

# ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО КАК СВИДЕТЕЛЬСТВО О НОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

*Л. М. Сладь\**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119234, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2019 г.,  
после переработки 30 июля 2019 г.  
Принята к публикации 3 сентября 2019 г.

Предложена новая концепция решения проблемы солнечных нейтрино, которая основана на гипотезе о существовании нового взаимодействия электронных нейтрино с нуклонами, вызываемого обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном. При каждом столкновении нейтрино с нуклонами Солнца изменяется его спиральность с левой на правую и наоборот и уменьшается его энергия. Постулируемая гипотеза, располагая только одним свободным параметром, обеспечивает хорошее согласие между вычисляемыми и экспериментальными характеристиками всех пяти наблюдаемых процессов с солнечными нейтрино.

DOI: 10.1134/S0044451019120034

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена обоснованию того, что расхождения между предсказаниями стандартной солнечной модели (ССМ) для скоростей ряда процессов, вызываемых солнечными нейтрино, и полученными результатами в соответствующих экспериментах свидетельствуют о существовании нового, достаточно скрытого взаимодействия, называемого нами полуслабым. Постулируемое взаимодействие распространяется по крайней мере на электронное нейтрино и нуклоны, но не затрагивает электрон (на древесном уровне). Его носителем является безмассовый псевдоскалярный бозон. Произведение констант связи такого бозона с электронным нейтрино и нуклонами на три порядка меньше констант электромагнитного и слабого взаимодействий,  $\alpha$  и  $g^2/4\pi$ . При низких значениях энергии, типичных для солнечных и реакторных нейтрино, полуслабое взаимодействие нейтрино с нуклонами характеризуется сечениями порядка  $10^{-36}$  см<sup>2</sup>, что намного больше сечений процессов стандартного взаимодействия, вызываемых обменом  $Z$ -бозоном. Тем не менее, оно достаточно мало, чтобы проявлять себя в рядовых, не уникальных ситуациях. Его проявлению в имею-

щихся экспериментах с солнечными нейтрино способствует то обстоятельство, что в них Солнце по сути играет роль части установки, в которой нейтрино при своем движении испытывает примерно 10 столкновений с нуклонами. Такие столкновения, вызываемые полуслабым взаимодействием, имеют следующие три замечательные особенности.

Во-первых, при каждом столкновении с нуклонами нейтрино изменяет свою спиральность с левой на правую и наоборот. Соотношение между потоками лево- и правоспиральных электронных нейтрино у поверхности Земли совпадает с соотношением между вероятностями четного и нечетного числа столкновений нейтрино с нуклонами до его выхода за пределы Солнца. Во-вторых, полное сечение упругого рассеяния солнечных нейтрино на нуклонах практически не зависит от энергии таких нейтрино. Поэтому можно считать, что все солнечные нейтрино независимо от их энергии испытывают в среднем одинаковое число столкновений при их движении внутри Солнца. В-третьих, относительная доля средней потери энергии нейтрино при столкновении с нуклоном массы  $M$  пропорциональна их исходной энергии  $\omega$ :

$$\Delta\omega/\omega \simeq \omega/M.$$

Поэтому остается практически неизменной энергия нейтрино от  $p$ - $p$ -столкновений, и основным фактором, влияющим на результаты экспериментов по переходам  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ , является соотношение по-

\* E-mail: slad@theory.sinp.msu.ru

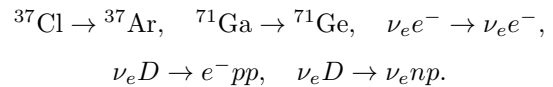
токов лево- и правоспиральных электронных нейтрино у поверхности Земли. Так как сечения нейтринных процессов растут с ростом энергии нейтрино, уменьшение энергии меченых солнечных нейтрино из-за их столкновений с нуклонами влечет за собой уменьшение сечения и наблюдаемой скорости процессов с участием солнечных нейтрино. Зависимость сечений от энергии нейтрино, безусловно, является разной для разных процессов, и поэтому различие в значениях эффективных потоков солнечных нейтрино от  $^8\text{B}$ , соответствующих скоростям процессов упругого рассеяния солнечных нейтрино на электронах и дезинтеграции дейтронов с рождением электронов, является закономерным.

В рамках гипотезы о существовании полуслабого взаимодействия особое место среди процессов с солнечными нейтрино занимает дезинтеграция дейтронов нейтральными токами, так как она вызывается двумя неинтерферирующими подпроцессами. Один подпроцесс, с участием только левоспиральных нейтрино, является стандартным и вызывается обменом  $Z$ -бозоном. Другой, неординарный подпроцесс с участием и лево- и правоспиральных нейтрино вызывается обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном. Благодаря тому, что в лагранжиане (1) (см. ниже разд. 2) константы связи постулируемого бозона с протоном и нейтроном противоположны, сечение второго подпроцесса характеризуется дополнительным фактором  $((M_n - M_p)/M)^2$ , из-за чего оно становится сравнимым с сечением первого, стандартного подпроцесса. Вполне естественно, что эффективный поток солнечных нейтрино, соответствующий суммарной теоретической скорости дезинтеграции дейтронов нейтральными токами, оказывается заметно большим эффективного потока, связываемого с дезинтеграцией дейтронов заряженным током.

В качестве единственного параметра модели полуслабого взаимодействия, описывающего изменение спектра энергии солнечных нейтрино при их движении от мест рождения до выхода за пределы Солнца, берется эффективное число столкновений этих нейтрино с нуклонами. Зная такое число, мы оцениваем значение константы связи нейтрино с нуклонами и используем эту оценку при вычислении сечения дезинтеграции дейтрона нейтральным псевдоскалярным током солнечных нейтрино.

Наш логический, аналитический и численный анализ приводит к заключению, что гипотеза о существовании нового, полуслабого взаимодействия подтверждается хорошим согласием между вычисляемыми и экспериментальными характеристиками

всех наблюдаемых процессов с солнечными нейтрино:



Вероятность того, что это согласие отражает не истинную природу вещей, относящихся к нейтрино, а игру случая, представляется ничтожно малой. Нетрудно убедиться в том, что за последние 40 лет в физике частиц не появилось ни одной модели или гипотезы, которые, располагая только одним свободным параметром, давали бы хорошее согласие с результатами трех, а тем более четырех или пяти, совершенно разных экспериментов.

Используя решение проблемы солнечных нейтрино, предложенное в настоящей работе, мы должны внимательнее посмотреть на особенности интерпретации экспериментов с солнечными нейтрино на основе гипотезы об осцилляциях нейтрино. Отметим только две из них. Во-первых, наряду с гипотезой об осцилляциях солнечных нейтрино в вакууме, построенной по крайней мере на двух дополнительных (массивных) нейтрино и на двух свободных параметрах, используется механизм Вольфенштейна – Михеева – Смирнова. Во-вторых, несмотря на сотни работ, посвященных осцилляциям солнечных нейтрино, в мировой литературе до сих пор нет ни одной публикации, в которой (1) была бы описана однозначная процедура вычисления вероятности того, что солнечное нейтрино остается у поверхности Земли электронным в зависимости от его энергии, (2) были бы указаны все свободные параметры процедуры и их оптимальные значения и (3), и самое главное, были бы представлены суммарные теоретические результаты для скоростей всех пяти наблюдаемых процессов с солнечными нейтрино в сопоставлении с соответствующими экспериментальными результатами.

