

Лекция 10: Элементарные частицы и звезды.

”Все́м известно, что звезды наиболее ясно видны ночью. Почему же с Солнцем дело обстоит иначе?”

(Джон Бакал, ”Нейтринная астрофизика”)

Обсуждая фундаментальную структуру материи, мы обращаем свое внимание на мир сверхмалых расстояний. Так как продвижение ”вглубь” материи связано с увеличением энергии используемых для ее зондирования частиц, то для проведения экспериментов в этой области на Земле требуется весьма сложное оборудование. Вместе с тем во Вселенной есть множество объектов, закономерности поведения которых оказываются тесно связаны со свойствами элементарных частиц, и мы можем рассчитывать на получение информации о фундаментальных взаимодействиях из наблюдений за такими объектами. Поскольку большинство звезд расположено очень далеко, до наших детекторов от них долетают только стабильные нейтральные частицы (заряженные слишком эффективно взаимодействуют с веществом и электромагнитными полями), т.е. электромагнитное, нейтринное и (повидимому) гравитационное излучение. Изучение той части их спектра, которая непосредственно связана с процессами субатомного уровня, традиционно входит в круг задач *релятивистской астрофизики*. По мнению многих исследователей, будущее астрономии в первую очередь связано с именно с наблюдениями с помощью высокоэнергетичных гамма-квантов, нейтрино и гравитационных волн.

В частности, нейтрино – в силу своей высокой проникающей способности – несут информацию о процессах, протекающих во внутренних областях звезд, где они обычно рождаются в ядерных и нуклонных реакциях. Правильное описание нейтринных эффектов в астрофизике явилось бы одновременно подтверждением корректности наших представлений о строении звезд и о природе нейтрино. Главным недостатком нейтрино с точки зрения астрономов является опять же высокая проникающая способность – лишь ничтожная часть нейтринного потока взаимодействует с детекторами. По этой причине в настоящее время возможна регистрация только солнечных нейтрино (единственным исключением является наблюдение нейтринного всплеска от Сверхновой, вспыхнувшей в 1987 году в Большом Магеллановом Облаке – ближайшей к нам галактике).

Большая часть солнечных нейтрино рождаются в β -процессах так называемой ”протон-протонной цепи” (типа $4p \rightarrow \dots \rightarrow {}^4\text{He} + 2(e^+ \nu_e)$ или $4p + e^- \rightarrow \dots \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + 2\nu_e$), которые должны интенсивно идти в условиях, характерных для внутренней области звезд главной последовательности (температура $T \sim 10^7 \text{ K} \simeq 10^3 \text{ эВ}$, плотность

$\rho \sim 10^2 \text{ г/см}^3$). Для заданной модели строения Солнца можно рассчитать спектр и интенсивность генерируемого нейтринного излучения. Любопытно, что почти одновременно со становлением СМ в физике элементарных частиц в гелиофизике была также построена Стандартная Модель Солнца, так что все расчеты характеристик солнечных нейтрино проводились в "объединенной Стандартной Модели". Уже первые результаты, полученные на хлорном детекторе группой Дэвиса показали наличие *проблемы солнечных нейтрино* – наблюдаемый поток существенно меньше расчетного:

$$\frac{I_{exp}}{I_{theor}} |_{^{37}\text{Cl}} = 0.27 \pm 0.07 .$$

Правда, хлорный детектор регистрирует лишь высокоэнергетичную часть спектра (порог реакции $\nu_e \text{ } ^{37}\text{Cl} \rightarrow e \text{ } ^{37}\text{Ar}$ равен 0.8 МэВ, в то время как большая часть солнечных нейтрино имеет энергии $E \leq 0.5$ МэВ), и более поздние эксперименты на водных черенковских (Kamiokande, Япония) и галлиевых (европейско - американско - израильская коллаборация GALLEX, Италия и российско - американская SAGE, Баксанская обсерватория) детекторах показали, что степень расхождения несколько меньше – наиболее вероятны значения в интервале

