УДК 530.12

А. И. Гончаров, В. И. Охин

Солнце как прозрачная гравитационная линза. Расчет рассеяния нейтрино конвективными неоднородностями

Проведен расчет угла рассеяния $\delta\vartheta$ нейтрино, проходящего сквозь Солнце, на случайных неоднородностях гравитационного поля, обусловленных конвективным движением вещества. Полученное значение $\delta\vartheta$ примерно в 100 раз меньше приведенной в работе [2] верхней оценки $\delta\vartheta$ и, таким образом, пренебрежимо мало. Это обстоятельство повышает качество Солнца как прозрачной гравитационной линзы, что особенно важно для изучения астрофизических объектов с малыми угловыми размерами.

Введение

Несколько лет назад в работе [1] одного из авторов настоящей статьи (в соавторстве с И. М. Дашковой) и в работе [2] Ю. Н. Демкова и А. М. Пучкова была высказана идея о возможности использования Солнца как прозрачной гравитационной линзы для фокусировки нейтрино от удаленных астрофизических объектов. В работах [1], [2] получены практически одинаковые значения фокусного расстояния Солнца-линзы $f \approx 24$ а.е. и коэффициента усиления плотности потока нейтрино в рамках сферически-симметричной модели Солнца.

В работе [2] также было рассчитано рассеяние нейтрино случайными неоднородностями гравитационного поля Солнца, обусловленными конвекцией. Получено, что изображение удаленного точечного источника в фокальной плоскости размазывается по области радиусом $l \leq 50$ м.

В работе [2] метод расчета l не описан подробно. Однако имеющееся там краткое описание метода дает основания полагать, что верхняя оценка для l (50 м) завышена. Действительно, в работе [2] отмечено, что диаметр конвективных ячеек принимается равным 1000 км, вариации плотности вещества внутри ячеек примерно равны 10%, а глубина конвективной зоны равна $0{,}26R$. Таким образом, в работе [2] значительные (10 - процентные) вариации плотности приписываются веществу на любых глубинах конвективной зоны. Ниже будут приведены аргументы в пользу того, что такие вариации плотности имеют место только в верхнем слое толщиной 1000 км, масса которого пренебрежимо мала. В двух разных моделях конвективной зоны будут вычислены вариации плотности на разных глубинах и будет сделана более корректная, по нашему мнению, верхняя оценка радиуса пятна l.

Модель длины перемешивания

Рассмотрим образование конвективных элементов в рамках стандартной модели, в которой Солнце считается сферически-симметричным и не вращающимся, а конвекция обусловлена исключительно конвективной неустойчивостью.

Рассмотрим некоторый малый элемент жидкости («пузырь»), движущийся в радиальном направлении (от центра или к центру) вследствие конвективной неустойчивости. Можно считать, что давление внутри элемента равно давлению окружающей среды p, поэтому p удобно использовать в качестве независимой переменной (наравне с расстоянием r от центра Солнца). Сначала оценим разность $\Delta\rho$ плотности вещества пузыря $\rho_c(p)$ и плотности окружающей среды $\rho(p)$. Оценку выполним в рамках теории длины перемешивания [3]. Конвективный элемент проходит в среднем путь $\lambda = \alpha h_p$, после чего он растворяется в среде. Здесь $h_p = -p/(dp/dr)$ — так называемая шкала высоты по давлению. На протяжении длины перемешивания λ в радиальном направлении давление окружающей среды меняется в e^α раз. В разных моделях Солнца константа α лежит в пределах $1{,}5 - 2{,}1$. Плотность ρ_c меняется по адиабатическому закону

$$\frac{d\ln\rho_c}{d\ln p} = \frac{1}{\gamma(p)}. \tag{1}$$

Закон изменения плотности вещества окружающей среды (в качестве которой можно взять среднюю плотность вещества на расстоянии r от центра Солнца) удобно записать в форме