Следует особо отметить, что нейтринные эксперименты, в которых исследуется возможность проявления осцилляций нейтрино, можно разбить на три группы в соответствии с тремя практически независимыми ветвями модели осцилляций, используемыми в интерпретации их результатов. А именно (см. обзоры [1, 2]), экспериментам с солнечными нейтрино сопоставляются параметры  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{21}$  (с большой длиной осцилляций и значительной амплитудой), экспериментам с антинейтрино от близлежащих реакторов сопоставляются параметры  $\theta_{13}$  и  $\Delta m_{31}$  (с короткой длиной осцилляций и малой амплитудой), а экспериментам с атмосферными и ускорительными нейтрино сопоставляется параметр  $\theta_{23}$ ,

относящийся только к мюонному нейтрино. Следовательно, отсутствие проявлений в экспериментах с солнечными нейтрино значительных осцилляций (порождаемых ветвью с параметрами  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{21}$ ) не отрицает возможности проявления в экспериментах с солнечными нейтрино малых осцилляций и проявления подходящих осцилляций в нейтринных экспериментах других названных типов и наоборот.

Особое место по отношению к экспериментам с солнечными нейтрино занимают только эксперименты с реакторными антинейтрино в KamLAND, так как интерпретация тех и других экспериментов на основе модели осцилляций дает значения параметров  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{21}$  с одинаковым порядком величины. Новое взаимодействие, обеспечившее элегантно решение проблемы солнечных нейтрино, не имеет никакого отношения к появлению разбежностей между ожидаемыми и наблюдаемыми результатами в KamLAND. Признавая силу вероятностных закономерностей, причину этих разбежностей следует искать в первую очередь в упущениях в постановке и обработке эксперимента. Одно такое возможное упущение, отмеченное в нашей работе [3], связано с ослаблением флуоресцентного света в жидком сцинтиляторе.

## 2. ГИПОТЕЗА О СУЩЕСТВОВАНИИ БЕЗМАССОВОГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В своем решении проблемы солнечных нейтрино мы основываемся на методах классической теории поля.

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 [4–6], связывалось с гипотетическим безмассовым аксиальным фотоном. В настоящее время мы можем с доста-

точной уверенностью утверждать, не вдаваясь в детали, что с помощью аксиального фотона, как носителя взаимодействия, решить проблему солнечных нейтрино нельзя. Параллельно этому высказывалось [7–10] предположение о взаимодействии гипотетического безмассового скаляра с майорановским нейтрино. Из-за стандартного дальнего действия, при котором потенциальная энергия  $V(r)$  пропорциональна  $r^{-1}$  при достаточно больших значениях расстояния  $r$ , допускалось лишь крайне слабое взаимодействие такого скаляра с другими фермионами, практически не влияющее ни на результаты опытов типа Этвеша, ни 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 лагранжианом вида

$$\mathcal{L} = ig_{\nu_{e ps}} \bar{\nu}_e \gamma^5 \nu_e \varphi_{ps} + ig_{N ps} \bar{p} \gamma^5 p \varphi_{ps} - ig_{N ps} \bar{n} \gamma^5 n \varphi_{ps} \quad (1)$$

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 Печчи–Квинна [11, 12], но учитываем безуспешность экспериментального поиска аксиона и потому постулируем, ради простоты, безмассовость вводимого нами бозона, не исключая достаточно малого значения его массы. Взаимодействие псевдоскалярного бозона  $\varphi_{ps}$  с электроном считается отсутствующим на древесном уровне, 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 МэВ 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 экспериментами [13]. Неравноправие электронного нейтрино и электрона в лагранжиане (1), аналогичное их неравноправию в юкавской связи с нейтральным бозоном Хиггса, никак не влияет на построение и следствия существующих калибровочных моделей электрослабого взаимодействия: Салама–Вайнберга, лево-правой симметричной, изначально  $P$ -инвариантной. 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.

Отметим, что безмассовое псевдоскалярное поле не может проявлять себя в опытах типа Этвеша, так как вызываемое им взаимодействие двух нуклонов аналогично магнитному взаимодействию спинов, а именно [14]

$$V(r) \propto r^{-3}[\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 - 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{n})],$$

где  $\boldsymbol{\sigma}_i$  — спиновые матрицы фермионов. Кроме того, из-за стандартного дальнего действия дифференциальное сечение упругого рассеяния двух заряженных частиц, описываемое формулой Резерфорда, имеет полюс в нуле по квадрату переданного импульса, а полное сечение такого рассеяния бесконечно. В противовес этому дифференциальное сечение упругого рассеяния двух фермионов, обусловленное обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном, не имеет никакого полюса, а полное сечение такого рассеяния конечно (см. ниже формулы (2) и (4)).

### 3. ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ И КИНЕМАТИКА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА НУКЛОНЕ

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

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

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, которое можно найти из соотношений (2) и (3), имеет вид

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

Оно практически не зависит от энергии  $\omega_1$ , так как ее максимальное значение составляет 18.8 МэВ [15].

Первое следствие взаимодействия (1) состоит в том, что при каждом столкновении с нуклоном, обусловленном обменом псевдоскалярным бозоном, нейтрино изменяет свою спиральность с левой на

правую и наоборот. Из-за этого у поверхности Земли одна часть потока солнечных нейтрино имеет левую спиральность, а другая — правую. Вклад правоспиральных солнечных нейтрино в процессы с заряженными токами и в процесс упругого рассеяния на электронах крайне мал, так как с такими нейтрино не связаны промежуточные бозоны стандартной модели, а могут быть связаны только очень тяжелые промежуточные бозоны лево-правой симметричной модели  $W_R$  и  $Z_{LR}$ . Анализ нуклеосинтеза в ранней Вселенной [16] и электрослабая подгонка [17] дают соответственно оценки:  $M_{W_R} > 3.3$  ТэВ и  $M_{Z_{LR}} > 1.2$  ТэВ, если  $g_R = g_L$ . Последнее условие автоматически выполняется в изначально  $P$ -инвариантной модели электрослабого взаимодействия [18]. Примечательно, что обе спиральности солнечных нейтрино, тем не менее, проявляют себя, а именно, в процессе дезинтеграции дейтрона нейтральными токами благодаря обмену безмассовым псевдоскалярным бозоном.

