

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НЕЙТРИНО В СРЕДЕ

В.Н.Ораевский, В.Б.Семикоз

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
Троицк, Московская область

Я.А.Сморodinский

Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

Рассматривается влияние плотности вещества и электромагнитных полей на распространение нейтрино в среде. Показано, что в диспергирующей среде (ДС) у нейтрино появляются новые характеристики: индуцированные электрический заряд и магнитный момент, зависящие от параметров ДС, частотного спектра и поляризации электромагнитного поля. В низкоэнергетической области, где дебройлевская длина волны нейтрино $\lambda_\nu = p^{-1}$ больше или равна среднему расстоянию между частицами $n_0^{-1/3}$, вклад электромагнитных процессов с участием нейтрино может превышать вклад, обусловленный обычными слабыми взаимодействиями, т.е. электромагнитный вклад в среде не может рассматриваться как малая поправка подобно случаю радиационных поправок в вакууме. Выводятся много-частичные уравнения движения нейтрино и электронов — релятивистские кинетические уравнения (РКУ). С помощью решений РКУ для спина нейтрино в случайных магнитных полях получены рекордные верхние пределы на магнитные моменты дираковских нейтрино из ограничений первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной на дополнительные сорта нейтрино.

The matter density and electromagnetic field influence on the neutrino propagation in a medium is considered. It is shown that in a dispersive medium (DM) a neutrino acquires new characteristics: an induced electric charge and a magnetic moment depending on the DM parameters, frequency spectrum and on the polarization of the electromagnetic field. In the low-energy range, where the neutrino de Broglie wavelength $\lambda_\nu = p^{-1}$ is greater than or equal to the mean distance between particles, $n_0^{-1/3}$, the contribution of electromagnetic processes with the neutrino involved may be higher than the contribution due to ordinary weak interactions, i.e., the electromagnetic contribution can no longer be considered a small correction, as in the case of RC in a vacuum. The many-particle equations of motion of neutrinos and electrons — the relativistic kinetic equations (RKE) are derived. Due to the neutrino spin RKE solution in random magnetic fields the record upper limits on the Dirac neutrino magnetic moments from the primordial nucleosynthesis constraint on the additional neutrino species in early Universe are obtained.

ВВЕДЕНИЕ

Этим обзором мы предлагаем читателю введение в макроскопическую теорию нейтрино в диспергирующих средах, таких как плазма металлов и звезд, ферромагнетики, лептонная плазма ранней Вселенной и т.д.

Паули, выдвигая гипотезу существования нейтрино, наложил очень жесткие ограничения на его параметры, включая принцип запрета и электронейтральность, оправдывая этим неуловимость этой гипотетической частицы в эксперименте. Замечательная особенность физики заключается в том, что практически любая гипотеза в конце концов оказывается экспериментально проверяемой. Так было и с гипотезой Паули.

Последующие экспериментальные открытия распадов элементарных частиц, несохранения четности в γ -распадах ядер и т.д. стимулировали дальнейшее развитие теории слабых взаимодействий и физики нейтрино.

Теоретические проблемы нейтринной физики тесно связаны с возможностями эксперимента.

В настоящее время нейтрино регистрируется в опытах с различными источниками нейтринных потоков и в разных диапазонах энергии. Конкретные задачи (поиск массы, магнитного момента нейтрино, разности квадратов масс Δm^2 и вакуумного угла смешивания Θ , в осцилляциях ароматов) решаются как с помощью лабораторных источников нейтрино-радиоактивных изотопов, реакторов, ускорителей, так и косвенным образом при изучении информации, получаемой на подземных детекторах от естественных астрофизических источников — Солнца, сверхновых звезд.

В последних случаях, используя лабораторные данные о свойствах нейтрино, мы были бы в состоянии получить уникальную информацию о внутреннем строении звезд (плотности, магнитном поле). В основном этими целями определяется программа будущих исследований в физике нейтрино и нейтринной астрофизике. Трудности детектирования нейтрино по-прежнему велики, но в последнее время наметился определенный прогресс в связи с вводом в действие новых экспериментальных установок.

Физика свободного нейтрино, в особенности в связи с открытием перенормируемой теории электрослабых взаимодействий, конкурирует по своей полноте с квантовой электродинамикой (КЭД) и теорией Максвелла — Лоренца. Естественным продолжением физики свободного нейтрино становится физика нейтрино в среде.

Интерес к последней заметно усилился после обнаружения Михеевым и Смирновым возможности резонансного усиления в неоднородной среде нейтринных осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ [1], описанных ранее для случая среды с однородной плотностью Волфенштайном [2].

Эффект МСВ [1,2] позволяет объяснить сильное подавление наблюдаемого потока электронных нейтрино от Солнца (парадокс Дэвиса) даже для малых углов смешивания в вакууме, $\Theta_\nu \ll 1$, когда вероятность вакуумных осцилляций нейтрино [3] мала.

В настоящее время во всех четырех продолжающихся экспериментах с солнечными нейтрино, отличающихся методами измерений и порогами регистрации, подтверждается дефицит потока электронных нейтрино, объясняемых в МСВ-модели [1,2].

Другой наблюдавшийся в установке Дэвиса (Брукхейвен) эффект антикорреляции нейтринного потока с солнечной активностью [4,5] может быть объяснен с помощью допущения аномального магнитного момента нейтрино, взаимодействующего с меняющимся в цикле солнечной активности магнитным полем Солнца [6]. Превращение при этом активного (левого) дираковского нейтрино в стерильное (правое) нейтрино [6] $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{eR}$ или, с учетом недиагонального магнитного момента нейтрино, превращение электронного левого нейтрино в правое мюонное нейтрино (активное для майорановских частиц) [7] объясняет как дефицит нейтринного потока (парадокс Дэвиса), так и временные вариации детектируемых в эксперименте потоков нейтрино.

Однако в экспериментах Kamiokande-II [8] и GALLEX [9] такие временные вариации не наблюдались, что породило некоторый скепсис в отношении теорий с использованием больших магнитных моментов нейтрино ($\mu_\nu \sim 10^{-11} + 10^{-12} \mu_B$). Ситуация в отношении как парадокса Дэвиса, так и временных вариаций нейтринных потоков могла бы проясниться с дальнейшим набором статистики на действующих установках (повышение нейтринного потока в ближайшем минимуме солнечной активности?), а также с помощью ввода в действие новых, еще больших установок (Super Kamiokande (Япония) и в нейтринной обсерватории Садбери (Канада)), обладающих значительно большей скоростью счета событий.

Отметим, что изменение спиральности дираковского нейтрино ($\nu_L^D \leftrightarrow \nu_R^D$), обладающего малым вакуумным магнитным моментом, может быть незаметным в относительно слабом магнитном поле нормальной звезды (Солнце), но в то же время быть существенным в экстремальных астрофизических или космологических условиях с большими магнитными полями (см. разд. 4).

Важным объектом приложений физики нейтрино в космологии является горячая компонента темной материи, ответственная за образование крупномасштабных структур Вселенной в соответствии с недавними

спутниковыми наблюдениями COBE [10]. Подходящим кандидатом на роль такой компоненты могло быть любое стабильное легкое нейтрино с массой порядка нескольких эВ. Для совмещения этих представлений с интерпретацией (нейтринными осцилляциями) дефицита потоков: а) солнечных электронных нейтрино (с малой разностью квадратов масс $\Delta m^2 \sim 10^{-5} \text{ эВ}^2$) и б) мюонных атмосферных нейтрино [11], рожденных первичными космическими лучами через распады пионов, мюонов в атмосфере Земли (разность квадратов масс $\delta M^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ эВ}^2$), требуется выход за рамки стандартной модели с введением четвертого сорта нейтрино — стерильного ν_s [12]. Последнее не влияет на ненаблюдаемую часть Γ -ширины Z -бозона в лабораторных экспериментах, но может влиять на первичный нуклеосинтез с учетом МСВ-резонанса в осцилляциях с обычными активными нейтрино в горячей плазме ранней Вселенной [13].

Влияние среды на нейтринные осцилляции [1], осцилляции спина нейтрино в магнитном поле [6] и спин-ароматные осцилляции* [7] оказывается существенно различным, а иногда подобным МСВ-резонансу [1] в зависимости от параметров звездной среды и вакуумных свойств нейтрино. Этот вопрос подробно рассматривается в разд. I.

Подчеркнем, что в подходе [1, 6, 7] масштаб неоднородности среды $L \sim k^{-1}$ велик и намного превышает дебройлевскую длину волны нейтрино $\lambda \sim E^{-1}$, что позволяет пользоваться ВКБ-условием $k \ll p$, заменяемым в геометрической оптике рассеянием на нулевой угол ($k = 2E \sin(\Theta/2) = 0$, E — энергия нейтрино).

Мы обращаем внимание читателей на совершенно иной аспект физики нейтрино в среде, связанный с некогерентным рассеянием нейтрино заряженными частицами на ненулевой угол (переданный импульс $k \neq 0$), возбуждением в среде коллективных степеней свободы (черенковским излучением нейтрино, т.е. с изменением его энергии) и т.д.

Поляризация среды слабыми силами (движущимся нейтрино) на «малых» расстояниях $k^{-1} \sim r_D$, где r_D — дебаевский радиус плазмы, значительно меньший размеров неоднородности равновесного нейтрального вещества, $r_D \ll L$, является основным физическим процессом, ве-

*Спин-ароматная прецессия нейтрино — устойчивый термин для совместных осцилляций спина и аромата типа $\nu_{eL} \leftrightarrow \nu_{\mu R}$.

дущим к изменению электромагнитной структуры нейтрино в диспергирующей среде (ДС) и, как следствие, к дополнительному электромагнитному взаимодействию нейтрино с веществом (эффективному дальновдействию на расстоянии $r \sim r_D$, значительно большем радиуса действия слабых сил $\sim M_W^{-1}$, где M_W — масса W -бозона).

Возникающие при этом индуцированные электрический заряд [14] и магнитный момент нейтрино [15] могут приводить к интересным следствиям в таких плотных средах, как коллапсирующие предсверхновые звезды, ранняя Вселенная. Вклад других низших индуцированных мультипольных моментов нейтрино (электрического диполя и анаполя) в обычных условиях изотропной среды в стандартной модели отсутствует [16]. В стандартной модели индуцированный анапольный момент нейтрино, превышающий вакуумный (приблизительно в $\alpha^{-1} = 137$ раз), появляется только в ферромагнетике [17].