$$\frac{d\ln\rho}{d\ln p} = \frac{1}{\gamma(p)} - \epsilon(p), \tag{2}$$

где ϵ — параметр сверхадиабатичности. Из (1),

(2) получаем

$$\frac{d\ln(\rho_c/\rho)}{d\ln p} = \epsilon(p).$$

Пусть пузырь образовался на глубине, соответствующей давлению p_0 и пусть в момент появления пузыря его плотность равна или почти равна плотности окружающей среды, т.е. $\rho_c(p_0) = \rho(p_0)$. Тогда по достижении глубины, соответствующей давлению p,

$$\rho_c(p) = \rho(p)\exp\left[\int_{p_0}^{p}\epsilon(t)\frac{dt}{t}\right]. \qquad (3)$$

Для всплывающего и тонущего элементов соответственно
$p_0 = \min\{pe^{\alpha}, p_{max}\}$, $p_0 = \max\{pe^{-\alpha}, p_{min}\}$, где p_{max}, p_{min} — давления на границах конвективной зоны.

В табл. 1 приведены разности плотностей $\Delta\rho(r) = \rho_c(r) - \rho(r)$ (будем называть $\Delta\rho$ возмущением плотности, избытком плотности), вычисленные по формуле (3). Данные о конвективной зоне взяты из работы [4] (точнее, из помещенной в ИНТЕРНЕТе со ссылкой на работу [4] таблицы данных L5BI.D.15C.PRES.960126.AARHUS проекта GONG, обновленной в 2001 г.); в частности, в модели [4] $\alpha = 1{,}99$.

Из табл. 1 следует, что в слое грануляции $R - r < 500$ км относительное возмущение плотности $\Delta\rho/\rho$ составляет десятки процентов. Но уже на глубине 3000 км $\Delta\rho/\rho = 0{,}01$. Очевидно, что использование значения $\Delta\rho/\rho = 0{,}1$ вплоть до глубины 200000 км должно привести к завышению угла рассеяния нейтрино.

Мы нашли избыточные плотности вещества конвективных элементов (пузырей). Для моделирования рассеяния нейтрино требуется оценка избыточной массы Δm_1 отдельных элементов, их числа k и характерных размеров. Кроме того, нужна информация о распределении конвективных элементов в пространстве.

Согласно теории длины перемешивания [3], путь, проходимый конвективным элементом, по порядку величины равен его размеру. Так как средний проходимый путь известен — он равен длине перемешивания, — то можно было бы оценить и размеры элемента. Этот подход приводит к модели с огромным числом конвективных элементов, не связанных друг с другом. В этой модели среднее отклонение нейтрино в фокальной плоскости не превышает 5 сантиметров. В более реалистичной модели должна учитываться возможность образования крупномасштабных структур (будем называть их ячейками), в которых большие по площади области, в которых преобладают восходящие потоки, чередуются с большими областями, в которых преобладают нисходящие потоки и, таким образом, потоки разных направлений пространственно отделены друг от друга (в этом отношении в данной модели конвективное движение носит глобальный характер).

Чем больше размеры (а поэтому и избыточная масса) ячеек и чем соответственно меньше их число, тем более неоднородным будет добавочное гравитационное поле и соответственно — большее случайное отклонение нейтрино. Для получения верхней оценки угла рассеяния нейтрино примем, что конвективная зона состоит всего из одного слоя, т.е. радиальный размер ячейки равен тощине конвективной зоны. Еще раз отметим, что, несмотря на принятые нами большие размеры ячеек, неоднородность на глубине $r(p)$ обусловлена, в соответствии с формулой (3), конвективным движением на протяжении всего лишь длины перемешивания $\lambda(p) = |r(p) - r(p_0)|$, а не всей толщины ячейки; в этом отношении в данной модели конвекция носит локальный характер.