$$\frac{I_{exp}}{I_{theor}} \simeq 0.4 - 0.5 ,$$

однако оно все-таки существует. Интенсивные дискуссии о том, является ли это следствием не совсем верного описания строения Солнца или указанием на "нестандартные" свойства нейтрино, в последние годы несколько поутихли – выяснилось, что неопределенность теоретических предсказаний существенно выше, чем представлялось первоначально. Большая часть этой неопределенности связана с возможностью вариации параметров, влияющих на величину температуры в центральных областях Солнца – нейтринная светимость довольно сильно меняется даже при небольших изменениях T_c . Например, к уменьшению нейтринных потоков может привести: повышение радиационной прозрачности вещества, обусловленное более низким, чем предполагается обычно, содержанием ядер тяжелых элементов (особенно железа); перемешивание внутренних (горячих) и внешних (холодных) слоев за счет развития тепловых и (или) гидродинамических неустойчивостей; уменьшение давления за счет быстрого вращения или сильного магнитного поля в центральной области; ряд других факторов, среди которых – весьма экзотические (типа небольшой черной дыры в центре Солнца, обеспечивающей не связанный с ядерными реакциями источник энергии). Однако в рамках нашего курса больше внимания будет уделяться возможности полного или частичного решения проблемы солнечных нейтрино при учете свойств

частиц, не описываемых СМ. В самом деле, Солнце является уникальным прибором для исследования физики нейтрино – расстояние ”источник – мишень” очень велико, так что в процессе распространения ”пучка” могут проявиться эффекты, которые слишком слабы для наблюдения в земных экспериментах.

Анализ различных обобщений СМ (расширение хиггсовского сектора, техницвет, ТВО, суперсимметрия) в предшествующих лекциях показывает, что наиболее серьезные возможные изменения свойств нейтрино связаны с появлением у него малой массы покоя. В этом случае в лагранжиане слабого взаимодействия допустимо нетривиальное лептонное смешивание (см. лекцию I.6) и могут происходить нейтринные осцилляции. Так как на Солнце рождаются в основном ν_e и они же регистрируются детекторами на Земле, то переходы $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ должны приводить к уменьшению наблюдаемого нейтринного потока. Величина этого уменьшения определяется значениями углов смешивания и нейтринных масс. Проанализируем ситуацию, пренебрегая для простоты ($e - \tau$)- и ($\mu - \tau$)-смешиваниями и рассматривая только два калибровочных (”флейворных”) состояния: $|\nu_e\rangle$ и $|\nu_\mu\rangle$. При наличии смешивания эволюция нейтрино в вакууме определяется свободным гамильтонианом

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu(t)\rangle = \hat{H} |\nu(t)\rangle ,$$

который недиагонален в базисе из флейворных состояний и может быть сделан вещественным выбором их начальных фаз. Тогда его удобно параметризовать в виде

$$\hat{H} = E + \frac{\Delta}{2} [-\cos(2\theta) \hat{\sigma}_3 + \sin(2\theta) \hat{\sigma}_1] .$$

Нетрудно найти, что собственные значения \hat{H}

$$E_{1,2} = E \mp \frac{\Delta}{2} \quad (E_1 < E_2) ,$$

а собственные (стационарные) состояния

$$|\nu_1\rangle = \cos\theta |\nu_e\rangle - \sin\theta |\nu_\mu\rangle ,$$

$$|\nu_2\rangle = \sin\theta |\nu_e\rangle + \cos\theta |\nu_\mu\rangle .$$

Следовательно, повторяя вычисления лекции I.2, можно показать, что коэффициент ослабления потока электронных нейтрино на расстоянии R от области рождения определяется выражением

$$k \equiv |\langle \nu_e | \nu(R) \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\pi R}{L_\nu}\right) , \quad (1)$$

в котором длина осцилляций для ультрарелятивистских ($E \gg m_{1,2}$) нейтрино

$$L_\nu \simeq \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \simeq 2.48 \text{ м} \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ МэВ}} \right) \cdot \left(\frac{1 \text{ эВ}^2}{\Delta m^2} \right)$$

($\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 > 0$). Так как значение k для расстояния, равного среднему радиусу орбиты Земли, зависит от величины

$$\frac{\pi \langle R \rangle}{L_\nu} \simeq 2 \cdot 10^{11} \left(\frac{1 \text{ МэВ}}{E} \right) \cdot \left(\frac{\Delta m^2}{1 \text{ эВ}^2} \right),$$

а характерные энергии нейтрино в солнечном спектре $E \sim 0.1 - 10 \text{ МэВ}$, то эффекты осцилляций могут быть заметны даже при очень малых $\Delta m^2 \sim 10^{-12} \text{ эВ}^2$! Несомненно, что в земных экспериментах такая чувствительность недостижима.