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

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

Формула (5) показывает, что относительное однократное изменение энергии  $\Delta\omega_1/\omega_1$  для солнечных нейтрино от  ${}^8\text{B}$  (их средняя энергия равна 6.7 МэВ) на порядок выше, чем для нейтрино от  $p-p$  (их максимальная энергия равна 0.423 МэВ) и от  ${}^7\text{Be}$  с энергиями 0.384 и 0.862 МэВ. Нейтрино от  ${}^8\text{B}$  играют основную роль в переходах  ${}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$  и монополярную роль в упругом рассеянии на электронах и в дезинтеграции дейтронов. В то же время нейтрино от  $p-p$  и от  ${}^7\text{Be}$  дают доминирующий вклад в переходы  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ . Их энергия изменяется крайне мало при примерно десяти столкновениях с нуклонами и разбегность между результатами ССМ и экспериментов почти полностью обуславливается соотношением потоков лево- и правоспиральных нейтрино. Так как экспериментальные значения скорости переходов  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$  составляют чуть меньше половины скорости, ожидаемой на основе ССМ, в первом приближении мы принимаем, что у поверхности Земли потоки лево- и правоспиральных нейтрино равны.

Из-за столкновений с нуклонами солнечное нейтрино от момента своего рождения до момента выхода за пределы Солнца совершает броуновское дви-

жение в неоднородной сферически симметричной среде. Этому движению, в принципе, соответствует некоторое распределение  $P_\beta(n)$  по числу столкновений нейтрино с нуклонами Солнца  $n$ , зависящее от произведения констант связи из лагранжиана (1),

$$\beta \equiv \frac{g_{\nu e p s} g_{N p s}}{4\pi}.$$

Благодаря соотношению (4) можно считать, что распределение  $P_\beta(n)$  практически не зависит от первоначальной энергии нейтрино. Так как солнечные нейтрино рождаются в разных местах, отстоящих от центра Солнца в среднем на расстоянии от 0.045 (от  $^8\text{B}$ ) до 0.14 (от  $hep$ ) его радиуса [15], следует ожидать, что распределение  $P_\beta(n)$  является достаточно широким, т. е.

$$|P_\beta(n+1) - P_\beta(n)| \ll 1.$$

Отсюда получаем примерное равенство вероятностей четного и нечетного числа столкновений нейтрино с нуклонами внутри Солнца и равенство потоков лево- и правоспиральных нейтрино у поверхности Земли.

Будучи не в состоянии аккуратно вычислить распределение  $P_\beta(n)$ , мы в первом приближении заменяем точное значение скорости процесса  $A$  с солнечными нейтрино, которое включает в себя значения всех парциальных скоростей  $v_A(n)$ , соответствующих числам столкновений нейтрино с нуклонами Солнца  $n$  с вероятностями  $P_\beta(n)$ , на скорость  $v_A(n_0)$ , соответствующую некоторому одному-единственному числу столкновений нейтрино  $n_0$ :

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_\beta(n) v_A(n) \rightarrow v_A(n_0). \quad (6)$$

Число  $n_0$  из соотношения (6) безусловно зависит как от константы  $\beta$ , так и от процесса  $A$ . В рассматриваемом приближении мы с необходимостью предполагаем, что число  $n_0$  одинаково для всех наблюдаемых процессов с солнечными нейтрино. А priori нельзя судить о том, является ли это предположение хорошим или плохим. К счастью, сопоставление теоретических и экспериментальных результатов показывает, что наше предположение следует признать хорошим.

Целое число  $n_0$ , называемое эффективным числом столкновений, служит единственным свободным параметром рассматриваемой модели. Оно никак не связано с соотношением спиральностей нейтрино на их выходе из Солнца. Число  $n_0$  описывает финальное распределение по энергии нейтрино,

имевшего фиксированную первоначальную энергию. Как отмечалось выше, после одного акта упругого рассеяния нейтрино на покоящемся нуклоне первоначальное фиксированное значение его энергии превращается в равномерно распределенный интервал энергий (3). После второго акта рассеяния каждое значение энергии из этого интервала превращается в свой интервал типа (3). И так далее.

Что касается приемлемого для вычислений (скажем, в фортране, как это делал автор) 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 после  $0, 1, \dots, n_0$  столкновений мы имеем последовательно

$$\begin{aligned} \omega_{0,i} = \omega_i, \quad \omega_{1,i} = \omega_{0,i} \frac{1 + \omega_{0,i}/M}{1 + 2\omega_{0,i}/M}, \quad \dots, \\ \omega_{n_0,i} = \omega_{n_0-1,i} \frac{1 + \omega_{n_0-1,i}/M}{1 + 2\omega_{n_0-1,i}/M}. \end{aligned} \quad (7)$$

В этом варианте финальное состояние нейтрино характеризуется единственным значением энергии, даваемым последним членом последовательности (7).

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 имеют вид

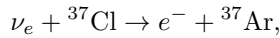
$$\begin{aligned} E_{1,i} = \omega_i, \quad E_{2,i} = \frac{E_{1,i}}{1 + 2E_{1,i}/M}, \quad \dots, \\ E_{n_0+1,i} = \frac{E_{n_0,i}}{1 + 2E_{n_0,i}/M}. \end{aligned} \quad (8)$$

Оба варианта дают близкие результаты вычислений. Тем самым замена интервала энергии (3) тремя, четырьмя и т. д. равновероятными значениями представляется нецелесообразной. Мы используем везде только второй вариант, который в логическом плане более приемлем, чем первый.

Перейдем теперь к рассмотрению конкретных экспериментов по регистрации солнечных нейтрино.

4. ПРОЦЕСС  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$

Первый эксперимент такого рода [19] состоял в изучении процесса



пороговая энергия которого составляет 0.814 МэВ. 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) [20]. В то же время теоретические вычисления на основании ССМ дают неодинаковые, но значительно большие числа, например,  $7.9 \pm 2.6$  SNU [15] и  $8.5 \pm 1.8$  SNU [21].

Табулированные значения ряда величин, нужных нам для вычисления скоростей переходов  ${}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$  и  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$  под действием левоспиральных электронных нейтрино, мы берем из работ [15, 22, 23].

Мы используем зависимость поперечного сечения процесса абсорбции нейтрино хлором от энергии нейтрино  $\omega$ , даваемую в табл. IX работы [15], подключая сведения из табл. VII, и задаем для сечения линейную интерполяцию в каждом из интервалов по энергии. Отметим достаточно сильную зависимость указанного сечения от энергии  $\omega$  (выражаемой ниже в МэВ) [24]:

$$\sigma^{\text{Cl}}(\omega) \sim \omega^{2.85}, \quad \text{если } \omega \in [1, 5],$$

и

$$\sigma^{\text{Cl}}(\omega) \sim \omega^{3.7}, \quad \text{если } \omega \in [8, 15].$$

Поэтому следует ожидать, что уменьшение энергии солнечных нейтрино в результате их столкновения с нуклонами сказывается на скорости переходов  ${}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$  достаточно сильно.