Полные массы неоднородностей конвективной зоны, обусловленные соответственно всплывающим и тонущим веществом, равны

$$\Delta m_{\text{В}} = \Omega_{\text{В}} \int_{0{,}7R}^{R} \Delta\rho_{\text{В}}(r) r^2 dr,$$

$$\Delta m_{\text{Т}} = \Omega_{\text{Т}} \int_{0{,}7R}^{R} \Delta\rho_{\text{Т}}(r) r^2 dr,$$

где Ω — телесный угол.

В результате интегрирования с учетом найденных выше $\Delta\rho$ получим

$$\Delta m_{\text{В}}/\Omega_{\text{В}} = -3{,}15\cdot 10^{21}\text{кг/стерад};$$

$$\Delta m_{\text{Т}}/\Omega_{\text{Т}} = 1{,}61\cdot 10^{22}\text{кг/стерад}.$$

Учитывая, что суммарная избыточная масса конвективной зоны равна нулю: $\Delta m_{\text{В}} + \Delta m_{\text{Т}} = 0$ и что $\Omega_{\text{В}} + \Omega_{\text{Т}} = 4\pi$, находим доли объема, занятые восходящими и нисходящими потоками: $\Omega_{\text{В}}/4\pi = 0{,}836$, $\Omega_{\text{Т}}/4\pi = 0{,}164$. Тогда $\Delta m_{\text{Т}} = -\Delta m_{\text{В}} = 3{,}31\cdot 10^{22}$ кг.

Иногда приближенно полагают, что в слоях грануляции и супергрануляции конвективные ячейки имеют тороидальную форму; в средней части вещество поднимается, а по краям опускается. На поверхности Солнца видны потоки вещества, растекающегося от центров гранул и супергранул. В случае идеального тора добавочное

Таблица 1

Возмущения плотности, плотность и давление внешней среды в зависимости от глубины ($\Delta\rho_{\text{В}}$, $\Delta\rho_{\text{Т}}$ — соответственно для всплывающего и тонущего элементов)

$R-r$, км	$\Delta\rho_{\text{В}}$, кг/м^3	$\Delta\rho_{\text{Т}}$, кг/м^3	ρ, кг/м^3	p, Па
50,0	$-7{,}71\cdot10^{-5}$	$8{,}70\cdot10^{-7}$	$2{,}53\cdot10^{-4}$	$1{,}08\cdot10^{4}$
500,0	$-4{,}92\cdot10^{-5}$	$3{,}15\cdot10^{-4}$	$7{,}40\cdot10^{-4}$	$6{,}56\cdot10^{4}$
600,0	$-5{,}04\cdot10^{-5}$	$3{,}86\cdot10^{-4}$	$9{,}28\cdot10^{-4}$	$8{,}77\cdot10^{4}$
1000,0	$-5{,}72\cdot10^{-5}$	$2{,}59\cdot10^{-4}$	$2{,}17\cdot10^{-3}$	$2{,}53\cdot10^{5}$
3000,0	$-9{,}57\cdot10^{-5}$	$3{,}48\cdot10^{-4}$	$3{,}22\cdot10^{-2}$	$7{,}29\cdot10^{6}$
6000,0	$-1{,}25\cdot10^{-4}$	$4{,}51\cdot10^{-4}$	$2{,}24\cdot10^{-1}$	$9{,}99\cdot10^{7}$
$1{,}0\cdot10^{4}$	$-1{,}09\cdot10^{-4}$	$4{,}61\cdot10^{-4}$	0,734	$6{,}18\cdot10^{8}$
$3{,}0\cdot10^{4}$	$-6{,}86\cdot10^{-5}$	$3{,}09\cdot10^{-4}$	6,12	$1{,}88\cdot10^{10}$
$1,0\cdot10^{5}$	$-3{,}62\cdot10^{-5}$	$1{,}78\cdot10^{-4}$	50,1	$6{,}23\cdot10^{11}$
$1{,}99\cdot10^{5}$	$-3{,}08\cdot10^{-8}$	$1{,}11\cdot10^{-4}$	188,0	$5{,}62\cdot10^{12}$