Для вычисления коэффициента ослабления потока, измеряемого детектором заданного типа в течении длительного времени экспозиции, необходимо усреднить (1) по энергиям регистрируемых нейтрино и по всем возможным значениям расстояния от точки рождения нейтрино до Земли. В этом случае наиболее естественно ожидать, что $\langle \sin^2(\pi R/L_\nu) \rangle \simeq 1/2$ и

$$\langle k \rangle \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$$

(очень аккуратным подбором Δm^2 можно обеспечить несколько более заметное ослабление, но, во-первых, именно такое значение представляется маловероятным, а во-вторых – в любом случае $k > 1 - \sin^2(2\theta)$). Во всех реалистичных моделях слабого взаимодействия углы смешивания в лептонном секторе должны быть достаточно малы, поэтому трудно ожидать, что осцилляции нейтрино в вакууме сами по себе могут объяснить наблюдаемое уменьшение скорости счета детекторов в 2 - 3 раза. Ситуация радикально изменяется, если учесть, что часть своего пути нейтрино проходят не в вакууме, а в веществе Солнца. В этом случае в \hat{H} нужно добавить слагаемые, соответствующие взаимодействию ν с частицами вещества (нуклонами и электронами). Эти взаимодействия слабые, и их можно рассматривать как малое возмущение свободного гамильтониана, но они оказывают существенное влияние на динамику осцилляций из-за чувствительности к аромату. Взаимодействие посредством нейтральных токов одинаково для всех типов нейтрино, поэтому в базисе из флейворных состояний они будут давать слагаемое, пропорциональное единичной матрице, а взаимодействие через заряженные токи возможно ТОЛЬКО для электронного нейтрино ($\nu_e e \rightarrow \nu'_e e'$), и поэтому

$$\hat{H} = \hat{H}_{vac} + V_n + V_c |\nu_e \rangle \langle \nu_e| =$$

$$\begin{aligned}
&= (E + V_n + \frac{1}{2} V_c) + \frac{1}{2} [(V_c - \Delta \cos(2\theta)) \hat{\sigma}_3 + \Delta \sin(2\theta) \hat{\sigma}_1] \equiv \\
&\equiv \tilde{E} + \frac{\tilde{\Delta}}{2} [-\cos(2\tilde{\theta}) \hat{\sigma}_3 + \sin(2\tilde{\theta}) \hat{\sigma}_1].
\end{aligned}$$

В последнем выражении

$$\begin{aligned}
\tilde{E} &= E + V_n + \frac{1}{2} V_c \simeq E, \\
\tilde{\Delta} &= [(V_c - \Delta \cos(2\theta))^2 + \Delta^2 \sin^2(2\theta)]^{\frac{1}{2}}, \\
\text{tg}(2\tilde{\theta}) &= \frac{\text{tg}(2\theta)}{1 - \frac{V_c}{\Delta} \sec(2\theta)}.
\end{aligned}$$

При $V_c = \Delta \cos(2\theta)$ возникает "резонанс": $\tilde{\theta} = \pi/4$, что соответствует "максимальному" смешиванию – стационарные состояния есть смесь флейворных с равными весами. С другой стороны, при малых θ за пределами области резонанса $\tilde{\theta}$ мало для $V_c < \Delta \cos(2\theta)$ и близко к $\pi/2$ для $V_c > \Delta \cos(2\theta)$ – в первом случае ν_e почти совпадает с более легким стационарным состоянием, ν_μ – с более тяжелым, а во втором – наоборот.