Отметим, что в расширенных моделях с комплексными константами связи электрический дипольный момент d_ν автоматически возникает в однопетлевом приближении взаимодействия нейтрино с вакуумом лептонов, векторных и хиггсовских полей, в том числе в изотропной среде во взаимодействии с реальными лептонами [18]. В литературе при построении расширенных моделей указанные константы связи полагают вещественными, поэтому предложенная в работе [19] замена вакуумного магнитного момента $\mu_\nu \rightarrow \sqrt{\mu_\nu^2 + d_\nu^2}$ в настоящей работе не используется.

Таким образом, для построения электродинамики нейтрино в среде необходимо, в первую очередь, рассмотреть взаимодействие в среде вакуумного (аномального) магнитного момента нейтрино с внешними магнитными полями (постоянным, переменными регулярным и случайным) и взаимодействие индуцированных заряда и магнитного момента нейтрино с самосогласованным электромагнитным полем (в плазме).

Приведем краткое содержание настоящего обзора. После обсуждения критериев статистического усреднения волнового уравнения для пробного нейтрино в среде в разд. 1 кратко рассмотрены известные эффекты распространения нейтрино в недиспергирующей среде.

Основное внимание уделяется влиянию среды с медленно меняющейся плотностью на нейтринные осцилляции [1,2], прецессию спина [6] и спин-ароматную прецессию нейтрино [7] в магнитном поле. Раздел заканчивается обобщением потенциала взаимодействия нейтрино с веществом на случай однородной среды, включающей античастицы, в том числе нейтринную компоненту (плазма ранней Вселенной).

Раздел 2 начинается с изложения самых общих сведений по физике плазмы. Затем проводится обзор работ по вычислениям в однопетлевом приближении электромагнитной вершины нейтрино в различных ДС в рамках стандартной и простейших расширенных моделей электрослабых взаимодействий. Даны определения индуцированных электрического заряда и магнитного момента в ДС.

В разд. 3 в качестве приложений рассмотрены перенормировка МСВ-потенциала взаимодействия нейтрино с ДС; экранировка рассеяния нейтрино на ядрах и электронах в плазме; радиационный распад тяжелого нейтрино в электронном газе; изменение киральности массивного нейтрино $\nu_R \rightarrow \nu_L$ в вырожденном электронном газе; потери энергии нейтрино в νe -рассеянии и аннигиляция пар нейтрино — антинейтрино ($\bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-$) в изотропной ДС; поляризационное излучение нейтрино в плазме, а также изменение спиральности дираковского нейтрино в плазме при пренебрежении вакуумным магнитным моментом и массой.

В разд. 4 рассматривается релятивистское кинетическое уравнение (РКУ) нейтрино в ДС с учетом вклада самосогласованного поля. Рассмотрено, в частности, РКУ для спина нейтрино в электромагнитном поле, позволяющее учесть как столкновения нейтрино с веществом, так и взаимодействие вакуумного магнитного момента со случайными магнитными полями. В качестве приложения рассмотрен спин-флип дираковских нейтрино в гигантских случайных магнитных полях, генерируемых в электрослабом фазовом переходе в ранней Вселенной. Из ограничения первичного нуклеосинтеза получены верхние пределы на магнитный момент и массу нейтрино в стандартной модели, зависящие от затравочных магнитных полей в динамическом механизме усиления галактического магнитного поля.

В заключении подведены итоги и обсуждены некоторые перспективы развития электродинамики нейтрино в среде.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРИНО В СПЛОШНОЙ НЕДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Прежде чем перейти к обсуждению электродинамических явлений для нейтрино, движущихся в ДС, необходимо установить критерии статистического усреднения для взаимодействия нейтрино с веществом (ансамблем частиц) и сравнить эти критерии с уже известными в литературе, используемыми в задачах нейтринных осцилляций в среде [1,6,7] (см. п.1.1).

Такое сравнение позволяет выяснить происхождение качественных различий зависимостей от плотности вещества, например, при изме-

нении спиральности нейтрино, распространяющихся в ДС или в среде с плавно меняющейся (почти однородной) плотностью.

1.1. Критерии статистического усреднения и масштабы неоднородностей. Укажем критерии макроскопического усреднения в волновом уравнении для пробного нейтрино, движущегося в среде.

Если рассматривается среда с самосогласованным электромагнитным полем (плазма), тогда, безотносительно к сорту пробной частицы и типу ее взаимодействия с веществом, масштаб усреднения L_0 должен удовлетворять неравенствам

$$\lambda_\gamma \gg L_0 \gg n_0^{-1/3}, \quad (1)$$

где λ_γ есть длина электромагнитной волны в веществе и n_0 — плотность числа частиц. Неравенства (1) означают, что число частиц в объеме усреднения велико, $n_0 L_0^3 \gg 1$, но макроскопические электромагнитные поля $E(x, t)$ и $B(x, t)$ есть локальные величины, которые слабо меняются на масштабе усреднения, т.е. объем усреднения L_0^3 может быть заменен точкой x .

В задачах резонансных нейтринных осцилляций в среде [1] или при рассмотрении влияния среды на прецессию спина в магнитном поле [6] авторы интересуются изменениями состояния нейтрино (волновой функции) на очень больших расстояниях после многократного рассеяния в веществе (на угол $\Theta = 0$ в каждом акте двухчастичных столкновений)¹. Поэтому в этих задачах неоднородности на уровне плазменных масштабов, т.е. порядка и больше радиуса Дебая r_D , оказываются несущественными и сглаженными. В частности, на Солнце характерные масштабы неодно-

¹Рассматривается неограниченная среда безотносительно к длине свободного пробега пробной частицы, определяемого видом взаимодействия и плотностью вещества. Сложение когерентных амплитуд упругого рассеяния с одинаковыми конечными импульсами нейтрино и частиц мишени (переданный импульс отсутствует, $k = 0$) справедливо для любой энергии нейтрино, так как для такого суммирования важно не количество частиц в объеме дебройлевской длины волны нейтрино $\lambda = E^{-1}$ ($v \sim \lambda^3$), а число частиц, отвечающее объемам с масштабами прицельного параметра столкновений $b \sim k^{-1} \sim L \rightarrow \infty$. В этих условиях с учетом спектра безмассовых нейтрино в электронном газе $E = p + G_F n_0 \sqrt{2}$ (см. ниже) в показатель преломления волны $n = p/E(p, n_0)$ входит конечная средняя плотность $n_0 = N/v$ в объеме $v = L^3 \rightarrow \infty$ ($N \rightarrow \infty$). С учетом нормировки амплитуды рассеяния вперед $f(0) = -G_F \sqrt{2} E / 2\pi$ разложением в ряд получим стандартное выражение для показателя преломления волны нейтрино $n = 1 + 2\pi f(0) n_0 / p^2$.

родностей плотности, учитываемых при вычислении нейтринных осцилляций, порядка $L \sim 10^3 + 10^4$ км, в то время как масштабы, существенные для электродинамики плазмы, порядка $r_D \sim 10^{-7}$ см (в тех же условиях солнечной плазмы).

Влияние среды на элементарный акт двухчастичного взаимодействия нейтрино с электрически заряженной частицей определяется поляризацией среды, вызванной слабыми силами.

Как следствие, в плазме нейтрино не может взаимодействовать с одной заряженной частицей без влияния на ближайших соседей, связанных с частицей отдачи (в *ve*-рассеянии) кулоновскими силами (в масштабе $k^{-1} \sim r_D$).

Если переданные импульсы велики, $k \gg r_D^{-1}$ (или даже $k \gg n_0^{1/3}$, где $n_0 r_D^3 \gg 1$), т.е. реализуются близкие соударения, тогда эти коллективные эффекты исчезают, будучи меньше по величине, чем обычный борновский вклад двухчастичного взаимодействия (через короткодействующие слабые силы), который всегда аддитивно учитывается в полном дифференциальном сечении рассеяния нейтрино в веществе. Отметим, что для таких больших переданных импульсов становится неприменимой сама процедура макроскопического описания свойств среды по отношению к пробной частице. Другими словами, мы всегда должны требовать, так же, как в неравенствах (1), ограничения на допустимый размер неоднородности в волновом уравнении пробной частицы:

$$k^{-1} \gg L_0 \gg n_0^{-1/3}.$$

Однако, в отличие от квазиклассического приближения $k \ll p$, использованного в задачах [1,6,7], в которых размер неоднородности много больше дебройлевской длины волны нейтрино, т.е.

$$k^{-1} \gg \max(p^{-1}, L_0), \tag{2}$$

в решаемых ниже задачах не только энергия нейтрино, но и угол рассеяния Θ произвольны, т.е. допустим и квантовый случай $k \sim p$.

Для сохранения условия влияния неоднородности среды на взаимодействие нейтрино с веществом мы вводим в этом случае ограничение на энергию нейтрино

$$k^{-1} \geq p^{-1} \gg L_0 \gg n_0^{-1/3}, \quad p \simeq E \ll n_0^{1/3}. \tag{3}$$

Мы подчеркиваем некогерентность рассеяния в ситуации с сильной неоднородностью $k^{-1} \geq p^{-1}$, когда угол рассеяния $\Theta \neq 0$. Это означает заметное влияние неоднородности среды в окрестности нейтрино на сечение рассеяния с одновременным требованием наличия большого числа частиц в объеме дебройлевской длины волны: $n_0 \lambda^3 \gg 1, \lambda \simeq p^{-1}$.

Такое условие важно для введения самого понятия волновой функции нейтрино в координатном пространстве с высокой степенью неоднородности из-за принципа неопределенности для ультрарелятивистской частицы $\Delta x \sim p^{-1}$.

Как и выше в (1), при замене объема усреднения точкой x в координатном пространстве, ошибка $\Delta x \sim p^{-1}$ в координатной зависимости волновой функции должна быть много больше масштаба макроскопического усреднения $p^{-1} \gg L_0$, в соответствии с (3).