гравитационное поле такой симметричной ячейки невелико. Для получения верхней оценки угла рассеяния нейтрино нужно принять несимметричное распределение неоднородностей. Поэтому будем считать, что поднимающееся и опускающееся вещество содержится в разных ячейках, пространственно не скоррелированных. Пусть всего в конвективной зоне содержится k ячеек с всплывающим и k — с погружающимся веществом. Тогда избыточная масса одной ячейки равна $\Delta m_{\text{В}_1} = \Delta m_{\text{В}}/k$, $\Delta m_{\text{Т}_1} = \Delta m_{\text{Т}}/k$. Площадь поперечного сечения ячейки полагаем равной $S_1 = 4\pi(0{,}7R)^2/2k$; радиус ячейки $b_1 = (S_1/\pi)^{1/2}$.

Опишем метод моделирования случайного отклонения нейтрино.

Рассмотрим нейтрино, движущееся по оси OZ, проходящей через центр Солнца. Такие нейтрино не испытывают отклонения регулярным центрально-симметричным полем Солнца, но испытывают рассеяние в результате гравитационного взаимодействия со случайными неоднородностями. Пусть b, γ, ψ — координаты, определяющие расположение точечной неоднородности внутри Солнца: b — расстояние от оси OZ; γ, ψ — полярный и азимутальный углы. Считаем, что неоднородности случайным образом распределены по объему конвективной зоны; случайные координаты некоторой (i-й) неоднородности таковы: $b = (R-\alpha_1\Delta R)\sin\gamma$, $\cos\gamma = 2\alpha_2 - 1$, $\psi = 2\pi\alpha_3$. Здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — независимые реализации случайной величины, равномерно распределенной на отрезке [0,1]; $\Delta R = 0{,}3R$ — толщина конвективной зоны.

Угол рассеяния нейтрино отдельной ячейкой равен

$$\vartheta = \begin{cases} 4G\Delta m_1/c^2 b, & \text{если } b > b_1; \\ 4G\Delta m_1 b/c^2 b_1^2, & \text{если } b < b_1, \end{cases}$$

где Δm_1 — это $\Delta m_{\text{В}_1}$ или $\Delta m_{\text{Т}_1}$.

Так как $\vartheta \ll 1$, суммирование отклонений на разных неоднородностях можно провести в приближении малых углов [5]. Для этого вычисляются проекции $(\vartheta_x)_i = \vartheta_i\cos\psi_i$, $(\vartheta_y)_i = \vartheta_i\sin\psi_i$ и суммы

$$\vartheta_x = \sum_{i=1}^{2k}(\vartheta_x)_i,\ \vartheta_y = \sum_{i=1}^{2k}(\vartheta_y)_i.$$

Случайный угол рассеяния нейтрино равен $\vartheta = \sqrt{(\vartheta_x)^2 + (\vartheta_y)^2}$, случайное отклонение нейтрино от оптической оси в фокальной плоскости равно $l = f/\vartheta$.

В табл. 2 приведены средние квадратичные отклонения нейтрино в фокальной плоскости, полученные в результате моделирования описанным выше методом с относительной статистической погрешностью примерно 1%. Из табл. 2 следует, что ни при каких значениях k $l_{\text{СК}}$ не превышает 0,5 м.

Таблица 2

Среднее отклонение нейтрино в фокальной плоскости, обусловленное рассеянием на случайных неоднородностях гравитационного поля Солнца (k — число неоднородностей каждого знака)

k	8	32	128	512	10^4	10^5
$l_{\text{СК}}$, м	0,46	0,28	0,16	0,089	0,024	0,0088

Отметим, что наиболее крупномасштабные неоднородности ($k < 100$), возникнув, должны существовать длительное время (порядка года и больше); эти неоднородности приведут к систематическому (но, однако, постепенно изменяющемуся в результате вращения Солнца) искажению формы пятна в плоскости регистрации.