Значения энергии нейтрино от  ${}^8\text{B}$ , простирающиеся от 0 до примерно 16 МэВ, приведены в таблице работы [22] в виде множества  $\omega_i^B = i\Delta^B$ , где  $i = 1, \dots, 160$ ,  $\Delta^B = 0.1$  МэВ, а их распределение выражается через вероятность  $p(\omega_i^B)$  того, что нейтрино обладает энергией в интервале  $(\omega_i^B - \Delta^B/2, \omega_i^B + \Delta^B/2)$ . Каждое из распределений по энергии в интервале  $[0, 1.73]$  МэВ для нейтрино от  ${}^{15}\text{O}$  и в интервале  $[0, 1.20]$  МэВ для нейтрино от  ${}^{13}\text{N}$  дается в таблицах работы [23] для 84 точек, а распределение нейтрино от  $hep$  дается в таблице работы [15] для 42 значений энергии в интервале  $[0, 18.8]$  МэВ. Спектр энергии нейтрино от  ${}^7\text{Be}$  имеет две линии  $\omega_1^{\text{Be}} = 0.862$  МэВ (89.7%) и  $\omega_2^{\text{Be}} = 0.384$  МэВ (10.3%), а от  $per$  — одну линию  $\omega_1^{\text{per}} = 1.442$  МэВ. Для потоков солнечных нейтрино

у поверхности Земли берутся значения (в единицах  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), приведенные в работе [21]:

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

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

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

$$\Phi(per) = 1.40 \cdot 10^8 (1 \pm 0.05),$$

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

$$\Phi(hep) = 7.88 \cdot 10^3 (1 \pm 0.16).$$

При этом в своих вычислениях мы используем только центральные значения потоков, не привлекая неопределенности к каким-либо расчетам или суждениям.

С учетом предположения, что потоки левоспиральных нейтрино у поверхности Земли равны половине приведенных выше 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 в виде

$$V({}^{37}\text{Cl} | \text{B}) = 0.5\Phi({}^8\text{B}) \sum_{i=1}^{160} \Delta^B p(\omega_i^B) \times \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0}(n-1)!(n_0+1-n)!} \sigma^{\text{Cl}}(\omega_{n,i}^B), \quad (9)$$

$$V({}^{37}\text{Cl} | \text{Be}) = 0.5 \cdot 0.897\Phi({}^7\text{Be}) \times \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0}(n-1)!(n_0+1-n)!} \sigma^{\text{Cl}}(\omega_{n,1}^{\text{Be}}), \quad (10)$$

где значения энергии  $\omega_{n,i}^B$  и  $\omega_{n,1}^{\text{Be}}$  даются формулой (8), 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 (9), а вклады от  $per$  — по формуле, аналогичной (10).

Прежде, чем проводить вычисления по формулам типа (9) и (10) с ненулевым значением числа столкновений нейтрино с нуклонами  $n_0$ , мы устанавливаем насколько результаты, получаемые с использованием табулированных значений и интерполяции для сечения  $\sigma^{\text{Cl}}(\omega)$  при условии свободного движения нейтрино в Солнце, близки к тем, которые получены в работе [15] на основании более точных расчетов, хотя и при несколько иных спектрах и значениях потоков. Это сравнение отражено в табл. 1.

Расчеты, относящиеся ко всем рассматриваемым ниже процессам, дают в совокупности наилучшее

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

	$^8\text{B}$	$^7\text{Be}$	$^{15}\text{O}$	$p-p$	$^{13}\text{N}$	$hep$	Total
SSM [15]	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	2.82
Interaction (1), $n_0 = 11$	1.97	0.43	0.17	0.11	0.04	0.01	2.72

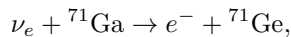
Таблица 2. Скорости переходов  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  в единицах SNU

	$p-p$	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{15}\text{O}$	$^{13}\text{N}$	$p-p$	$hep$	Total
SSM [15]	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	62.8
Interaction (1), $n_0 = 11$	34.6	17.2	4.9	2.8	1.7	1.4	0.02	62.6

согласие с экспериментальными результатами при  $n_0 = 11$ . Чтобы отобразить зависимость теоретических результатов от целого числа  $n_0$ , мы представляем их в табл. 1 и в последующем для двух значений числа  $n_0$ , 10 и 11.

### 5. ПРОЦЕСС $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + ^{71}\text{Ge}$

Рассмотрим теперь процесс



пороговая энергия которого составляет 0.233 МэВ. Последние по времени постановки эксперименты дали следующие значения для скорости этого процесса:  $65.4_{-3.0}^{+3.1+2.6}$  SNU [25] и  $62.9_{-5.9}^{+6.0}$  SNU [26]. Из заслуживающих внимания теоретических результатов отметим два:  $132_{-17}^{+20}$  SNU [15] и  $131_{-10}^{+12}$  SNU [21].

Мы используем зависимость поперечного сечения процесса с галлием от энергии нейтрино  $\sigma^{\text{Ga}}(\omega)$ , представленную в табл. II работы [23], и интерполируем ее внутри каждого интервала линейной функцией. В дополнение к выписанным выше сведениям

о потоках нейтрино нам требуются еще знания о нейтрино от  $p-p$ . Табулированный спектр энергии таких нейтрино, приведенный в работе [23], простирается от 0 до 0.423 МэВ и задается множеством из 84 точек. Поток солнечных нейтрино от  $p-p$  у поверхности Земли берется равным  $\Phi(pp) = 5.94 \cdot 10^{10}(1 \pm 0.01) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [21].

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 (9), а вклады от двух линий  $^7\text{Be}$  и от линии  $p-p$  — по формуле, аналогичной (10). Результаты вычислений представлены в табл. 2.

Тот факт, что теоретическое значение скорости переходов  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  при  $n_0 = 11$  соответствует приведенным выше 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 относитель-

ного изменения энергии нейтрино при однократном столкновении.