Условия (3) являются необходимыми для написания уравнения Дирака для нейтрино в среде вне рамок квазиклассического приближения. В ВКБ-приближении [1,6,7] для однородного (или почти однородного) пространства ($k \rightarrow 0$) погрешность Δx незначительна в фазе квазиклассической волновой функции.

Ниже мы используем более общие условия (2), включающие критерий (1) без ограничения энергии нейтрино.

Однако нужно подчеркнуть, что коллективные эффекты в обсуждаемом здесь взаимодействии нейтрино с веществом начинают конкурировать с известными вкладами стандартной модели для случая мягких нейтрино (или высокой плотности среды): $p^{-3} n_0 \gg 1$, т.е. при выполнении условий (3).

1.2. Влияние однородной среды и среды с медленно меняющейся плотностью (крупномасштабных неоднородностей) на нейтринные осцилляции и прецессию спина нейтрино в магнитном поле. Если наведенные электромагнитные характеристики нейтрино (индуцированный электрический заряд и т.д.), влияющие на процессы рассеяния или распада нейтрино в ДС, пропорциональны плотности среды и исчезают в вакууме, то все кратко описываемые в этом разделе известные эффекты реализуются уже на вакуумном уровне.

Это касается как нейтринных осцилляций ароматов [3], так и прецессии спина нейтрино (ПСН, [20]) или спин-ароматной прецессии нейтрино (САПН, [6]) во внешнем магнитном поле.

Тем не менее добавление среды значительно модифицирует вероятности упомянутых процессов. Так, например, в случае прохождения нейтрино через среду с однородной плотностью вероятность перехода

электронного нейтрино в нейтрино другого сорта (например, ν_μ) записывается в том же виде, что и в случае осцилляций в вакууме²:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\Theta_m \sin^2(\pi x/l_m), \quad (4)$$

с тем отличием, что угол смешивания в вакууме Θ_ν заменяется на угол смешивания в среде Θ_m :

$$\sin 2\Theta_m = \frac{\sin 2\Theta_\nu}{[(\cos 2\Theta_\nu - l_\nu/l_0)^2 + \sin^2 2\Theta_\nu]^{1/2}}, \quad (5)$$

а длина осцилляций в вакууме l_ν заменяется на длину осцилляций в среде

$$l_m = \frac{l_\nu}{[(\cos 2\Theta_\nu - l_\nu/l_0)^2 + \sin^2 2\Theta_\nu]^{1/2}}. \quad (6)$$

В формулах Волфенштейна [2] (4) + (6) вакуумная длина осцилляций $4\pi p/\Delta m^2$ [3] дополняется длиной рефракции $l_0 = 2\pi/V^{MSW}$, зависящей от МСВ-потенциала взаимодействия нейтрино с веществом:

$$V^{MSW} = G_F \sqrt{2n_e}, \quad (7)$$

где G_F — константа Ферми, n_e — плотность числа электронов. В вакууме ($l_0 \rightarrow \infty$) вероятность (4) совпадает с вакуумным значением [3].

Потенциал (7) перенормирован с учетом однопетлевых поправок в ДС [21], он определяется вкладом заряженных токов³ и равен разности потенциалов взаимодействия электронного нейтрино:

$$V = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (2n_e - n_n) \quad (8)$$

и мюонного нейтрино:

$$V = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (-n_n).$$

с обычным веществом в отсутствие античастиц и фоновых нейтрино (см. ниже обобщение (14) для плазмы ранней Вселенной).

²Здесь вероятность смены аромата определяется формулой

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e).$$

³Вероятность осцилляций (4) не зависит от вклада нейтральных токов в общую фазу волновой функции для двух сортов нейтрино $\Psi = (\psi_\nu \psi_\mu)$.

Если плотность $n_e(r)$ переменна и убывает к поверхности звезды ($n_e \rightarrow 0, l_0 \rightarrow \infty$), то для любой энергии нейтрино $E \approx p$ и разности квадратов масс $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ всегда найдется на «траектории» излучаемого звездой нейтрино точка, отвечающая МСВ-резонансу [1]:

$$\cos 2\Theta_\nu = l_\nu / l_0, \quad (9)$$

когда глубина осцилляций $A = \sin^2 2\Theta_m$ максимальна (равна единице) и возрастает длина осцилляций ($l_m = l_\nu / \sin 2\Theta_\nu$).

Формулы (4) + (6) справедливы в условиях адиабатичности, $l_m \ll L$. Здесь L — толщина резонансного слоя, в котором слабо меняется длина рефракции l_0 , т.е. неоднородность плотности, плавно убывающей к поверхности звезды, оказывается мала, а размер неоднородности (L) велик. В результате всюду на толщине L реализуется условие резонанса (9) и электронные нейтрино эффективно могут превращаться (конвертироваться) в мюонные. Далее вне резонансного слоя вероятность конверсии $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ (в том числе обратной $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) резко падает и на выходе из звезды, если пренебречь малой плотностью звездного ветра, описывается уже вакуумной формулой типа (4) с малой глубиной осцилляций $A = \sin^2 2\Theta_\nu \ll 1$.

Поэтому во всех случаях резонансных осцилляций или резонансных ПСН и САПН во внешнем магнитном поле мы имеем дело с резонансной и поэтому заметной конверсией состояния нейтрино без обратного превращения ароматов (или киральности $\nu_R \rightarrow \nu_L$) вне резонансного слоя, поскольку для каждого значения энергии нейтрино резонансная область проходит излучаемым нейтрино один раз, т.е. происходит как бы «замораживание» состояния нейтрино после прохождения резонансного слоя.

Рассмотрим теперь ПСН и САПН в среде с внешними регулярными магнитными полями. Хотя в последнее время приложения этих эффектов в физике солнечных нейтрино ставятся под сомнение в связи с недавними экспериментами Kamiokande-II [8] и GALLEX [9], электромагнитное взаимодействие нейтрино с внешним магнитным полем может оказаться важным в сильных магнитных полях проэволюционировавших звезд: нейтронных ядрах-остатках сверхновых, белых карликах или в гигантских первичных магнитных полях в ранней Вселенной (см. разд. 4).

Для ПСН в однородном и постоянном магнитном поле B вероятность конверсии активных левых дираковских нейтрино в стерильные правые [6]

$$P(\nu_{e_L} \rightarrow \nu_{e_R}) = \frac{(2\mu_\nu B_\perp)^2}{V^2 + (2\mu_\nu B_\perp)^2} \sin^2 [V^2 + (2\mu_\nu B_\perp)^2]^{1/2} \frac{r}{2} \quad (10)$$

убывает с увеличением плотности среды ($\sim V^{-2}$), где потенциал V пропорционален плотности вещества (8), μ_ν — магнитный момент нейтрино, B_\perp — компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению движения нейтрино.

В стандартной модели аномальный магнитный момент нейтрино $\mu_\nu = 3,1 \cdot 10^{-19} \mu_B m_\nu / \text{эВ}$ мал с учетом экспериментальных ограничений на массу нейтрино m_ν . Здесь $\mu_B = e/2m_e$ — магнетон Бора⁴; e — заряд, m_e — масса электрона. В результате ограничение из распада трития [22] $m_\nu < 10$ эВ ведет к невозможности интерпретации наблюдений солнечных нейтрино с помощью ПСН, описываемой вероятностью (10), для приемлемой экстраполяции величины магнитного поля в глубь Солнца (до $\sim 10^5$ Гс на дне конвективной зоны).

Однако слабые лабораторные ограничения того же магнитного момента ($\mu_\nu < 1,08 \cdot 10^{-9} \mu_B$ из $\bar{\nu}e$ -рассеяния реакторных антинейтрино [23]) позволяют воспользоваться расширенными моделями электрослабых взаимодействий, в которых при малом значении массы магнитный момент нейтрино оказывается большим (значение $10^{-11} + 10^{-12} \mu_B$ было бы достаточным для объяснения посредством ПСН не только наблюдаемого дефицита потока электронных нейтрино, но и для проявления его временных вариаций).

Произвол в выборе соответствующих параметров расширенных моделей сильно ограничивается с помощью ряда астрофизических наблюдений или наблюдаемой распространенности гелия, пересчитанной к моменту первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной. Например, из наблюдения скорости остывания белых карликов можно извлечь вывод о неравенстве $\mu_\nu < 10^{-11} \mu_B$ [24], а из светимости красных гигантов следует

⁴Всюду ниже используется система единиц $\hbar = c + 1$; фейнмановская метрика $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$; $\mu = 0, 1, 2, 3$; стандартное представление γ -матриц Дирака, причем $\gamma_5^+ = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, так что левый биспинор определен как $\nu_L(p) = [(1 - \gamma_5)/2]\nu(p)$.

$\mu_{\nu_e} < 2 \cdot 10^{-12} \mu_B$ [25]. В работе [26] из распространенности первичного гелия было получено близкое ограничение $\mu_{\nu_e} \leq 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$.

Самые жесткие пределы на диагональный и переходный (μ_{12}) магнитные моменты дираковских нейтрино следовали бы из того же космологического ограничения первичного нуклеосинтеза при привлечении дополнительной гипотезы о реликтовом происхождении затравочного магнитного поля B_{seed} в динамо-механизме усиления галактического магнитного поля. В частности, из полученного в работе [27] неравенства

$$\mu_{\nu_e} \leq \frac{10^{-30} \mu_B}{B_{seed}},$$

после подстановки астрофизического предела на затравочное поле, полученного в современной нелинейной теории магнитного динамо, $B_{seed} \geq 10^{-11}$ Гс [28], следовало бы рекордное ограничение на собственный (диагональный) момент электронного нейтрино

$$\mu_{\nu_e} < 10^{-19} \mu_B,$$

или его массу в стандартной модели $m_{\nu_e} \leq 0,3$ эВ. Генерация соответствующих гигантских случайных магнитных полей в электрослабом фазовом переходе при температуре $T \sim T_{EW} \sim 10^5$ МэВ [29] не противоречила бы наблюдаемой изотропии Вселенной. Полученные в работах [27,30] верхние пределы на магнитный момент исключают объяснение данных с солнечными нейтрино посредством ПСН и САПН дираковских нейтрино.