В низшем порядке по слабому взаимодействию

$$V_c \simeq \sqrt{2} G n_e$$

(n_e – концентрация электронов), т.е.

$$\frac{V_c}{\Delta} \sec(2\theta) \simeq \frac{2\sqrt{2}}{\cos(2\theta)} \cdot \frac{G E n_e}{\Delta m^2} \equiv \frac{n_e}{n_{rez}},$$

так что описанный выше резонанс имеет место при значении электронной плотности в веществе, равном

$$n_{rez} = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2 \sqrt{2} G E} \simeq 4 \cdot 10^{30} \text{см}^{-3} \cos(2\theta) \cdot \left(\frac{\Delta m^2}{1 \text{эВ}^2}\right) \cdot \left(\frac{1 M \text{эВ}}{E}\right)$$

и приводит к характерному "переключению" аромата стационарного состояния. Это явление получило название эффекта Михеева - Смирнова - Вольфенштейна (МСВ) и оно действительно может оказать заметное влияние на ν_e - светимость Солнца: электронная плотность в СМС хорошо аппроксимируется выражением

$$n_e(r) \simeq 1.5 \cdot 10^{26} \text{см}^{-3} \cdot \exp\left[-10.54 \frac{r}{R_\odot}\right],$$

и поэтому для достаточно реалистичных значений $\Delta m^2 < 10^{-4} - 10^{-5} \text{эВ}^2$ значение n_e в центре может оказаться больше резонансного для некоторых значений E . Тогда рождающееся при такой плотности электронное нейтрино почти стационарно

($|\nu_e \rangle \simeq |\nu_2 \rangle$), и оно, удаляясь от центра, проходит через область резонанса (максимальное смешивание) во внешние слои с низкой плотностью ($|\nu_2 \rangle \simeq |\nu_\mu \rangle$). Таким образом, задача о переходах $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ в среде с медленно меняющейся электронной плотностью аналогична квантовомеханической задаче о переходах в двухуровневой системе с адиабатически медленным сближением уровней. Ясно, что при выполнении условия адиабатичности (т.е. когда ширина резонансного слоя велика по сравнению с длиной осцилляций) вероятность перехода между стационарными состояниями мала и существенная часть ν_e будет "конвертирована" и покинет Солнце в виде ν_μ , не регистрируемого детекторами. Этой участи избегнут лишь нейтрино с низкими энергиями

$$E \leq E^* \equiv \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2} n_e(0)} \simeq 6.6 \cdot 10^4 MэВ \cdot \cos(2\theta) \left(\frac{\Delta m^2}{1эВ^2} \right),$$

для которых $n_{rez} > n_e(0)$.

Любопытно, что из-за более низкого значения n_e в веществе Земли оказывается, что почти все нейтрино, проходящие в нем через МСВ - резонанс, ранее уже были конвертированы в веществе Солнца. Поэтому повторная конверсия должна приводить к увеличению доли ν_e в потоке солнечных нейтрино, и этот эффект может быть существен при $\Delta m^2 < 10^{-6} эВ^2$. В этом случае детектор электронных нейтрино действительно лучше "видит" Солнце ночью, и вопрос, вынесенный в эпиграф, вовсе не так парадоксален, как может показаться на первый взгляд. Наблюдение суточных вариаций скорости счета детекторов явилось бы веским свидетельством значимости нейтринных осцилляций в веществе и позволило бы получить информацию о величине разностей масс и углов смешивания.

Наряду с массой покоя у нейтрино за рамками СМ могут появиться ненулевые статические электромагнитные моменты – например, магнитный (дипольный) момент $\vec{\mu}$. В этом случае в сильном магнитном поле (предполагается, что во внутренних областях Солнца может достигаться значение $B \sim 10^3 - 10^4 Гс$) мог бы происходить переворот спина нейтрино, превращающий левые нейтрино в практически "стерильные" (не взаимодействующие с веществом) правые. Подобно осцилляциям аромата, осцилляции киральности также привели бы к уменьшению наблюдаемого нейтринного потока. Для описания динамики нейтрино в этом случае нужно учесть отсутствие вырождения по киральности, т.е. использовать базис из "флейворно-киральных" состояний $\{|\nu_{e,\mu}^{L,R}\rangle\}$ и добавить в гамильтониан слагаемое, описывающее взаимодействие с магнитным полем

$$\hat{V}_B = - \hat{\vec{\mu}} \cdot \vec{B},$$

в котором оператор магнитного момента в общем случае недиагонален по ароматам. Обусловленные этим слагаемым переходы в вакууме определяются величиной

$$\mu < B > R_{\odot} \sim 10^{10} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_B} \right) \cdot \left(\frac{B}{1 \text{ КГс}} \right).$$