**6. ПРОЦЕСС  $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$**

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 (SK) [27–29] и в Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [30–33].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния левоспирального нейтрино с начальной энергией  $\omega$  на покоящемся электроне массы  $m$  дается формулой (см., например, [34, 35])

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dE} = \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[ g_L^2 + g_R^2 \left( 1 - \frac{E - m}{\omega} \right)^2 - g_L g_R \frac{m(E - m)}{\omega^2} \right] \equiv f_{\nu e}(\omega, E), \quad (11)$$

где  $E$  — энергия электрона отдачи. Для рассеяния электронного нейтрино в модели электрослабого взаимодействия Вайнберга–Салама имеем

$$g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad g_R = \sin^2 \theta_W, \quad (12)$$

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

$$\omega \geq \frac{E - m + \sqrt{E^2 - m^2}}{2} \equiv h_{\nu e}(E). \quad (13)$$

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

$$P(E_{eff}, E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(E_{eff} - E)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (14)$$

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

Поскольку во всех обсуждаемых экспериментах для реконструируемой энергии  $E_{eff}$  вводится нижняя граница  $E_c$  и она не меньше 3 МэВ, наблюдаемые события порождаются практически полностью

солнечными нейтрино от  $^8\text{B}$ , а вклад нейтрино от *hep* очень мал. Вклад в скорость событий упругого рассеяния нейтрино от  $^8\text{B}$  на электронах с реконструируемой энергией  $E_{eff}$  в интервале от  $E_k$  до  $E_{k+1}$  ( $E_k \geq E_c$ ) вычисляется по формуле

$$V(\nu_e | \text{B} || [E_k, E_{k+1}]) = 0.5\Phi(^8\text{B}) \int_{E_k}^{E_{k+1}} dE_{eff} \times \\ \times \int_{1 \text{ МэВ}}^{16 \text{ МэВ}} dE [P(E_{eff}, E) \sum_{i=1}^{160} \Delta^{\text{B}} p(\omega_i^{\text{B}}) \times \\ \times \sum_{n=1}^{n_0+1} \frac{n_0!}{2^{n_0} (n-1)! (n_0+1-n)!} \times \\ \times f_{\nu e}(\omega_{n,i}^{\text{B}}, E) \theta(\omega_{n,i}^{\text{B}} - h_{\nu e}(E))], \quad (15)$$

где  $\theta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда. Вклад нейтрино от *hep* находится по аналогичной формуле. Результат того или иного эксперимента, а также теоретический расчет на основании формулы (15) 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:

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

Заметим здесь, что гауссово распределение (14) существенно влияет на распределение (15) скорости событий  $\nu e$ -рассеяния по бинам (интервалам) вида  $[E_k, E_k + 0.5 \text{ МэВ}]$  и мало влияет на значение эффективного потока нейтрино, находимого из равенства (16).

Некоторые детали экспериментов и наших вычислений, относящихся к упругому рассеянию солнечных нейтрино на покоящихся электронах, представлены в табл. 3, где  $T = E - m$ .



**Таблица 3.** Эффективные потоки нейтрино, находимые из процесса  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$  ( $E_c$ ,  $E$  и  $T$  приведены в МэВ, а потоки — в единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )

Ссылка	$E_c$	$\sigma$	Экспериментальное значение $\Phi_{eff}^{\nu_e} (^8\text{В})$	Уравнение (1), $\Phi_{eff}^{\nu_e} (^8\text{В})$ $n_0 = 10, 11$
SK III [29]	5.0	$-0.123 + 0.376\sqrt{E} + 0.0349E$	$2.32 \pm 0.04 \pm 0.05$	2.32, 2.27
SK II [28]	7.0	$0.0536 + 0.520\sqrt{E} + 0.0458E$	$2.38 \pm 0.05^{+0.16}_{-0.15}$	2.07, 2.00
SK I [27]	5.0	$0.2468 + 0.1492\sqrt{E} + 0.0690E$	$2.35 \pm 0.02 \pm 0.08$	2.32, 2.27
SNO III [33]	6.5	$-0.2955 + 0.5031\sqrt{T} + 0.0228T$	$1.77^{+0.24+0.09}_{-0.21-0.10}$	2.08, 2.01
SNO IIB [32]	6.0	$-0.131 + 0.383\sqrt{T} + 0.0373T$	$2.35 \pm 0.22 \pm 0.15$	2.17, 2.10
SNO IIA [31]	6.0	$-0.145 + 0.392\sqrt{T} + 0.0353T$	$2.21^{+0.31}_{-0.26} \pm 0.10$	2.17, 2.10
SNO I [30]	5.5	$-0.0684 + 0.331\sqrt{T} + 0.0425T$	$2.39^{+0.24+0.12}_{-0.23-0.12}$	2.24, 2.19

**7. ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ДЕЙТРОНА ЗАРЯЖЕННЫМ ТОКОМ  $\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$**

Теперь рассмотрим процесс дезинтеграции дейтронов солнечными нейтрино, вызываемый заряженным током слабого взаимодействия,

$$\nu_e D \rightarrow e^- pp.$$

Нужное нам дифференциальное сечение этого процесса,

$$\frac{d\sigma_{cc}}{dE} \equiv f_{cc}(\omega, E),$$

как функцию энергии  $\omega$  налетающего левоспирального электронного нейтрино и энергии  $E$  родившегося электрона, мы находим в табулированном виде на Web-сайте [36], где приведены результаты теоретико-полевого анализа  $\nu D$ -реакции, представленного в работе [37]. В таблицах [36] интервалы по энергии нейтрино составляют 0.2 МэВ при  $\omega \leq 10$  МэВ и 0.5 МэВ при  $\omega > 10$  МэВ, а интервалы по  $E$  разнообразны по длине. Мы прибегаем к линейной экстраполяции сечения по  $\omega$  и по  $E$ .

Кинематическое условие относительно энергии нейтрино, обеспечивающей дезинтеграцию дейтронов, имеет вид (см., например, [38])

$$\omega \geq E + B + \delta \equiv h_{cc}(E), \tag{17}$$

где  $B = 2.2246$  МэВ — энергия связи дейтрона, а  $\delta = M_p - M_n = -1.2933$  МэВ — разность масс протона и нейтрона.

Мы пренебрегаем вкладом в дезинтеграцию дейтронов нейтрино от  $herp$  и проводим вычисления скорости процесса

$$\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$$

**Таблица 4.** Эффективные потоки нейтрино, находимые из процесса  $\nu_e D \rightarrow e^- pp$  ( $E_c$  приведены в МэВ, а потоки выражаются в единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )

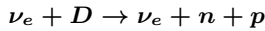
Ссылки	$E_c$	Экспериментальное значение $\Phi_{eff}^{cc} (^8\text{В})$	Уравнение (1), $\Phi_{eff}^{cc} (^8\text{В})$ $n_0 = 10, 11$
SNO III [33]	6.5	$1.67^{+0.05+0.07}_{-0.04-0.08}$	1.76, 1.67
SNO IIB [32]	6.0	$1.68^{+0.06+0.08}_{-0.06-0.09}$	1.87, 1.78
SNO IIA [31]	6.0	$1.59^{+0.08+0.06}_{-0.07-0.08}$	1.87, 1.78
SNO I [30]	5.5	$1.76^{+0.06+0.09}_{-0.05-0.09}$	1.96, 1.88

по формуле, аналогичной (15), а соответствующий эффективный поток нейтрино  $\Phi_{eff}^{cc} (^8\text{В})$  находим из соотношения, аналогичного (16).

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

Отмечая хорошее согласие между результатами наших вычислений и результатами экспериментов относительно эффективных потоков нейтрино, отвечающих событиям упругого  $\nu e$ -рассеяния и реакции  $\nu_e D \rightarrow e^- pp$ , мы снова обращаем внимание на то, что различие в теоретических значениях эффективных потоков, описывающих два процесса, достигается у нас за счет изменения формы спектра солнечных нейтрино из-за их столкновений с нуклонами Солнца и за счет разной зависимости сечений процессов от энергии нейтрино.