Отметим, что ограничение $\mu_{\nu_e} < 10^{-12} \mu_B$ из наблюдений нейтрино от сверхновой SN1987A [31] может оказаться некритичным, если учесть в формуле (8) смену знаков потенциала V внутри плотного вещества с большим количеством нейтронов n_n [32] или более корректное положение «резонансного» слоя $V = 0$ с включением $\nu\nu$ -рассеяния [33] на стадии нейтринной непрозрачной звезды.

Отсутствие резонанса и подавление вероятности конверсии $\nu_L \rightarrow \nu_R$ (10) в среде, где потенциал V отличен от нуля, меняются на противоположные свойства при замене постоянного однородного (одномерного) поля $B_{\perp} = \text{const}$ на двумерное магнитное поле $\mathbf{B} = B_{\perp} e^{i\Phi(t)}$, вращающееся

в плоскости, перпендикулярной импульсу нейтрино, со скоростью геометрической фазы $\dot{\Phi} \neq 0$, точнее, $\dot{\Phi} > 0$ [34].

В этом случае вероятность конверсии левых нейтрино в правые [35] может иметь резонансный и поэтому необратимый характер только при учете плотности вещества [34], причем в вероятности

$$P(\nu_L \rightarrow \nu_R) = \frac{(2\mu_\nu B_\perp)^2}{(V - \dot{\Phi})^2 + (2\mu_\nu B_\perp)^2} \sin^2 \left(\sqrt{(V - \dot{\Phi})^2 + (2\mu_\nu B_\perp)^2} \frac{r}{2} \right) \quad (11)$$

резонанс $V = \dot{\Phi}$ реализуется как для переходов майорановских нейтрино $\nu_{e_L} \rightarrow \nu_{\mu_R}^c$, когда происходит сдвиг САПН резонанса ($V = \sqrt{2} G_F (n_e - n_n) - \Delta m^2/2E = 0$) при $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \neq 0$, так и для дираковских нейтрино, когда $m_{\nu_L} = m_{\nu_R} = m_{\nu_e}$, т.е. $\Delta m^2 = 0$. Отметим, что случай ПСН с электронным дираковским нейтрино ($\nu_{e_L} \rightarrow \nu_{e_R}$) наиболее интересен в задаче [34], но при наличии недиагонального магнитного момента у дираковского нейтрино $\mu_{12} \neq 0$ возможен и САПН переход $\nu_{e_L} \rightarrow \nu_{\mu_R}$ в стерильное мюонное нейтрино, когда $V = \sqrt{2} G_F (n_e - n_n/2) - \Delta m^2/2E$.

В отсутствие вещества ($n_e = n_n = 0$) в постоянном и однородном магнитном поле ($\dot{\Phi} = \Phi = 0$) САПН подавлена по сравнению с обычной прецессией [20] из-за относительно большого расщепления уровней $\Delta E = \Delta m^2/2E$ [6]. Однако в среде, как можно видеть из формулы (11) в случае $\dot{\Phi} \neq 0$, возможно резонансное усиление прецессии.

Потенциал V в этой формуле может быть записан в виде [7, 36]

$$V = c_L - c_R - \Delta m^2/2E,$$

где $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0$ и $c_L = G_F (2n_e - n_n)/\sqrt{2}$ — потенциал электронных (левых) нейтрино, $c_R = 0$ для дираковских правых мюонных нейтрино ν_{μ_R} , и $c_R = G_F n_n/\sqrt{2}$ в майорановском случае с активными $\nu_{\mu_R}^c$.

Физически САПН является как бы комбинированным эффектом нейтринных осцилляций (т.е. также зависит от энергии нейтрино) и ПСН во внешнем магнитном поле, но с возможностью использовать все преимущества недиагонального по ароматам магнитного момента $\mu_{12} \neq 0$ в отличие от собственного (диагонального) магнитного момента дираковского нейтрино.

В частности, майорановские нейтрино, обладающие только недиагональным (переходным) магнитным моментом, не подвержены критерию, ограничивающему их магнитный момент в результате появления в космологии дополнительных степеней свободы (через электромагнитный канал в νe -рассеянии [26, 37], через САПН в случайных магнитных полях [30] и наработку ненаблюдаемого избытка распространенности гелия в ранней Вселенной). Майорановские правые антинейтрино как истинно нейтральные частицы есть те же левые активные нейтрино, и полное число степеней свободы для трех ароматов не увеличивается ($3 \cdot 2 = 6$).

Таким образом, зависимость состояния нейтрино от плотности вещества в процессе распространения через среду с большим масштабом неоднородности оказывается весьма различной. Среда может подавлять ПСН дираковских нейтрино в постоянном магнитном поле [6] и может усиливать резонансным образом нейтринные осцилляции [1] или САПН в том же магнитном поле [7]. Характерно, что в вакууме все эффекты сохраняются, меняясь только количественно.

Отметим, что для дираковских антинейтрино в низшем порядке по константе G_F меняется знак потенциала в среде ($V(V \rightarrow -V)$) и, соответственно, знак длины рефракции $l_0 = 2\pi/V$, $l_0 \rightarrow -l_0$. Поэтому для того же знака разности $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0$ в случае антинейтрино не существуют резонансные нейтринные осцилляции (5) или САПН в магнитном поле, а, наоборот, среда подавляет эти эффекты для антинейтрино.

В заключение этого раздела, завершая краткий обзор литературы по распространению нейтрино в недиспергирующей среде, укажем более общие формулы для потенциала V , следующие из вычисления собственной энергии нейтрино в тепловой бане фоновых частиц [38] и ведущие к тонким эффектам в ранней Вселенной [13, 38].

Основной вклад в потенциал V определяется сдвигом энергии нейтрино в среде, получаемым с помощью статистического усреднения локально-точечного (в используемом низкоэнергетическом приближении) микроскопического лагранжиана взаимодействия стандартной модели

$$L_{int} = G_F \sqrt{2} \sum_j \left[\bar{\Psi}_j \gamma_\mu (g_L^{(j)} (1 - \gamma_5) + g_R^{(j)} (1 + \gamma_5)) \Psi_j \right] \times \\ \times \left[\bar{\Psi}_\nu \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \Psi_\nu \right], \quad (12)$$

где $g_{L,R}^{(j)}$ — известные константы для фермионов среды ($j = e, \nu, u, d$), включая составляющие нуклоны кварки [39]. В частности, для электронов с учетом вклада заряженных токов константы равны

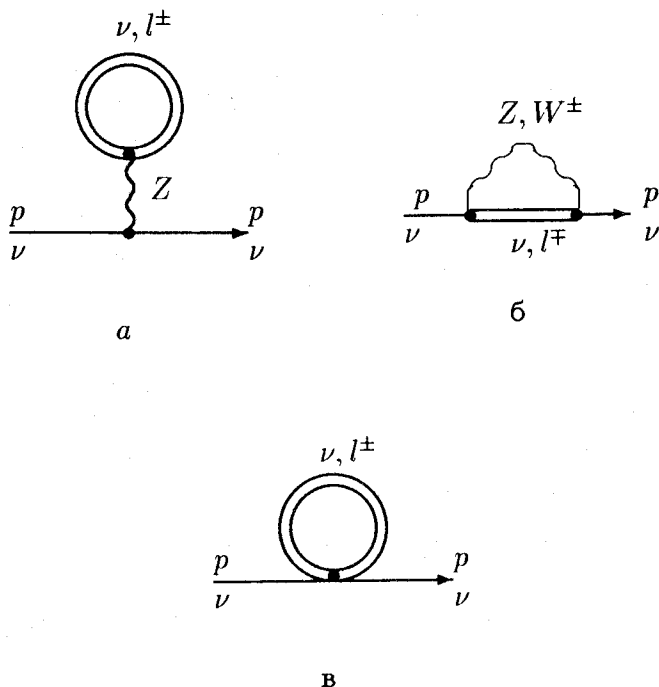


Рис. 1. Собственно-энергетические диаграммы для пробного нейтрино в среде. Двойными линиями обозначены электрон-позитронные пропагаторы в среде

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

В соответствии с критерием (обсуждавшимся выше) для однородных равновесных сред статистическое усреднение тока фоновых частиц в (12) отвечает амплитуде рассеяния вперед или собственно-энергетической диаграмме рис.1,а для пробного нейтрино, погруженного в тепловую баню [38].

Использование локального лагранжиана (12) в уравнениях Дирака ведет к спектрам безмассовых дираковских нейтрино и антинейтрино

$$\begin{aligned} E &= p + V(1 - r)/2 \quad \text{для } \nu, \\ E &= p - V(1 + r)/2 \quad \text{для } \bar{\nu}. \end{aligned} \quad (13)$$

В формулах (13) величина $r = \pm 1$ — спиральность нейтрино, сохраняющаяся в однородной среде. Нетрудно видеть из (13), что дираков-

ские правые нейтрино ($r = +1$) и левые антинейтрино ($r = -1$) стерильны.

Далее, следуя авторам [13, 38], мы ограничим наше внимание низкими энергиями нейтрино $E < 100$ МэВ и соответствующими температурами в равновесной среде, когда, с одной стороны, можно пренебречь наличием мюонов в среде, а с другой — суммировать вклады кварков во взаимодействии нейтрино с нуклонами.

В этих условиях спектр электронных нейтрино (13) определяется потенциалом

$$V = G_F n_\gamma \sqrt{2} L_0, \quad (14)$$

зависящим от асимметрии или от разностей плотностей числа частиц и античастиц L_0 , нормированной на плотность фотонов n_γ в ранней Вселенной:

$$L_0 = L_e - \frac{L_n}{2} + 2L_{\nu_e} + L_{\nu_\mu} + L_{\nu_\tau}, \quad (15)$$

где $L_i = (n_i - \bar{n}_i)/n_\gamma$.

Отметим отсутствие в (15) вклада протонов (антипротонов), точно сокращающегося с вкладом нейтрального тока электронов (позитронов) (см. (12) и [39]).

Из формул (14), (15), в отсутствие вклада античастиц и в пренебрежении вкладом нейтринного фона, получим потенциал $V = G_F \sqrt{2} (n_e - n_n/2)$ (8), использовавшийся выше в формулах (4) и (10) для резонансных нейтринных осцилляций [1] и ПСН [6]. Если для вырожденного плотного вещества коллапсирующей звезды, в отсутствие античастиц и в равновесных условиях нейтринной непрозрачности, сохранить три первых слагаемых суммы (15), то потенциал (14) совпадет с формулой (1) работы [33].