Модель конвекции с учетом дифференциального вращения Солнца

В рассмотренной выше модели единственной причиной и движущей силой развития конвекции является конвективная неустойчивость. Недавно, благодаря появлению достаточно быстродействующих компьютеров, стало возможным трехмерное моделирование гидродинамических процессов в конвективной зоне Солнца [6]. В ходе расчетов были использованы данные о зависимости угловой скорости солнечного вещества от глубины и широты, также недавно полученные с помощью гелиосейсмических экспериментов [7]. Расчеты показали, что конвективное движение вещества подпитывается дифференциальным вращением и что конвективные потоки могут иметь большую протяженность в горизонтальном направлении. В работе [6] приведены, в частности, цветные карты горизонтальной структуры возмущений температуры ΔT для трех расстояний от центра Солнца: $r/R = 0{,}979$, 0,940 и 0,901. Для всех трех глубин характерно следующее. Вокруг полюсов в пределах угла $20^\circ - 30^\circ$, отсчитываемого от каждого полюса, на всех глубинах наблюдаются стабильные во времени области с положительными значениями $\Delta T = 4 \div 8$ K. За исключением этих областей, картины возмущений температур имеют пятнистую, меняющуюся со временем структуру. Максимальные возмущения равны $\Delta T = \pm(6 \div 8)$ K.

По этим картам мы приблизительно определили доли площадей $\delta\Omega_i = \Omega_i/4\pi$, занимаемых пятнами той или иной избыточной температуры ΔT_i на трех указанных выше глубинах (см. табл. 3).

Для дальнейших расчетов для всех глубин были приняты одни и те же значения долей $\delta\Omega_i$ (см. табл. 4), а именно, соответствующие максимальным значениям из табл. 3 (за исключением $\delta\Omega = 0{,}042$ при $\Delta T = -0{,}5$ K, получаемого из условия, что сумма долей равна единице).

На картах число пятен k_i разных цветов (т.е. температур) и их размеры, конечно, различны. Например, на расстоянии $r = 0{,}94R$ от центра наиболее мелкие и многочисленные пятна ($k > 1000$) — соответствующие $\Delta T = -0{,}5$ K, $-1{,}5$ K и -3 K, а наиболее крупные — соответствующие $\Delta T = 1{,}5$ K ($k \simeq 100$).

Таблица 3

Возмущения температуры и соответствующие им доли площади на разных расстояниях от центра Солнца

$r/R = 0{,}979$		$r/R = 0{,}940$		$r/R = 0{,}901$	
ΔT	$\delta\Omega$	ΔT	$\delta\Omega$	ΔT	$\delta\Omega$
+6,0	0,012	+8,0	0,003	+6,0	0,007
+2,0	0,064	+3,0	0,110	+2,0	0,070
+1,5	0,290	+1,5	0,370	+1,5	0,290
−0,5	0,210	−0,5	0,230	−0,5	0,230
−1,5	0,280	−1,5	0,100	−1,5	0,230
−2,0	0,100	−3,0	0,100	−2,0	0,130
−3,0	0,040	−5,0	0,080	−3,0	0,040
−6,0	0,004	−8,0	0,006	−6,0	0,003

Таблица 4

Возмущения температуры и соответствующие им доли площади, принятые в качестве верхней оценки

i	1	2	3	4	5	6	7
ΔT_i, K	8	3	1,5	-1,5	-3	-5	-8
$\delta\Omega_i \cdot 100$	1,2	11	37	28	10	8	0,6

Так же, как в предыдущем разделе, мы распределяем суммарную массу неоднородностей между небольшим (причем заниженным) числом k неоднородностей (ячеек), одинаковым для ячеек всех типов i. Кроме того, полагаем, что центры неоднородностей одного и того же знака ΔT находятся в одной и той же точке; тем самым учитываются (тоже с завышением угла рассеяния) корреляции расположения неоднородностей.