**8. ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ДЕЙТРОНА НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ**



Критически важными для теоретических интерпретаций считают эксперименты по дезинтеграции дейтрона в нейтрон и протон, вызываемой нейтральными токами солнечных нейтрино. Последовательные результаты таких экспериментов в SNO выражаются следующими значениями эффективного потока солнечных нейтрино  $\Phi_{eff}^{nc}({}^8\text{B})$  (в единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ):

$$5.09_{-0.43}^{+0.44+0.46} [30], \quad 5.21 \pm 0.27 \pm 0.38 [31],$$

$$4.94_{-0.21}^{+0.21+0.38} [32], \quad 5.54_{-0.31}^{+0.33+0.36} [33].$$

В рамках нашей гипотезы о существовании взаимодействия, описываемого лагранжианом (1), дезинтеграция дейтрона в нейтрон и протон описывается двумя неинтерферирующими подпроцессами, которые различаются спиральностями нейтрино либо в начальном, либо в конечном состоянии.

Первый подпроцесс, вызываемый левоспиральными нейтрино, является стандартным, обусловленным обменом  $Z$ -бозоном. Мы используем табулированные значения полного сечения  $\sigma^{nc(Z)}(\omega)$  такого подпроцесса, зависящие от энергии  $\omega$  налетающего нейтрино, которые приведены в работе [37]. Скорость подпроцесса дезинтеграции дейтрона, обусловленного  $Z$ -бозоном,  $V(nc(Z)|\text{B})$ , вычисляется по формуле, аналогичной (9). Эффективный поток солнечных нейтрино со спектром от распада  ${}^8\text{B}$ ,  $\Phi_{eff}^{nc(Z)}({}^8\text{B})$ , соответствующий этой скорости дезинтеграции дейтрона, вычисляется по формуле

$$V(nc(Z)|\text{B}) = \Phi_{eff}^{nc(Z)}({}^8\text{B}) \times \sum_{i=1}^{160} \Delta^{\text{B}} p(\omega_i^{\text{B}}) \sigma^{nc(Z)}(\omega_i^{\text{B}}). \quad (18)$$

Имеем

$$\Phi_{eff}^{nc(Z)}({}^8\text{B}) = \begin{cases} 2.16 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 10, \\ 2.10 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 11. \end{cases} \quad (19)$$

Второй подпроцесс дезинтеграции дейтрона на нейтрон и протон, вызываемый и лево- и правоспиральными нейтрино, обуславливается обменом безмассовым псевдоскалярным бозоном. При выборе и реализации процедуры вычисления сечения этого подпроцесса мы принимаем во внимание целый ряд

работ по дезинтеграции дейтронов нейтрино, в частности, работы [37–45]. Мы не стремимся к той степени аккуратности в выборе модели дейтрона и в точности вычислений, которая достигается в работах [37, 39–41], а основываемся на сферически симметричном потенциале  $np$ -взаимодействия типа  $U_0\delta(r)$ , используемом в [42–45].

Зафиксируем обозначения 4-импульсов и их компонент в лабораторной системе следующим образом:

$$\nu_e(k) + D(P_0) \rightarrow \nu_e(k') + N_1(p_1) + N_2(p_2), \quad (20)$$

$$k = \{\omega, \mathbf{k}\}, \quad k' = \{\omega', \mathbf{k}'\}, \quad P_0 = \{M_D, \mathbf{0}\}, \quad (21)$$

$$p_1 = \{E_1, \mathbf{p}_1\}, \quad p_2 = \{E_2, \mathbf{p}_2\}.$$

Введем также 3-импульс центра масс и относительный 3-импульс финальных нуклонов, равные соответственно

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad \mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2.$$

Векторы состояний дейтрона и финальной  $N_1N_2$ -системы описываем тензорными произведениями (1) скалярных функций времени и координат нуклонов и (2) векторов из спинового пространства, причем последние представляем тензорными произведениями двух биспиноров Дирака. В свою очередь названные скалярные функции даются произведением волновых функций движения центра масс и функций расстояния  $r$  между нуклонами,  $\varphi_D(r)$  и  $\varphi_{N_1N_2}(r)$ . Принимается, что

$$\varphi_D(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{e^{-\gamma r}}{r}, \quad (22)$$

$$\varphi_{N_1N_2}(r) = \frac{\sin(pr + \delta_0)}{pr},$$

где

$$p = |\mathbf{p}|, \quad \gamma = \sqrt{MB}, \quad p \text{ ctg } \delta_0 = -1/a_s,$$

$$(a_s^2 M)^{-1} = 0.0738 \text{ МэВ}.$$

Нетрудно убедиться в справедливости следующего известного равенства

$$\left| \int d^3\mathbf{r} \varphi_D^*(r) \varphi_{N_1N_2}(r) \right|^2 = \frac{8\pi\gamma(1 - a_s\gamma)^2}{(1 + a_s^2 p^2)(p^2 + \gamma^2)^2}. \quad (23)$$

Фазовое пространство финальных состояний процесса дезинтеграции дейтрона разобьем на такие пары, относящиеся к протонам и нейтронам, чтобы псевдоскалярный ток с учетом взаимодействия (1) можно было, опуская движение центра масс, представить в виде

$$J^5 = \frac{g_{Nps}}{\sqrt{2}} \int d^3\mathbf{r} \left\{ \varphi_D^*(r) [\bar{\psi}(\mathbf{p}_a, M_p) \gamma^5 \psi(\mathbf{p}'_a, M_p) \times \right. \\ \times \bar{\psi}(\mathbf{p}_b, M_n) \psi(\mathbf{p}'_b, M_n) - \bar{\psi}(\mathbf{p}_a, M_n) \gamma^5 \psi(\mathbf{p}'_a, M_n) \times \\ \left. \times \bar{\psi}(\mathbf{p}_b, M_p) \psi(\mathbf{p}'_b, M_p) \right] \varphi_{N_1 N_2}(r) \left. \right\}. \quad (24)$$

Поскольку ток (24) как функция массы  $M_n$  обращается в нуль в точке  $M_n = M_p$ , целесообразно разложить билинейные формы  $\bar{\psi}(\mathbf{p}_c, M_n) \mathcal{O} \psi(\mathbf{p}'_c, M_n)$ ,  $c = a, b$ , в ряд Тейлора по величине  $M_n - M_p$ . Ограничиваясь первой степенью этой величины и приближением, что  $E_i = M$ , получаем

$$J^5 = \frac{g_{Nps}}{\sqrt{2}} \frac{M_n - M_p}{M} [\bar{\psi}(\mathbf{p}_a, M_p) \gamma^5 \psi(\mathbf{p}'_a, M_p) \times \\ \times \bar{\psi}(\mathbf{p}_b, M_p) \psi(\mathbf{p}'_b, M_p)] \int d^3\mathbf{r} \varphi_D^*(r) \varphi_{N_1 N_2}(r). \quad (25)$$