Как уже упоминалось выше, для дираковского антинейтрино потенциал (14) меняет знак.

Однако если в том же однопетлевом приближении в диаграмме рис. 1, б вычислить поправки от конечной массы калибровочных бозонов (выход за рамки применимости точечного лагранжиана (12)), то потенциал взаимодействия электронных нейтрино с тепловой баней [38]

$$V_L = \sqrt{2} G_F n_\gamma(T) [L_0 - AT^2/M_W^2], \quad A \sim 55 \quad (16)$$

будет зависеть от дополнительной поправки ($T \ll M_W$), не меняющей знака при переходе от пробного нейтрино к пробному антинейтрино.

Как известно, барионная асимметрия сохраняется в процессе расширения Вселенной на уровне $(n_B - \tilde{n}_B)/n_\gamma \sim 10^{-9}$. С учетом сохранения в стандартной модели разности барионных и лептонных чисел $B - L$ лептонная асимметрия должна быть на том же уровне $L_0 \sim 10^{-9}$. Это означает, что для рассматриваемых здесь температур $T \gg m_e$ поправка в потенциале (16) является существенной.

Различие абсолютных величин потенциала (16) для нейтрино и антинейтрино приводит к различным глубинам ПСН в первичном магнитном поле ранней Вселенной (10) или к разным показателям преломления.

Как следствие различия таких лево-правых переходов ($\nu_L \rightarrow \nu_R$, $\tilde{\nu}_R \rightarrow \tilde{\nu}_L$), может возникнуть недопустимо большая асимметрия нейтрино $L_{\nu_e} = (n_\nu - \tilde{n}_\nu)/n_\gamma$ к моменту начала нуклеосинтеза легких элементов. Из ограничения на распространенность последних можно получить космологические верхние пределы на произведение $\mu_\nu B_\perp$.

В отсутствие магнитного поля те же соображения при анализе резонансных нейтринных осцилляций ($\nu_e \leftrightarrow \nu_x$) с участием стерильного $\nu_x \neq \nu_{e_R}$ нейтрино в тепловой бане с потенциалом (16) приводят к ограничениям на угол смешивания активных и стерильных нейтрино [13].

Перечисление ограничений на фундаментальные параметры Δm^2 , θ_ν , m_ν , μ_ν , следующих из рассмотрения всех эффектов распространения нейтрино в среде, выходит за рамки настоящего обзора (см., например, [40]).

Выше мы ограничились анализом работ других авторов с единственной целью — показать отличие нашего подхода к проблеме электродинамики нейтрино в среде и прежде всего в ДС.

2. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НЕЙТРИНО В ДС

2.1. Собственные моды в изотропной плазме. Сначала приведем некоторые общие сведения из физики плазмы, знания которых будет достаточно при чтении этого раздела обзора для читателя — специалиста в области физики высоких энергий.

Выбор плазмы в качестве среды упрощает иллюстрацию общих свойств всех ДС. Например, в таком анизотропном веществе, как ферро-

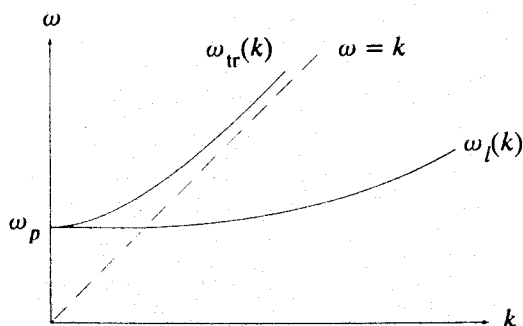


Рис.2. Спектры продольных $\omega_l(k)$ и поперечных $\omega_{tr}(k)$ плазмонов в изотропной плазме

магнетик, вместо излучения плазмонов движущимся нейтрино (фотонов в среде) появится излучение магнонов [41] и т.д.

Характерным свойством всех ДС является наличие в них самосогласованного электромагнитного поля $\delta A_\mu(x, t)$, описываемого уравнениями Максвелла с индуцированным (этим же полем) током. В плазме индуцированный ток имеет в фурье-представлении вид

$$\delta j_\mu(\omega, \mathbf{k}) = \Pi_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}) \delta A^\nu(\omega, \mathbf{k}), \quad (17)$$

где в изотропном случае поляризационный тензор $\Pi_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})$ определяется двумя функциями линейного отклика — продольной $\epsilon_l(\omega, k)$ и поперечной $\epsilon_{tr}(\omega, k)$ диэлектрическими проницаемостями. Отметим, что при учете спина электронов среды в среднем векторном токе $\delta j_\mu(\omega, \mathbf{k}) = e\delta \langle \bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_e \rangle$ (17), помимо тока проводимости, присутствует ток намагничивания $\delta \mathbf{j} = \text{rot } \delta \mathbf{M}$, зависящий от магнитной проницаемости ($\sim (\mu^{-1}(\omega, k) - 1)$). Эта третья функция линейного отклика по теореме Бора — Ван-Левена (см., например, [42]) является в классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) зависимой от $\epsilon_{l, tr}$ характеристикой среды, не существенной для плазмы ($\mu \approx 1$). Однако для ферромагнетика ($\mu \gg 1$) ток намагничивания оказывается важным при вычислении анапольного момента нейтрино [17].

Нетривиальные решения уравнений Максвелла ($\delta A_\mu \neq 0$) существуют для волн, удовлетворяющих известным дисперсионным уравнениям

$$\epsilon_l(\omega, k) = 0, \quad (18)$$

$$\epsilon_{tr}(\omega, k) - k^2/\omega^2 = 0, \quad (19)$$

имеющим решения (спектры плазмонов), отличные от спектров вакуумных фотонов ($\omega \neq k$, см. рис. 2).

Например, поперечные плазмоны в холодной плазме $\omega_{tr} = \sqrt{\omega_p^2 + k^2}$ обладают массой $m_\gamma \neq 0$, равной частоте ленгмюровского плазмона:

$$m_\gamma = \omega_p = (4\pi\alpha n_0/m_e)^{1/2}, \quad \alpha = e^2.$$

В вакууме при выходе за границы плазмы ($n_0 \rightarrow 0$) такие плазмоны трансформируются в обычные фотоны ($q^2 = 0$), но в среде калибровочная инвариантность второго рода для «фотонов», определяемых дисперсионными уравнениями (18), (19), является нарушенной, т.е. $q^2 \neq 0$.

Это снимает кинематический запрет на излучение таких плазмонов свободным зарядом, движущимся в среде. Однако в изотропной плазме существует только поляризационное излучение продольных волн, для которых возможен черенковский резонанс фазовой скорости волны ($v = \omega_l/k$) и скорости излучающего заряда (см. рис. 2, где $\omega_l/k < 1$ ниже биссектрисы $\omega = k$).

Для поперечных волн, у которых фазовая скорость ω_{tr}/k всегда превышает скорость света, $\omega_{tr}/k > 1$, такое излучение (в изотропном случае) невозможно, только в магнитоактивной плазме спектры поперечных волн допускают значения показателя преломления $n = k/\omega_{tr} > 1$, т.е. становится возможным черенковское излучение поперечных волн.

Нормальные моды, описываемые уравнениями (18), (19), являются слабозатухающими в равновесной среде, т.е. при излучении движущимся нейтрино такие волны далеко распространяются, вовлекая во взаимодействие большое число частиц среды. При этом для продольных волн возможно как слабое бесстолкновительное затухание (ландау-демпинг или обратный черенковский эффект поглощения электронами среды), так и столкновительное затухание (виртуальный плазмон в электромагнитном νl -рассеянии).

Поперечные плазмоны затухают в изотропной плазме только столкновительным образом по той же причине отсутствия черенковского резонанса ($\omega_{tr}/k > 1$) с излучающими (поглощающими) частицами, имеющими скорости $v \leq 1$.

Знание этих сведений из физики плазмы поможет пониманию специфики электромагнитного взаимодействия нейтрино в ДС.

Ниже мы приводим сводку результатов однопетлевых вычислений электромагнитной вершины нейтрино в различных средах и в различных электрослабых моделях. Детали вычислений можно найти в цитируемой литературе. Отметим, что все типы электромагнитных вершин

вычислялись авторами двумя способами, дающими совпадающие результаты: диаграммным методом с использованием термодинамических функций Грина и методом квантового релятивистского уравнения для нейтрино.

2.2. Электромагнитная вершина нейтрино в среде. Приведем результаты точных вычислений электромагнитной вершины нейтрино, сделанных в однопетлевом приближении для различных сред и электро-слабых моделей.

Впервые в простейшем случае изотропной плазмы вычисление электромагнитной вершины нейтрино было проделано Адамсом, Рудерманом и Ву [43] еще в 1963 г. в рамках старой $V-A$ -модели с заряженными токами.

Авторы [43] рассчитали энергетические потери или скорость остывания плотной звезды в процессе распада плазмонов $\gamma_{l, tr}$ на пару активных нейтрино — антинейтрино $\gamma_{l, tr} \rightarrow \bar{\nu}$, что вносит, в частности, определяющий вклад в скорость остывания вырожденного электронного газа белых карликов. Разумеется, было использовано известное к тому времени значение поляризационного тензора КЭД плазмы [44] и показано, что вклад среднего аксиального тока в вероятность распада $\gamma \rightarrow \bar{\nu}$ много меньше поляризационного вклада среднего векторного тока.

Некоторые численные ошибки работы [43] были учтены в ряде последующих работ, использовавших $V-A$ -модель, например, получен правильный результат в работе Зайди [45].

Уточнение вероятностей различных электрослабых процессов, существенных в эволюции звезд, проводилось в многочисленных работах после открытия стандартной модели [46]. Для того же процесса $\gamma \rightarrow \bar{\nu}$ укажем здесь на одну из работ Дикуса [47].