Считаем, что каждая конвективная ячейка имеет форму цилиндра, высота которого равна толщине конвективной зоны $0{,}3R$, а площадь основания равна $(0{,}7R)^2\Omega_i/k$.

Пусть возмущение температуры некоторого конвективного элемента равно ΔT. Полагая, что процессы в этом элементе протекали по адиабатическому закону $p \sim \rho^\gamma$, найдем возмущение плотности

$$\Delta\rho = \frac{1}{\gamma - 1}\frac{\rho}{T}\Delta T.$$

Используем $\rho(r)$, $T(r)$ и $\gamma(r)$, приведенные в работе [4], и вычислим суммарную массу неоднородностей i - го типа в конвективной зоне при

условии единичного возмущения температуры:

$$\delta m_i = \Omega_i \int\limits_{0,7R}^{R} \frac{\Delta\rho(r)}{|\Delta T|} r^2 dr = 6{,}5 \cdot 10^{22} \Omega_i / 4\pi \text{ кг.}$$

Избыточная масса отдельной ячейки i - го типа равна $\Delta m_i = \delta m_i \Delta T_i / k$.

Выше было сказано, что, согласно [6], вблизи полюсов Солнца имеются относительно устойчивые области повышенных температур. Для учета влияния флуктуаций параметров этих областей на рассеяние нейтрино полагаем, что избыточные температуры этих двух областей принимают независимо друг от друга случайные значения из интервала 4 К $< T <$ 8 К, а угол θ, ограничивающий размеры (и тем самым массу) областей — из интервала $20° < \theta < 30°$.

Рассеяние нейтрино моделируется точно так же, как в предыдущем разделе.

В табл. 5 приведены средние квадратичные отклонения нейтрино в фокальной плоскости (относительная статистическая погрешность — менее 1%), полученные в результате моделирования при нескольких значениях числа k ячеек каждого типа. Результат в принципе согласуется с тем, который был получен при учете конвекции в модели длины перемешивания.

Обсуждение

Выше в двух разных моделях формирования случайных неоднородностей гравитационного поля Солнца было получено, что среднее квадратичное значение $l_{\text{СК}}$ случайного отклонения в фокальной плоскости частиц, проходящих сквозь Солнце (нейтрино, гравитоны и др.), может достигать нескольких десятков сантиметров, но не превышает 0,5 м. Если эта оценка справедлива, то основным фактором, обусловливающим аберрацию Солнца как линзы, является несферичность Солнца.

В работе [2] было получено, что несферичность Солнца приводит к дополнительному отклонению около 1 м. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Таблица 5

Среднее квадратичное отклонение нейтрино в фокальной плоскости, обусловленное рассеянием на случайных неоднородностях гравитационного поля Солнца (k — число ячеек каждого типа)

k	32	64	128
$l_{\text{СК}}$, м	0,48	0,37	0,29

Дополнительное отклонение лучей, обусловленное несферичностью Солнца, было вычислено также в работе [8] в предположении, что поверхности одинаковой плотности вещества внутри Солнца представляют собой эллипсоиды вращения. Обозначим через d разность полуосей внешнего эллипсоида, R — его средний радиус (т.е. радиус Солнца). Исходя из данных работы [9] можно получить, что

$$8{,}9 \cdot 10^{-6} \le d/R \le 1{,}1 \cdot 10^{-5};$$

полагаем $d/R = 10^{-5}$. Расчет [8] проведен для случая, когда исходные лучи перпендикулярны оси вращения Солнца. Получено, что радиальная и азимутальная компоненты вектора дополнительного отклонения $\vec{\Delta l}$ соответственно равны

$$\Delta l_b = -b\frac{3}{5}\frac{d}{R}\cos 2\varphi, \quad \Delta l_\varphi = b\frac{3}{5}\frac{d}{R}\sin 2\varphi,$$

где b, φ — соответственно абсолютная величина и азимутальный угол вектора прицельного параметра исходного луча. Например, вместо фокусировки в точку в фокальной плоскости получается изображение в виде окружности радиусом $(3/5)bd/R$.