Множитель  $1/\sqrt{2}$  в соотношениях (24) и (25) необходим, чтобы избежать удвоения сечения дезинтеграции дейтрона вследствие учета каждого набора финальных состояний из фазового пространства, определяемого законом сохранения энергии-импульса. Такое пространство, отражающее кинематику процесса дезинтеграции дейтрона (20), как процесса  $2 \rightarrow 3$ , задается следующей величиной:

$$d^3I = \delta(\omega + M_D - \omega' - E_1 - E_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \times \\ \times d^3\mathbf{k}' d^3\mathbf{p}_1 d^3\mathbf{p}_2. \quad (26)$$

Мы пользуемся нерелятивистским приближением

$$E_1 + E_2 = M_n + M_p + \frac{\mathbf{p}_1^2}{2M} + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2M}, \quad (27)$$

проводим в равенстве (26) замену переменных  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$  на переменные  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{p}$  и выполняем интегрирование по  $\mathbf{P}$ , снимая дельта-функцию от 3-импульсов. Получаем

$$d^2I = \delta\left(\omega - B - \omega' - \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2}{4M} - \frac{p^2}{M}\right) d^3\mathbf{k}' d^3\mathbf{p}. \quad (28)$$

Основываясь на соотношениях (1), (25) и (23), находим квадрат модуля матричного элемента  $|\mathcal{M}|^2$  для подпроцесса дезинтеграции дейтрона, вызываемого лево- и правоспиральными нейтрино через обмен безмассовым псевдоскалярным бозоном с нуклонами. Подставляя его в формулу для дифференциального сечения

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\omega\omega' M^2 (2\pi)^5} d^2I, \quad (29)$$

**Таблица 5.** Сечения процессов дезинтеграции дейтрона  $\sigma^{nc(Z)}$  и  $\sigma^{nc(ps)}$  (в единицах  $10^{-42}$  см<sup>2</sup>), вызываемых  $Z$ -бозоном и безмассовым псевдоскалярным бозоном

$\omega$ , МэВ	$\sigma^{nc(Z)}$ [37]	$\sigma^{nc(Z)}$ Control	$\sigma^{nc(ps)}$ , Уравнение (30)
3.0	0.003	0.006	0.047
4.0	0.031	0.039	0.132
5.0	0.096	0.108	0.201
6.0	0.203	0.217	0.255
7.0	0.356	0.406	0.298
8.0	0.557	0.568	0.331
9.0	0.807	0.812	0.359
10.0	1.107	1.103	0.382
11.0	1.458	1.443	0.402
12.0	1.860	1.831	0.418
13.0	2.314	2.268	0.433
14.0	2.822	2.754	0.446
15.0	3.382	3.290	0.457
16.0	3.995	3.875	0.467

используя равенство (28) и понятие относительной энергии  $E_r = p^2/M$  и выполняя ряд интегрирований, получаем в итоге

$$\sigma^{nc(ps)}(\omega) = \frac{(g_{\nu_e ps} g_{Nps})^2}{16\pi^2 M^2} \left(\frac{M_n - M_p}{M}\right)^2 \times \\ \times \frac{\sqrt{B} \left(\sqrt{B} - (a_s \sqrt{M})^{-1}\right)^2}{\omega} \times \\ \times \int_0^{\omega-B} dE_r \frac{(\omega - B - E_r) \sqrt{E_r}}{(E_r + B)^2 (E_r + (a_s^2 M)^{-1})}. \quad (30)$$

Используя значение произведения констант связи безмассового псевдоскалярного бозона с электронным нейтрино и с нуклонами, даваемое ниже равенством (33), и приводившиеся ранее значения других констант, мы находим величины сечения обсуждаемого подпроцесса дезинтеграции дейтрона для ряда значений энергии налетающего нейтрино  $\omega = (2.2 + 0.2j)$  МэВ,  $j = 1, 2, \dots, 70$ . Часть этих величин приведена в табл. 5. Чтобы убедиться в удовлетворительности результатов вычисления сечения  $\sigma^{nc(ps)}$  по формуле (30), мы провели вычисления сечения  $\sigma^{nc(Z)}$  в рамках подхода, аналогичного описанному выше, и результаты их разместили в стол-

биках “Control” табл. 5 рядом с достаточно точными результатами, взятыми из работы [37].

Мы теперь можем вычислить скорость дезинтеграции дейтрона в нейтрон и протон  $V(nc(ps)|B)$ , вызываемой нейтрино благодаря обмену безмассовым псевдоскалярным бозоном с нуклонами. Делаем это по формуле, аналогичной (9), где вместо потока левоспиральных нейтрино  $0.5\Phi(^8B)$  теперь нужно ставить суммарный поток лево- и правоспиральных нейтрино  $\Phi(^8B)$ . Вслед за этим, заменяя в равенстве (18) скорость  $V(nc(Z)|B)$  на скорость  $V(nc(ps)|B)$  и сохраняя за сечением  $\sigma^{nc(Z)}$  статус теоретического сечения, вычисляемого на основе стандартной модели электрослабого взаимодействия (как в [37]), находим эффективный поток солнечных нейтрино  $\Phi_{eff}^{nc(ps)}(^8B)$ , ответственный за скорость дезинтеграции дейтрона  $V(nc(ps)|B)$ :

$$\Phi_{eff}^{nc(ps)}(^8B) = \begin{cases} (2.90 \pm 0.36) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 10, \\ (2.87 \pm 0.36) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 11, \end{cases} \quad (31)$$

причем неопределенность в (31) обусловлена только неопределенностью в константе связи (33).

Таким образом, эффективный поток солнечных нейтрино, соответствующий суммарной скорости двух подпроцессов дезинтеграции нейтрона нейтральными токами солнечных нейтрино,  $V(nc(Z)|B) + V(nc(ps)|B)$ , равен

$$\Phi_{eff}^{nc}(^8B) = \begin{cases} (5.06 \pm 0.36) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 10, \\ (4.97 \pm 0.36) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, & n_0 = 11, \end{cases} \quad (32)$$

что находится в хорошем согласии с перечисленными выше экспериментальными результатами SNO.

## 9. КОНСТАНТЫ СВЯЗИ

Найдем значение константы  $g_{\nu ps}g_{Nps}$ , исходя из того, что электронные нейтрино при их движении в Солнце испытывают небольшое (порядка 10) количество столкновений с нуклонами. Используя протабулированные в работе [15] значения плотности материи Солнца в зависимости от расстояния до центра, находим, что в трубке с поперечным сечением  $1 \text{ см}^2$ , простирающейся от центра до окраины Солнца, находится  $1.49 \cdot 10^{12}$  грамм вещества и, значит,  $8.91 \cdot 10^{35}$  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 (прямолинейно: от 0.1 до 1.0 части) вещества в указанной трубке, получаем

$$\frac{g_{\nu ps}g_{Nps}}{4\pi} = (3.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}. \quad (33)$$

Достаточно точное значение обсуждаемой константы связи можно было бы получить, если бы удалось выполнить крайне сложные вычисления непродолжительного броуновского движения солнечных нейтрино в неоднородной, сферически симметричной среде от мест их рождения до выхода за пределы Солнца.