(μ_B – магнетон Бора) и будут существенны, если $\mu > (10^{-11} - 10^{-10})\mu_B$. Однако в большинстве реалистичных моделей значения магнитного момента нейтрино не превосходят $10^{-18}\mu_B$, так что значительное ослабление нейтринного потока за счет переворота спина не слишком вероятно. Тем не менее при последовательном описании эволюции нейтринных состояний в веществе Солнца влияние магнитного поля следует учитывать: так как частицы с разной киральностью по-разному участвуют в слабом взаимодействии, то в флейворно-киральном базисе слагаемое \hat{V}_n в \hat{H} уже не кратно единичной матрице и эффективные углы смешивания зависят не только от электронной плотности, но и от полной плотности рассеивающих центров в веществе и напряженности магнитного поля. В этом случае условия резонанса могут выполняться в нескольких разных областях Солнца для различных переходов: помимо МСВ - резонанса могут наблюдаться $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$ - или (при наличии у нейтрино майорановской массы) $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ - резонанс. Наличие подобных процессов может быть установлена при исследовании временных вариаций нейтринного потока – например, резонанс в перевороте спина проявился бы в существовании полугодовых (вследствие изменения положения Земли по отношению к магнитной оси Солнца) и 11-летних (из-за изменения напряженности магнитного поля в конвективной зоне) вариаций.

Очень важную роль нейтринные процессы должны играть в эволюции сверхплотных астрофизических объектов – при взрыве сверхновых и остывании образовавшихся после такого взрыва нейтронных звезд. Резкое сжатие звездного ядра на ”предвспышечной” стадии сверхновой обусловлено падением давления в ходе нейтронизации вещества ($e p \rightarrow n \nu$, $n e p \rightarrow n n \nu$) и, в свою очередь, подстегивает нейтронизацию. Образовавшееся горячее нейтронное ядро остывает в основном за счет испускания нейтрино и антинейтрино в β - процессах. В результате, как показывают модельные расчеты, большая часть энергии связи образующейся нейтронной звезды (а это энергия порядка $0.1 M \sim 10^{53} \text{ эрг}$ для $M \sim M_{\odot}$!) высвобождается в виде нейтринного излучения за очень малое по астрономическим понятиям время $\tau \sim 10 \text{ с}$. Этот вывод подтверждается и данными наблюдений: скорость остывания ”молодых” нейтронных звезд соответствует вычисленной потере энергии на испускание нейтрино, а оценка полной энергии и длительности нейтринной вспышки была подтверждена при регистрации земными детекторами нейтрино от сверхновой SN1987A. Описание

процесса генерации столь мощного импульса (как и вообще всех процессов, сопровождающих взрыв сверхновой) требует среди прочего очень детального понимания свойств частиц, участвующих в реакциях субядерного уровня. Высокая плотность вещества ($\rho \sim 10^{14} \text{ г/см}^3$), напряженность магнитного поля (как показывают наблюдения, на поверхности нейтронных звезд $B_{ex} \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ Гс}$; ожидается, что в центральной области $B_{in} \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ Гс}$, в некоторых моделях – до 10^{18} Гс), быстрота протекания процессов делают физику нейтринного излучения в коллапсирующей звезде существенно более сложной, чем в условиях Солнца. Существенно также, что при $\rho > 10^{12} \text{ г/см}^3$ длина пробега нейтрино в веществе становится намного меньше ее радиуса, так что звезда оказывается заполнена почти вырожденным нейтринным газом, ”вытекающим” из нее за счет диффузии и конвекционных процессов, динамика которых пока не исследована достаточно подробно.