Однако аксиальный электромагнитный формфактор не вводился в стандартной модели вплоть до появления [15], по-видимому, в связи с наличием единственного (до появления наших работ) примера коллективного процесса в плазме с участием нейтрино — распада плазмона $\gamma \rightarrow \bar{\nu}$, где вклад аксиального тока действительно несуществен [43].

Стандартная модель. В изотропной ДС электромагнитная вершина дираковского нейтрино в системе покоя среды $\Omega_\mu = \delta_{\mu 0}$ имеет вид [48]:

$$\Gamma_\mu^{(D)}(\omega, \mathbf{k}) = \alpha^{-1} [G_V \Pi_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}) \gamma^\nu + i \epsilon_{\mu\nu\sigma 0} A(\omega, \mathbf{k}) q^\nu \gamma^\sigma] L, \quad (20)$$

где $A(\omega, \mathbf{k})$ — магнитный аксиальный формфактор [15], происходящий от среднего аксиального тока частиц среды, пропорциональный слабой константе G_F и константе $c_A = g_R - g_L$ ($c_A = +0,5$ для электронного нейтрино

и $c_A = -0,5$ для $\nu_{\mu,\tau}$; $L = (1 - \gamma_5)/2$ — проекционный оператор для лево-го нейтрино⁵ (см. рис.3). Для КЭД-плазмы поляризационный тензор $\Pi_{\mu\nu}$, не зависящий от G_F , в произвольной системе отсчета $\Omega_\mu \neq \delta_{\mu_0}$, был ранее вычислен в [50]. Как и в [51], тензор $\Pi_{\mu\nu}$ может быть записан в точечном приближении:

$$G_V \Pi_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})/\alpha = F_l(\omega, k) \hat{e}_\mu \hat{e}_\nu + F_{tr}(\omega, k) \delta_{\mu i} \delta_{\nu j} (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j),$$

где $G_V = 2G_F c_V$; $i, j = 1, 2, 3$; $F_{l,tr}$ — продольный и поперечный электромагнитные формфакторы нейтрино, имеющие в изотропной плазме (в пределе температур $T \ll M_W$) вид [48, 16]:

$$F_l(\omega, k) = G_F \sqrt{2} c_V (\epsilon_l(\omega, k) - 1) q^2/\alpha, \tag{21}$$

$$F_{tr}(\omega, k) = G_F \sqrt{2} c_V (\epsilon_{tr}(\omega, k) - 1) \omega^2/\alpha. \tag{22}$$

Здесь векторная константа $c_V = 2\xi + 1/2$ для электронного нейтрино и $c_V = 2\xi - 1/2$ для $\nu_{\mu,\tau}$ -нейтрино. Вкладом тяжелых адронов среды в электромагнитную вершину (20) мы пренебрегаем, считая для простоты фон неподвижным.

В несколько ином виде, после переобозначения переменных совпадающем с (20) [18], электромагнитная вершина дираковского нейтрино в изотропном электронном газе (плазме с неподвижными ионами) была получена также Д'Оливо и др. в [52, (ф-ла (3.1))].

Во внешнем электромагнитном поле A_μ^{ext} плазма становится анизотропной, и количество функций линейного отклика увеличивается.

При разбисении полного поля A_μ на сумму $A_\mu = A_\mu^{\text{ext}} + \delta A_\mu$ со слабым ($\delta A_\mu \ll A_\mu^{\text{ext}}$) самосогласованным электромагнитным полем функции

⁵Исправление (в два раза) коэффициента перед магнитным (аксиальным) формфактором сделано авторами [16], и поправка к расчету [48] сечения νe -рассеяния в плазме учтена в [49]. Появление множителя α^{-1} в первом слагаемом (20) связано с определением электромагнитного тока $e\bar{\nu}(p')\Gamma_\mu\nu(p)$ и стремлением сохранить здесь стандартный вид поляризационного тензора КЭД $\Pi_{\mu\nu}$. Во втором слагаемом (20) множитель α^{-1} можно включить в формфактор $A(\omega, k)$, и, с учетом определения $A(\omega, k)$ [15], магнитный формфактор вообще не будет зависеть от константы α (как и отношение $\Pi_{\mu\nu}/\alpha$, вычисленное в том же однопетлевом приближении).

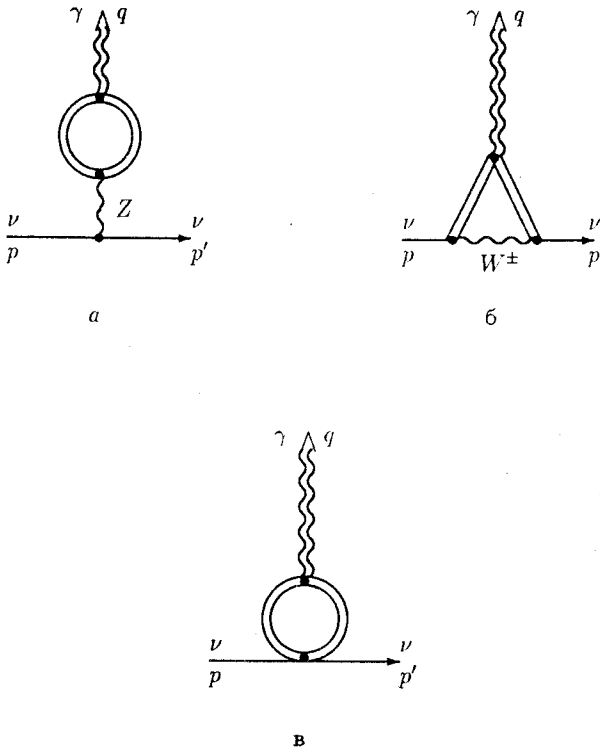


Рис.3. Электромагнитная вершина Γ_μ нейтрино в среде. Двойными линиями обозначены электрон-позитронные пропагаторы в среде; двойной волнистой линией — фотон в среде (плазмон) с импульсом $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$ и поляризацией e_μ . В используемом низкоэнергетическом приближении $|q^2| \ll M_W^2$ опущен вклад самодействия полей Янга — Миллса

линейного (по δA_μ) отклика нелинейным образом зависят от A_μ^{ext} . Если известны точные решения уравнений Дирака для электронов во внешнем поле A_μ^{ext} , то матрица плотности электронов в среде может быть вычислена с использованием этих решений для произвольно сильного поля A_μ^{ext} .

В квазиклассическом приближении, например, в относительно слабом однородном и постоянном поле $B_0 \ll m_e^2/e \sim 4 \cdot 10^{13}$ Гс, задача упро-

щается благодаря возможности учета только классического ларморовского вращения электронов среды.

С использованием такого ВКБ-условия электромагнитная вершина дираковского нейтрино в магнитной плазме (анизотропной ДС) была вычислена в [53]:

$$\Gamma_{\mu}^{(D)}(\omega, \mathbf{k}, B_0) = \left[\frac{G_F \sqrt{2} c_V}{\alpha} \Pi_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}, B_0) \gamma^{\nu} + i \delta_{\mu i} G_F \sqrt{2} e_{ik} k_l A_k^{\nu}(\omega, \mathbf{k}, B_0) \gamma_{\nu} \right] L. \quad (23)$$

Пространственные компоненты классического поляризационного тензора $\Pi_{ij}(\omega, \mathbf{k}, B_0)$ известны из литературы по физике плазмы [53], временные и смешанные компоненты определяются из сохранения индуцированного электромагнитного тока: $\Pi_{00} = \Pi_{ij} k_i k_j / \omega^2$, $\Pi_{i0} = \Pi_{0i} = \Pi_{ij} k_j / \omega$.

Дополнительная дисперсионная характеристика $A_k^{\nu}(\omega, \mathbf{k}, B_0)$ в формуле (23) возникает в стандартной электрослабой модели из усреднения аксиального тока электронов и равна [53]:

$$A_k^{\nu}(\omega, \mathbf{k}, B_0) = \int \frac{d^3 p}{\varepsilon_p} a_k^{\nu}(\mathbf{p}) \frac{\partial f_0^e(\varepsilon_p)}{\partial \varepsilon_p} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(b_e) \times \left[\omega \left(P \frac{1}{\omega - k_z v_z - n \Omega_e / \gamma} - i \pi \delta \left(\omega - k_z v_z - \frac{n \Omega_e}{\gamma} \right) \right) - 1 \right], \quad (24)$$

где тензор $a_k^{\nu}(\mathbf{p})$ имеет компоненты $a_k^0(\mathbf{p}) = p_k / m_e$, $a_{ik} = \delta_{ik} + p_i p_k / (m_e (\varepsilon_p + m_e))$ и соответствует поляризационному 4-вектору $a^{\nu} = a_k^{\nu} \zeta_k$ в матрице плотности электрона $(\hat{p} + m_e)(1 - \hat{a} \gamma_5)$, который в системе покоя имеет поляризацию $\sqrt{\zeta_i \zeta_i} \leq 1$. Далее в (24) входят: $f_0^e(\varepsilon_p)$ — равновесная фермиевская функция распределения электронов, $J_n(b_e)$ — функция Бесселя с аргументом $b_e = k_{\perp} v_{\perp} \gamma / \Omega_e$; $\Omega_e = e B_0 / m_e$ — циклотронная частота в магнитном поле B_0 , направленном по оси z ; $\gamma = \varepsilon_p / m_e$.

Наконец, укажем также еще на один результат для стандартной модели — электромагнитную вершину нейтрино в ферромагнетике, использовавшуюся для вычисления индуцированного магнитного [41] и анапольного [17] моментов нейтрино в этой среде. Для вычисления этих моментов достаточно знать взаимодействие нейтрино со статическим

поперечным полем. Вершина Γ_μ в этом случае имеет 3-векторную часть [17,41]:

$$\Gamma_n^{(D)}(0, \mathbf{k}) = \left[\frac{G_F \sqrt{2} c_\nu}{\alpha} \gamma_i e_{imp} e_{kln} k_m k_l (\mu_{kp}^{-1}(0, k) - \delta_{kp}) + \frac{G_F 2\sqrt{2} m_e}{\alpha} c_A \gamma_i e_{nkp} k_p (\mu_{ik}^{-1}(0, k) - \delta_{ik}) \right] L, \quad (25)$$

где $\mu_{ik}(\omega, \mathbf{k})$ — тензор магнитной проницаемости.