Обозначим S эффективную площадь телескопа «Солнце + детектор», т.е. площадь той области O исходного пучка, из которой сфокусированные частицы попадают в детектор. Оценим размер детектора, достаточный для получения желаемой эффективной площади. Считаем, что детектор регистрирует поток частиц через круглую площадку радиусом r с центром на оптической оси, перпендикулярную к оси, на расстоянии x от центра Солнца.

Приведем сначала формулы из работы [1] для расчета эффективной площади в случае сферически-симметричного Солнца. Угол отклонения приосевых нейтрино ($b/R \ll 1$) гравитационным полем Солнца зависит от прицельного параметра b следуюшим образом:

$$\vartheta(b) = \frac{b}{f}\left[1 - n(b/R)^2\right]$$

(аналогичная аппроксимация использована в работе [2]).

Область O определяется неравенством $|b - x\vartheta(b)| \le r$. Ее площадь S будет наибольшей, когда детектор расположен на расстоянии

$$x(r) = f\left[1 + 3n(r/2nR)^{2/3}\right]$$

от Солнца; при этом область O представляет собой круг радиусом $b_{max} = 2R(r/2nR)^{1/3}$ и площадью $S_{max} = \pi b_{max}^2 = 4\pi R^2 (r/2nR)^{2/3}$.

В двух разных моделях внутреннего строения Солнца [10], [11] получено соответственно $f \approx 24{,}49$ а.е., $n \approx 22$ и $f \approx 23{,}66$ а.е., $n \approx 60$. По нашим новым расчетам в модели [4], $f \approx 23{,}68$ а.е., $n \approx 25$; в дальнейшем будем использовать эти параметры.

Для получения оценки радиуса детектора r с учетом несферичности Солнца полагаем, что область O по-прежнему является кругом, но ее радиус $b_1 = 2R(r_1/2nR)^{1/3}$ таков, что $r = r_1 + \Delta l$. Например, если эффективная площадь телескопа должна быть равна $S_1 = 5 \cdot 10^{11}$ м^2, то $r_1 = 2nR(b_1/2R)^3 = 0{,}81$ м, $\Delta l = (3/5)b_1 d/R = 2{,}39$ м; радиус детектора, расположенного в точке $x(r_1)$, в который попадут все частицы из области O, равен $r = r_1 + \Delta l = 3{,}2$ м.

Уменьшение потока частиц через поверхность детектора, обусловленное рассеянием нейтрино на конвективных неоднородностях, можно оценить по формуле $N/N_0 \approx \left[1 + (l_{\text{ск}}/r)^2\right]^{-2/3}$. В рассмотренном выше примере ($r = 3{,}2$ м), с учетом $l_{\text{ск}} < 0{,}5$ м, рассеяние нейтрино несущественно.

Оговорку о справедливости нашей оценки lск приходится делать ввиду большого разнообразия процессов, протекающих внутри Солнца и не учтенных нами из-за больших неопределенностей основных параметров моделей этих процессов. Например, в работе [12] указано на возможность значительных (до 10 %) флуктуаций плотности в узком слое толщиной порядка 100 км вблизи нижней границы конвективной зоны в результате резонанса альфвеновских волн. В гелиосейсмических экспериментах флуктуации плотности в таких тонких слоях пока не могут быть обнаружены, так как в современных экспериментах происходит усреднение по слоям толщиной порядка 1000 км.

Еще одним примером является отмеченная в работе [10] возможность неустойчивого режима протекания термоядерных реакций в локальных областях солнечного ядра.