Не исключено, что перенос нейтрино может оказаться одним из факторов, определяющих поведение коллапсаров. Например, одна из основных трудностей стандартной картины коллапса состоит в объяснении эффективной передачи высвобожденной энергии внешним слоям звезды для обеспечения наблюдаемого сброса оболочки. В некоторых моделях именно массивные дираковские нейтрино ответственны за механизм передачи: резонанс переворота спина превращает рожденные в центральной области левые электронные нейтрино в ”стерильные” правые, для которых вещество практически прозрачно, и они легко достигают внешних слоев. Однако взаимодействие с магнитным полем приводит к обратному переходу в состояние ν_e^L , которые эффективно передают энергию веществу. Правда, для работы такого механизма требуются чрезвычайно высокие значения $B_{in} \sim \left(\frac{\mu_B}{\mu_\nu}\right) \cdot 1 \text{ Гс}$.

Сегодня мы не имеем возможности детально изучать состав нейтринного излучения сверхновых – весь набор имеющихся экспериментальных данных сводится к трем десяткам событий, связанных с SN1987A. Тем более впечатляюще, что анализ этих данных и наблюдение за поведением нейтронных звезд могут служить источником информации о свойствах нейтрино и структуре взаимодействий элементарных частиц. В частности, наличие у ν массы покоя должно приводить к их запаздыванию по отношению к световому сигналу на время

$$\begin{aligned} \Delta t_r &= L \left(\frac{1}{v} - 1 \right) = L \left(\frac{1}{\sqrt{1 - m_\nu^2/E^2}} - 1 \right) \simeq, \\ &\simeq \frac{L m_\nu^2}{2 E^2} \simeq 5.14c \cdot \left(\frac{L}{100 \text{ Kpc}} \right) \cdot \left(\frac{1 \text{ МэВ}}{E} \right)^2 \cdot \left(\frac{m}{1 \text{ эВ}} \right)^2. \end{aligned}$$

Разумеется, недостаточное знание динамики коллапса не позволяет нам без значительных неопределенностей связать изменение фотонной светимости сверхновой с ге-

нерацией нейтрино. Более существенно, что величина Δt_r зависит от энергии – если масса покоя достаточно велика, чтобы эффект запаздывания низкоэнергетической части нейтринного излучения по сравнению с высокоэнергетической стал заметен на фоне возможного разброса времен их испускания, то в регистрируемом детекторе импульсе время прихода ν должно коррелировать с энергией. В статистике нейтринных событий, связанных с SN1987A, такая корреляция не обнаружена, поэтому на основе их анализа можно получить только верхнее ограничение на массу электронного нейтрино:

$$m_{\nu_e} \leq 16 \text{ эВ}$$

(с 95 % - ным уровнем достоверности).

Аналогичным образом можно получить ограничения и на заряд нейтрино (наличие ненулевого Q привело бы к зависящей от энергии дополнительной задержке нейтринного импульса по сравнению с электромагнитным, т.к. за счет взаимодействия с галактическим магнитным полем нейтрино, двигаясь по криволинейной траектории, прошли бы более длинным путем):

$$Q_{\nu_e} \leq 10^{-17},$$

на его магнитный момент:

$$\mu_{\nu_e} \leq 10^{-10} \mu_B$$

и некоторые другие. По уровню точности эти результаты не уступают или даже превосходят те, что получены на основе земных экспериментов. Отметим, что указанные ограничения являются наиболее общими (они почти не зависят от выбора модели коллапса). На основе предположений о соответствии динамики вспышки заданным модельным представлениям можно получить существенно более сильные утверждения. Например, в некоторых работах анализ структуры всплеска в рамках одной из моделей были получены указания на ненулевое значение $m_{\nu_e} \sim 1 \text{ эВ}$, в других – ограничение $\mu_{\nu_e} \leq 10^{-12} \mu_B$, но к этим выводам надо относиться с осторожностью ввиду их сильной модельной зависимости.