Подчеркнем, что формулы (20), (23), (25) описывают электромагнитную вершину нейтрино в одной и той же стандартной модели электрослабых взаимодействий, но в различных средах. Общим слагаемым в этих вершинах была бы опущенная и несущественная здесь (см. начало этого раздела) вакуумная часть $\Gamma_\mu^{\text{vac}}(q^2)$, в которой аномальный магнитный момент вообще исчезает в пределе нулевой массы нейтрино ($m_\nu \rightarrow 0$).

Расширенные модели. Напомним, что выход за рамки стандартной модели необходим для согласования всех известных на сегодня экспериментов с естественными источниками нейтринных потоков, в частности, для объяснения дефицитов потоков солнечных (электронных) и атмосферных (мюонных) нейтрино, а также горячей компоненты темной материи (HDM) при интерпретации данных эксперимента COBE.

Обобщения простейших вакуумных моделей, симметричной $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ [55,56] и модели с заряженным скалярным $SU(2)_L$ -синглетом [57], на случай изотропной среды рассмотрены в работах [18,58], модели с дополнительной горизонтальной $SU(2)_H$ -симметрией [59,60] — в работе [61]. Общее свойство этих моделей — появление уже на древесном уровне дополнительных лоренцевых структур во взаимодействии нейтрино с заряженными лептонами: S (скалярной) [18,58,61] и T (тензорной) [18,61], ведущих к изменению спиральности нейтрино.

Такое изменение спиральности не связано с наличием у нейтрино массы покоя или вакуумного магнитного момента. Соответствующие дополнительные древесные диаграммы (с обменом дополнительными хиггсонами) приводят к увеличению полного сечения рассеяния нейтрино на заряженных лептонах $\nu_L l^- \rightarrow \nu_R l^-$ на 5 порядков по сравнению с вкладом электромагнитного канала рассеяния через вакуумный магнитный момент в той же модели [26,62].

Обобщение указанных вакуумных расширенных моделей на случай изотропной среды автоматически приводит к появлению эффективной лоренц-инвариантной массы нейтрино, пропорциональной плотности вещества [18,61,63].

В рамках электродинамики нейтрино интересно рассмотреть вклад указанных выше дополнительных S, T -структур в электромагнитную вершину, вычисляемую в том же однопетлевом приближении, что и в стандартной модели, и обязанную поляризации ДС движущимся нейтрино.

Одним из следствий модифицированной электромагнитной вершины может быть эффект экранировки вакуумного магнитного момента в плотной среде, связанный со сменой знака полного магнитного момента и обращением $\mu_\nu^{(tot)}$ в нуль при некоторой критической плотности [18,61].

Мы рассмотрим ниже в разд.3 на примере простейшей минимальной симметричной модели другой электромагнитный эффект в ДС — изменение спиральности дираковского нейтрино в плазме при пренебрежении вакуумным магнитным моментом.

Минимальная симметричная модель $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ [55,56]. Появление в этой модели второго (тяжелого) Z -бозона не приводит к качественному изменению электромагнитного взаимодействия нейтрино с веществом, поскольку дополнительная диаграмма в модели [56] будет аналогична рис.3,а, т.е. не будет приводить к изменению спиральности, и оказывается малой поправкой для $m_{Z_R} \gg m_{Z_L}$. Наоборот, поправки от тяжелого правого W -бозона, несмотря на их относительную малость, связанную с ограничениями на угол смешивания ζ для $W_{L,R}$ -бозонов [56,64], ведут к качественному эффекту — изменению спиральности нейтрино $\nu_L \rightarrow \nu_R$.

В электромагнитной вершине дираковского нейтрино для изотропной ДС (20) в модели [56] появится дополнительное слагаемое от вклада заряженных правых токов (от смешивания $W_{L,R}$ -бозонов) [65]:

$$\Gamma_\mu^{add}(\omega, k) = 2\sqrt{2} \frac{G_F}{\alpha} \sin 2\zeta m_e A(\omega, k) \left[\Omega_\mu - \frac{(q\Omega) q_\mu}{q^2} \right], \quad (26)$$

где $A(\omega, k)$ — тот же магнитный формфактор [15], который вводился в стандартной модели для вершины (20), Ω_μ — 4-скорость среды.

По своему происхождению вершина (26) есть очевидный результат усреднения в ДС вакуумного произведения скаляров $(\bar{\Psi}_\nu \Psi_\nu)$, автоматически возникающего при использовании правила Фирца для лаг-

ранжиана взаимодействия [56], включающего правые заряженные токи. Помимо вершины (26) использование лагранжиана [56] ведет к появлению в однородной среде конечной массы нейтрино [63].

В той же вакуумной модели при применении правила Фирца появляется еще один дополнительный вклад, пропорциональный псевдоскаляру $\bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_e$ и не существенный для изотропной среды, т.е. $\langle \bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_e \rangle = 0$.

Однако в ферромагнетике такое слагаемое приведет к дополнительному вкладу в вершине (25), также пропорциональному параметру смешивания $\sin 2\zeta$, если учесть связь среднего псевдоскаляра с намагниченностью $\mathbf{M}(\mathbf{x}, t)$ [18]:

$$\langle \bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_e \rangle = \text{div } \mathbf{M}(\mathbf{x}, t) / e.$$

2.3. Индуцированные электрический заряд и магнитный момент нейтрино. К термину «электрический заряд» следует относиться с известной осторожностью. Во-первых, неуниверсальность этой характеристики, в отличие от заряда электрона, заключается в зависимости заряда нейтрино от меняющейся плотности, температуры среды. Во-вторых, нейтрино имеет разные «электрические заряды» при одних и тех же температуре и плотности среды в зависимости от пространственно-временных характеристик действующих на нейтрино внешних электромагнитных полей или моды собственного электромагнитного излучения движущегося нейтрино.

Так, индуцированный электрический заряд [14]

$$e_v^{\text{ind}} = - \frac{|e| G_F c v}{2\pi \alpha \sqrt{2} r_D^2} \quad (27)$$

следует назвать квазистатическим. Посредством такого заряда нейтрино будет взаимодействовать с соответствующим электрическим полем.

Взаимодействие нейтрино с высокочастотным электромагнитным полем ($\omega \gg k(v)$) описывается зарядом [66]

$$e_v^{\text{ind}} = - \frac{|e| G_F c v \omega_p^2}{2\pi \alpha \sqrt{2}}, \quad (28)$$

зависящим от другой характеристики среды — ленгмюровской частоты ($\omega_p = \langle v \rangle / r_D$).

Для антинейтрино притяжение электронов сменяется отталкиванием, и индуцированный электрический заряд (27), (28) меняет знак.

Конечно, при внесении в ДС пробного нейтрино глобальная калибровочная инвариантность (1-го рода) остается ненарушенной, т.е. для

электронейтральной в целом системы (с учетом неподвижного фона тяжелых ионов) полный электрический заряд равен нулю.

Коллективное взаимодействие ν_μ, ν_τ нейтрино с веществом впервые рассмотрено в работах [67,68,69], где авторы ограничились вкладом нейтральных токов. Отметим, что в работе [67] поляризационные потери нейтрино в плазме рассчитывались классическим образом по потоку Умова — Пойнтинга. В случае малого заряда нейтрино справедливо приближение Бете ($e_\nu^{\text{ind}}/e/\hbar c \ll 1$, сравни у Бете $Ze^2/\hbar v \ll 1$), и необходимый квантовый расчет осуществлен в [70].

Несколько иным способом электромагнитная вершина и индуцированный электрический заряд нейтрино в среде были также получены Ольтером и Кайнулайненом [71]. Для вырожденного электронного газа индуцированный заряд, вычисленный в [71], отличается от (28) только множителем $4/3$.

Величина индуцированного заряда (27), как нетрудно видеть, оказывается малой: порядка $\sim 10^{-16}e$ в металле или $\sim 10^{-8}e$ в условиях коллапсирующей звезды с плотностью $\rho \sim 10^{12} \text{ г/см}^3$.

Однако, несмотря на такую малую величину, индуцированный электрический заряд нейтрино ведет к важным следствиям: поляризационному [70], черенковскому [14] излучению левого нейтрино в ДС, $\nu_L \rightarrow \nu_L \gamma$, или к экранировке упругого рассеяния нейтрино на ядрах в плотной плазме коллапсирующей звезды [72], заметно влияющей на динамику коллапса [73] (см. разд.4).

Корректное определение зарядов (27) и (28) в изотропной ДС непосредственно следует из нормировки продольного и поперечного электромагнитных формфакторов (21) и (22), определяющих векторную часть электромагнитной вершины нейтрино в стандартной модели (20). Например, статический заряд (27) следует из нормировки формфактора (21), т.е. $e_\nu^{\text{ind}}/|e| = \lim_{k \rightarrow 0} F_L(0, k)$.

Важно подчеркнуть, что в наблюдаемые величины: сечения, потери энергии нейтрино в ДС входят, конечно, формфакторы. Точно так же, как для электрона, все мультипольные электромагнитные моменты нейтрино определены только для статической ситуации с покоящимся в ДС массивным нейтрино ($m_\nu \neq 0$) [16]. Неоднородность электронной концентрации, вызванная поляризацией ДС слабыми силами в первично однородной (до внесения пробного нейтрино) среде, и есть индуцированный заряд нейтрино.

Хорошей иллюстрацией аналогии с обычным зарядом является та часть сечения упругого рассеяния нейтрино на неподвижном кулоновском центре, которая отвечала бы модификации диаграммы рис.3,в, с заменой свободного плазмона на виртуальный. При пренебрежении нейтральными токами эта диаграмма является единственной в νA -рассеянии и отвечает сечению [72]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 (e_v^{\text{ind}}/e)^2 [1 - v^2 \sin^2 \theta/2 - m_\nu^2/2E^2]}{2v^2 p^2 [\sin^2 \theta/2 + (2pr_D)^{-2}]^2}, \quad (29)$$

где заряд нейтрино равен (27), m_ν — масса покоя нейтрино, которая может быть равна нулю ($v = 1$).

