Солнца, проявляющие себя в ряде экспериментов, допускают столь простое и эффективное математическое и физическое описание, как это было изложено.

arXiv:1502.03262 [hep-ph] (2015)

Спасибо за внимание!