В заключение рассмотрим еще один пример, иллюстрирующий связь закономерностей поведения элементарных частиц и астрофизических объектов. Как уже отмечалось выше, испускание нейтрино в коллапсарах происходит в присутствии сильного магнитного поля. Поэтому, вследствие несохранения пространственной четности в слабом взаимодействии, вероятность вылета нейтрино зависит от направления его движения по отношению к вектору напряженности поля. Так как в нейтринном импульсе излучается колоссальная энергия $\sim 0.1 \cdot M$, даже небольшая асимметрия

в угловом распределении нейтринного излучения приведет к значительному ”самоускорению” образовавшейся нейтронной звезды за счет отдачи – в этом случае мы должны наблюдать P -нечетные эффекты астрономических (в буквальном смысле!) масштабов. Каков знак и величина этого эффекта? На стадии нейтронизации нейтрино главным образом рождаются в реакции $e p \rightarrow n \nu_e$, которой соответствует матричный элемент

$$M_{ep} = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^4x [\bar{\psi}_n \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) \psi_p] \cdot [\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma^5) \psi_e] \quad (2)$$

(здесь используется координатное представление, так как в магнитном поле заряженные частицы в стационарных состояниях не могут иметь определенное значение импульса). Магнитное поле с $B \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ Гс}$ существенно меняет динамику электронов, так как оно превосходит ”критическое” значение $B_{cr}^{(e)} = m_e^2 / |e| \simeq 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$, но в значительно меньшей степени влияет на протоны ($B_{cr}^{(p)} = m_p^2 / |e| \simeq 1.58 \cdot 10^{20} \text{ Гс}$). Вычисления в соответствии с (2) (после усреднения по поляризациям протонов и суммирования по поляризациям нейтронов) показывают, что фермиевские переходы, обусловленные векторной частью нуклонного тока в M_{ep} , идут преимущественно без изменения проекции спина лептона на направление магнитного поля, а связанные с аксиальной частью гамов-тейлеровские переходы – с переворотом спина лептона. Поскольку ориентация спина электронов против поля энергетически выгоднее, а спиральность ν_e отрицательна – импульс нейтрино направлен против его спина, то ”фермиевские” нейтрино вылетают чаще в направлении \vec{B} , а ”гамов-тейлеровские” – против \vec{B} . По этой причине знак суммарного эффекта определяется соотношением констант C_V и C_A , и в вакууме ($C_A/C_V \simeq 1.26$) доминирует испускание нейтрино против поля. Однако присутствие плотной нуклонной среды существенно изменяет ситуацию – необходимо учитывать сильное межнуклонное взаимодействие. Фактически в этом случае мы должны рассматривать не реакции с участием ”голых” нуклонов, а квазичастичные процессы, и тогда эффективные значения констант в M_{ep} зависят от плотности вещества – с ростом ρ отношение C_A/C_V уменьшается и может даже стать меньше 1. Кроме того, на поздних стадиях нейтронизации и в ходе остывания нейтронная звезда находится близко к состоянию β -равновесия:

$$\mu_e + \mu_p \simeq \frac{p_F^{(p)2}}{2m_N} + p_F^{(e)} \simeq \mu_n \simeq \frac{p_F^{(n)2}}{2m_N}$$

и электрически нейтрально ($p_F^{(e)} = p_F^{(p)}$), то, учитывая соотношение

$$\rho \simeq m_N (n_n + n_p) = \frac{m_N}{3\pi^2} (p_F^{(n)3} + p_F^{(p)3}),$$

легко можно получить, что

$$p_F^{(n)} \simeq z \cdot m_N, \quad p_F^{(p)} \simeq (\sqrt{1+z^2} - 1) \cdot m_N,$$

где

$$z^2 + \frac{1}{z} (\sqrt{1+z^2} - 1)^3 = \left(\frac{3\pi^2 \rho}{m_N^4} \right)^{\frac{2}{3}} \simeq 0.13 \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}}$$

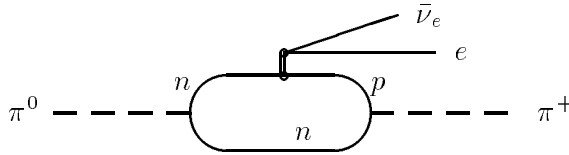
($\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ – характерная ”ядерная” плотность). Для $\rho \sim \rho_0$ хорошую точность дает приближенное решение с $z^2 \ll 1$:

$$p_F^{(n)} \simeq 340 \text{ МэВ} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad p_F^{(p)} = p_F^{(e)} \simeq 85 \text{ МэВ} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