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 и реакторных антинейтрино, полное сечение такого взаимодействия нейтрино с нуклонами много больше соответствующего стандартного слабого взаимодействия с обменом  $Z$ -бозоном, мы предпочитаем называть постулируемое взаимодействие полуслабым.

Следует заметить, что при 10–11 столкновениях солнечного нейтрино с нуклонами вынос энергии нейтрино из Солнца уменьшается примерно на 0.3 % по сравнению с ожидаемой в ССМ, что меньше теоретической неопределенности для значения потока нейтрино, 1 %. Это дает нам основание думать, что постулируемое взаимодействие звездных нейтрино с нуклонами очень мало влияет на эволюцию той или иной звезды.

Отдельную интересную задачу представляет изучение возможных проявлений описанного взаимодействия в экспериментах по прямому поиску частиц темной материи.

Ответ на вопрос о наличии или отсутствии взаимодействия безмассового псевдоскалярного бозона с мюонным нейтрино следует искать в экспериментах с нейтральными токами ускорительных нейтрино при малых значениях квадрата переданного импульса.

## 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вероятно, круг явлений, которые, возможно, могут иметь отношение к проявлению постулируемого нового взаимодействия, со временем будет расширяться. На наш взгляд, в первую очередь

следует уделить пристальное внимание постановке ряда экспериментов с реакторными антинейтрино. Мы ожидаем, что в эксперименте по дезинтеграции дейтронов нейтральными токами вклад полуслабого взаимодействия в наблюдаемую скорость событий будет примерно в три раза больше вклада электрослабого взаимодействия [46]. Проявление нового взаимодействия можно ожидать в наблюдении того, что его вклад в скорость расщепления ряда легких стабильных ядер ( $\text{He-3}$ ,  $\text{Li-7}$ ,  $\text{Be-9}$ ,  $\text{F-19}$ ) реакторными антинейтрино примерно на шесть порядков превосходит вклад электрослабого взаимодействия [47]. Представляется также целесообразным выяснение следствий взаимодействия (1) в разнообразных астрофизических процессах.

**Благодарности.** Автор искренне признателен С. П. Баранову, С. П. Волобуеву и А. М. Снигиреву за полезные обсуждения ряда проблем, так или иначе касающихся настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. Nakamura and S. T. Petcov, in: M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
2. F. Capozzi, G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo, Phys. Rev. D **89**, 093018 (2014).
3. L. M. Slad, arXiv:1603.08211.
4. Л. М. Сладь, ЯФ **27**, 1417 (1978).
5. Л. М. Сладь, ДАН **265**, 615 (1982).
6. Л. М. Сладь, Письма в ЖЭТФ **37**, 115 (1983).
7. Y. Chikashige, R. N. Mohapatra, and R. D. Peccei, Phys. Lett. B **98**, 265 (1981).
8. G. B. Gelmini and M. Roncadelli, Phys. Lett. B **99**, 411 (1981).
9. G. B. Gelmini, S. Nussinov, and M. Roncadelli, Nucl. Phys. B **209**, 157 (1982).
10. S. Nussinov and M. Roncadelli, Phys. Lett. B **122**, 387 (1983).
11. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
12. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. D **16**, 1791 (1977).
13. R. J. Mohr, B. N. Taylor, and D. B. Newell, Rev. Mod. Phys. **88**, 035009 (2016).
14. A. A. Anselm and N. G. Uraltsev, Phys. Lett. B **116**, 161 (1982).
15. J. N. Bahcall and R. K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. **60**, 297 (1988).
16. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and E. Skillman, Astropart. Phys. **23**, 313 (2005).
17. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
18. L. M. Slad, Mod. Phys. Lett. A **15**, 379 (2000).
19. R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).
20. B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. **496**, 505 (1998).
21. J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, Phys. Rev. Lett. **92**, 121301 (2004).
22. J. N. Bahcall, E. Lisi, D. E. Alburger, L. De Braekeleer, S. J. Freedman, and J. Napolitano, Phys. Rev. C **54**, 411 (1996).
23. J. N. Bahcall, Phys. Rev. C **56**, 3391 (1997).
24. J. N. Bahcall, Rev. Mod. Phys. **50**, 881 (1978).
25. J. N. Abdurashitov et al. (SAGE Collab.), Phys. Rev. C **80**, 015807 (2009).
26. M. Altmann et al. (GNO Collab.), Phys. Lett. B **616**, 174 (2005).
27. J. Hosaka et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D **73**, 112001 (2006).
28. J. P. Cravens et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D **78**, 032002 (2008).
29. K. Abe et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D **83**, 052010 (2011).
30. Q. R. Ahmad et al. (SNO Collab.), Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
31. S. N. Ahmed et al. (SNO Collab.), Phys. Rev. Lett. **92**, 181301 (2004).
32. B. Aharmim et al. (SNO Collab.), Phys. Rev. C **72**, 055502 (2005).
33. B. Aharmim et al. (SNO Collab.), Phys. Rev. C **87**, 015502 (2013).
34. Л. Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Наука, Москва (1990).

- 35.** W. J. Marciano and Z. Parsa, *J. Phys. G* **29**, 2629 (2003).
- 36.** S. Nakamura et al., *Tables of Neutrino (Anti-Neutrino) Deuteron Reactions Cross-Sections* (<http://www-nuclth.phys.sci.osaka-u.ac.jp/top/Netal/index.html>).
- 37.** S. Nakamura et al., *Nucl. Phys. A* **707**, 561 (2002).
- 38.** S. Ying, W. C. Haxton, and E. M. Henley, *Phys. Rev. D* **40**, 3211 (1989).
- 39.** S. Nakamura, T. Sato, V. Gudkov, and K. Kubodera, *Phys. Rev. C* **63**, 034617 (2001).
- 40.** M. Butler, J.-W. Chen, and X. Kong, *Phys. Rev. C* **63**, 035501 (2001).
- 41.** M. Butler and J.-W. Chen, *Nucl. Phys. A* **675**, 575 (2000).
- 42.** H. C. Lee, *Phys. Lett. B* **87**, 18 (1979).
- 43.** H. C. Lee, *Nucl. Phys. A* **294**, 473 (1978).
- 44.** T. Ahrens and T. P. Lang, *Phys. Rev. C* **3**, 979 (1971).
- 45.** Bui-Duy Quang, *PhD Thesis*, Georgia Institute of Technology (1964).
- 46.** L. M. Slad, arXiv:1808.05516.
- 47.** L. M. Slad, arXiv:1811.12056.