Не исключено, что по мере появления новых достоверных данных о флуктуациях плотности солнечного вещества возникнет необходимость уточнения $l_{\text{ск}}$.

Примечания

Результаты, приведенные в настоящей статье, были получены в ходе работы одного из авторов (А.Гончаров) со студентами и школьниками и частично отражены в следующих их работах.

1. Работа И. В. Рыбицкой «Солнце как гравитационная линза», включающая раздел «Фокусировка излучения, проходящего сквозь Солнце», в марте 1998 года участвовала в краевом (по Алтайскому краю) этапе Всероссийской научной конференции молодых исследователей «Шаг в будущее», а в марте 1999 г. — в конкурсе «Юниор» (МИФИ, Москва).
2. Охин В.И. Солнце как прозрачная гравитационная линза. Работа на соискание степени магистра физических наук. 2000 г.
3. Котельникова Л.Н. Расчет рассеяния нейтрино конвективнымии ячейками Солнца. Работа на соискание степени бакалавра физических наук. 2001 г.

В дипломной работе С.Ф.Романихиной «О возможности использования фокусирующего действия гравитационного поля Солнца при изучении космических лучей с помощью наземных экспериментальных установок» исследовано усиление потока нерелятивистских частиц (в частности, нейтрино с энергией покоя 3 эВ), фокусирующихся на малом расстоянии от Солнца (1 а.е.). Получено, что коэффициент усиления очень существенно зависит от энергетического спектра частиц. Например, для нейтрино, образующихся при нейтринном квантовом испарении черных дыр, при радиусе детектора 2 м коэффициент усиления равен 10^4. В то же время, для нейтрино, образующихся в точечных источниках в реакциях термоядерного синтеза, усиления потока не происходит.

Список литературы

1. *А. И. Гончаров, И. М. Дашкова.* Солнце как гравитационная линза. — Препринт АГУ — 99/1. — Барнаул, 1999. — 12 с.

2. *Demkov Yu.N., Puchkov A.M.* Gravitational focusing of cosmic neutrinos by the solar interior//Phys. Rev. D. — Vol. 61, 083001.

3. *Bohm-Vitense, E.* Zs. F. Ap., 1958 — Vol. 46. — P.108.

4. *Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V. et al.* The current state of solar modelling//Science, 1996. — Vol. 272. — P. 1286 — 1292.

5. *А. М. Кольчужкин, В. В. Учайкин.* Введение в теорию прохождения частиц через вещество.

— М.: Атомиздат, 1978. — 256 с.

6. *DeRosa M.L., Gilman P.A., Toomre J.* Solar Multi-Scale Convection and Rotation Gradients Studied in Shallow Spherical Shells//Astrophys. J., 2002. — Vol. 581. — P. 1356 — 1374.
7. *Christensen-Dalsgaard J.* Helioseismology//Rev. Mod. Phys., 2002. — Vol. 74. — P. 1073 — 1130.
8. *В. И. Охин.* Аберрация гравитационной линзы/Физика, радиофизика — новое поколение в науке. — Барнаул: изд-во АГУ, 2000. — С. 76 — 81.
9. *Rozelot J.-P., Pireaux S., Lefebre S.* The Sun Aspherities: Astrophysical Relevance. — Preprint astro-ph, 2004, № 0403382. — 16 p.
10. *А. В. Федорова.* Проблема солнечных нейтрино/Современные проблемы физики и эволюции звезд. Под ред. А. Г. Масевича. — М.: «Наука», 1989. — С. 268 — 282.
11. Внутреннее строение звезд /Под ред. Л. Аллера и Д. Б. Мак-Лафлина. — М.: «Мир», 1970. — 368 с.
12. *Burgess C.P., Dzhalilov N.S., Rashba T.I. et al.* Resonant origin for density fluctuations deep within the Sun: helioseismology and magneto-gravity waves. — Preprint astro-ph, 2003, № 0304462. — 18 p.