В ходе коллапса нейтронная звезда разогревается до температуры $T \sim 10^{11} \text{ К} \simeq 10 \text{ МэВ}$, и фермионы практически вырождены. При этом в реакциях с испусканием нейтрино участвуют в основном частицы, находящиеся вблизи поверхности Ферми. По этой причине однонуклонные β -процессы запрещены действием закона сохранения импульса: например, для $\rho = \rho_0$

$$\vec{p}_p + \vec{p}_e = \vec{p}_n + \vec{p}_\nu$$

требует, чтобы $E_\nu = |\vec{p}_\nu| \geq 170 \text{ МэВ}$, а испускание нейтрино с такой энергией подавлено фактором $\sim e^{-E_\nu/T}$. Таким образом, в плотной нуклонной среде на первый план выходят процессы $nn \rightarrow nre\bar{\nu}_e$, $nre \rightarrow n\nu_e$ с участием нуклонных квазичастиц или $\pi^0 \rightarrow \pi^+ e\bar{\nu}_e$, $e\pi^+ \rightarrow \pi^0 \nu$ с участием квазипионных возбуждений (квазипион – это связанное состояние нуклонных частицы и дырки, находящихся вблизи поверхности Ферми). При $\rho > \rho_0$ почти все нейтрино испускаются в квазипионных процессах, диаграммы которых содержат нуклонные петли:



и поэтому ненулевой вклад в амплитуду дает только векторная часть нуклонного тока в вершине слабого взаимодействия (см. задачу 2). В результате превалирует испускание нейтрино вдоль магнитного поля.

Изученный эффект самоускорения нейтронных звезд – весьма редкий и любопытный пример, демонстрирующий взаимосвязь поведения объектов совершенно различной природы. Коллапс звезды – астрофизический процесс, обусловленный действием сил тяготения. Связанные с ним магнитогидродинамические эффекты приводят к

резкому усилению магнитного поля, которое создает условия для проявления эффектов нарушения зеркальной симметрии в слабом взаимодействии, причем величина и даже знак эффекта определяются структурой сильного межнуклонного взаимодействия. Конечно, детальный расчет величины скорости отдачи должен содержать учет непрозрачности вещества звезды по отношению к нейтрино, эффекты вырождения нейтринного газа и опираться на реалистичное модельное описание динамики коллапса. Вычисления приводят к оценке

$$\vec{v}_{rec} \simeq - (1 \div 4) \text{ км/с} \cdot \left(\frac{\vec{B}_{in}}{10^{15} \text{ Гс}} \right).$$

С другой стороны, наблюдение за пульсарами (которые, по современным представлениям, являются нейтронными звездами) показали, что многие из них действительно имеют значительные тангенциальные (перпендикулярные лучу зрения) скорости $v_t \sim 100 \text{ км/с}$. Этот факт может быть объяснен самоускорением за счет отдачи от нейтринной вспышки, если считать, что $B_{in} \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ Гс}$. Впрочем, для окончательных заключений требуется более хорошее знание физики коллапсаров, чем то, что мы имеем на сегодняшний день.

Задачи к лекции 10:

1. * Вычислить вероятность конверсии ν_e , рожденных при $n_e \gg n_{rez}$, в ν_μ при прохождении резонансной области, предполагая, что угол смешивания $\theta \ll 1$, а электронная плотность в окрестности точки резонанса изменяется по линейному закону: $n_e(r) = n_{rez}[1 + \alpha(r_{rez} - r)]$. При каких условиях она близка к 1? При каких θ адиабатическое приближение применимо в СМС для нейтрино с энергией E ?
2. Пренебрегая действием магнитного поля на нуклоны, вычислить вклад векторной и аксиальной части нуклонного тока в матричный элемент β -распада в промежуточном частично-дырочном состоянии – петлевой фактор в диаграмме квазипионного процесса $\pi^0 \rightarrow \bar{n}n \rightarrow \bar{n}pe\bar{\nu}_e \rightarrow \pi^+e\bar{\nu}_e$.