Результат (29) отличается от случая рассеяния электрона на том же экранированном потенциале [74] несущественным слагаемым $m_\nu^2/2E^2$ в числителе (29), являющимся следствием наличия γ_5 — матрицы в электромагнитной вершине нейтрино, и существенным множителем $(e_v^{\text{ind}}/e)^2$, определяемым формулой (27).

Если в случае рассеяния электрона на кулоновском центре в вакууме ($r_D \rightarrow \infty$) мы получим из (29) без учета множителя $(e_v^{\text{ind}}/e)^2$ стандартное сечение Мотта — Резерфорда, то в случае нейтрино в пределе $r_D \rightarrow \infty$ (вакуум) исчезает сам заряд e_v^{ind} (см. (27)).

Поэтому имеет смысл сравнивать кулоновское рассеяние нейтрино с рассеянием электронов в той же ДС. Отметим, что полное сечение $\sigma(E)$ в среде не будет иметь зависимости $\sim E^{-2}$ как для электронов, так и для нейтрино из-за дебаевской экранировки потенциала, устраняющей кулоновскую расходимость.

Аналогичное сечение рассеяния майорановского нейтрино на кулоновском центре отличается от (29) заменой в числителе множителя в квадратных скобках на $[1 - v^2 \sin^2 \theta/2 - m_\nu^2/E^2]$, обращающегося в нуль для остановившегося нейтрино ($v = 0$), что означает отсутствие у нейтрино Майорана индуцированного электрического заряда, в отличие от нейтрино Дирака [16].

Однако, в отличие от вакуума, движущееся майорановское нейтрино излучает в ДС электромагнитные волны, как и нейтрино Дирака ($\nu \rightarrow \nu\gamma$), в том числе безмассовое нейтрино, для которого электромагнитные характеристики (формфакторы в среде) совпадают для обоих вариантов (нейтрино Дирака и Майорана).

Индукцированный магнитный момент нейтрино $\mu_k^{\text{ind}} = \frac{1}{2} \int d^3r [\mathbf{r} \mathbf{J}]_k$, определяемый электромагнитным током нейтрино $J_\mu = e\bar{\nu}_L(p') \Gamma_\mu \nu_L(p)$ с вершиной Γ_μ (20), не приводит к изменению спиральности, т.е. в этом смысле напоминает нормальный магнитный момент дираковской заряженной частицы

$$\mu_\nu^{\text{ind}} = \frac{eG_F}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \lim_{k \rightarrow 0} A(0, k) \quad (30)$$

в случае взаимодействия со статическим магнитным полем или

$$\tilde{\mu}_\nu^{\text{ind}} = \frac{eG_F}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \lim_{\omega \rightarrow \infty} A(\omega, k) \quad (31)$$

в случае взаимодействия нейтрино с высокочастотным поперечным электромагнитным полем. Нетрудно проверить с помощью явного выражения для магнитного формфактора $A(\omega, k)$ [15], что из (30) следует результат

$$\mu_\nu^{\text{ind}} = \frac{e_\nu^{\text{ind}}}{2m_e c_\nu} \quad (32)$$

и точно такое же выражение для момента (31) с заменой индуцированного заряда e_ν^{ind} (27) на (28). Для параметра стандартной модели $\xi = 0,25$ ($c_\nu = 1$) магнитный момент (32) имеет канонический вид с тем отличием, что в знаменателе вместо массы нейтрино имеется масса притягиваемых к нейтрино реальных электронов среды m_e .

Несмотря на большое значение магнитного момента (32) ($\mu_\nu^{\text{ind}} \sim 10^{-11} \mu_B$ для плотности изотропной ДС $\rho \sim 10^{12} \text{ г/см}^3$), вклад аксиального формфактора, например, в процессе распада плазмона $\gamma \rightarrow i\tilde{\nu}$, незначителен из-за пропорциональности среднего аксиального тока малому отношению $k/p \ll 1$, где k — переданный импульс, $p \approx E$ — энергия ультрарелятивистского нейтрино (сравни первое и второе слагаемое вершины (20)).

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРИНО В ДС

Этот раздел посвящен описанию различных эффектов взаимодействия нейтрино с ДС, определяемого электромагнитной вершиной в стандартной модели (20) и в простейшей расширенной модели электрослабых взаимодействий (26). Для полноты изложения в раздел включены

результаты ряда зарубежных авторов, подтверждающие нашу концепцию важной роли коллективного электромагнитного взаимодействия нейтрино с веществом.

Вершина (20) вычислена в однопетлевом приближении, и, на первый взгляд, ее вклад в сечения рассеяния нейтрино на зарядах в ДС ожидается столь же малым, как и от вакуумных радиационных поправок в том же низкоэнергетическом приближении. Однако, благодаря большой поляризуемости ДС ($|1\epsilon^{(\text{med})} - 1| \geq 1$) по сравнению с вакуумной ($|1\epsilon^{(\text{vac})} - 1| \approx 0$), парциальный вклад электромагнитных амплитуд с вершиной (20) в сечения элементарных нейтринных процессов ($\sim G_F^2$) конкурирует с вкладом древесных диаграмм стандартной модели (см. ниже). Более того, мы вправе ожидать, что уже в первом порядке по слабой константе ($\sim G_F$) амплитуда рассеяния нейтрино вперед с учетом электромагнитного канала реакций посредством вершины (20) будет сильно отличаться от стандартной, приводя к модификации МСВ-потенциала (7).

3.1. Перенормировка МСВ-потенциала в электронном газе. В работе [21], на примере плазмы с неподвижными однородно распределенными ионами (электронный газ), показано, что, благодаря сохранению электрического заряда, однопетлевые поправки к амплитуде рассеяния вперед, описываемые с помощью электромагнитной вершины (20), несмотря на их большую величину, не меняют выводов в МСВ-теории.

Напомним связь потенциала взаимодействия левого нейтрино с веществом V с амплитудой рассеяния вперед $f_{\nu a}(0) = -\langle pp_a | M | pp_a \rangle / 8\pi E_a$ на частицах сорта a , имеющих плотность n_a :

$$V = -\frac{2\pi}{p} \sum_a f_{\nu a}(0) n_a, \quad (33)$$

где p — импульс нейтрино. Однопетлевые поправки к рассеянию нейтрино в веществе, в используемом 4-фермионном точечном приближении, описываются матричными элементами

$$\langle p' p'_{(e)} | M_{\nu e}^{(\text{em})} | pp_{(e)} \rangle = \bar{\nu}(p') (+ie\Gamma_\mu) \nu(p) D^{\mu\nu} (-ie) \bar{u}(p'_e) \gamma_\nu u(p_e) \quad (34)$$

для νe -рассеяния на электронах и

$$\langle p' p'_{(i)} | M_{\nu i}^{(\text{em})} | pp_{(i)} \rangle = \bar{\nu}(p') (ie\Gamma_\mu) \nu(p) D^{\mu\nu} (+iZe) (p'_{(i)} + p_{(i)})_\nu \quad (35)$$

для рассеяния нейтрино на бесспиновых ядрах с зарядом $+Ze$ ($e = |e| = \sqrt{a}$).

Для фиксированных ионов мы подставляем $(p'_{(i)} + p_{(i)})_v = 2M_i \delta_{v0}$. Здесь электромагнитная вершина Γ_μ определена выше (20); пропагатор фотонов в среде $D_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})$ имеет вид

$$D_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\hat{e}_\mu \hat{e}_\nu}{q^2 \epsilon_{lr}(\omega, \mathbf{k})} + \frac{\delta_{\mu i} \delta_{\nu j} (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j)}{\omega^2 \epsilon_{lr}(\omega, \mathbf{k}) - k^2}, \quad (36)$$

где $\epsilon_{l,lr}$ — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости, $\hat{e}_\mu = (k, \omega \hat{k}) / \sqrt{q^2}$ — единичный поляризационный вектор ($q^2 = \omega^2 - k^2$, $\epsilon^2 = -1$).

Для амплитуды рассеяния вперед используется подстановка в (34), (35) статического предела $\omega = E_{p_a} - E_{p_a - \mathbf{k}} = 0$, $\mathbf{k} \rightarrow 0$, ведущая к однопетлевым поправкам

$$f_{ve}^{(em)}(0) = + \frac{G_F E_p \sqrt{2} c_\nu}{2\pi} \quad (37)$$

для ve -рассеяния и

$$f_{vi}^{(em)}(0) = - \frac{G_F E_p \sqrt{2} Z c_\nu}{2\pi} \quad (38)$$

для рассеяния на ионах, которые сравнимы по величине с борновскими вкладами древесного приближения, использовавшегося при выводе МСВ-потенциала (7):

$$f_{ve}^{(B)}(0) = - \frac{G_F E_p \sqrt{2} c_\nu}{2\pi} \quad (39)$$

и

$$f_{vi}^{(B)}(0) = - \frac{G_F E_p}{2\pi \sqrt{2}} [Z(1 - 4\xi) - N]. \quad (40)$$

Напомним, что подстановка борновских амплитуд (39), (40) в определение потенциала взаимодействия нейтрино (33) с последующим вычитанием $V^{MSV} = V_{\nu_e} - V_{\nu_\mu}$ определяет МСВ-потенциал (7) через вклад заряженных токов с учетом различных значений векторной константы $c_\nu = 2\xi \pm 0,5$ для ν_e, ν_μ .

Если теперь воспользоваться условием электронейтральности среды

$$Zn_i = n_e,$$

то нетрудно (формула (33)) убедиться в том, что большие однопетлевые вклады (37) и (38) в точности сокращаются (благодаря сохранению электрического заряда), не меняя значение МСВ-потенциала (7).

3.2. Экранировка упругого рассеяния нейтрино на ядрах и электронах в плазме. Одним из следствий наличия индуцированного электрического заряда (26) является экранировка сечения упругого рассеяния электронного нейтрино на ядрах в плотной плазме коллапсирующей звезды [72].

Здесь следует различать две ситуации, разделяемые значением параметра неидеальности среды $\Gamma_i = \langle U \rangle / T_i$, равного отношению средней энергии взаимодействия частиц к температуре T_i невырожденных ионов.

Врожденный электронный ферми-газ чем плотнее, тем идеальнее ($\Gamma_e \ll 1$), но одновременно среда из невырожденных ионов может быть в жидком или даже в твердом состоянии, если соответствующий параметр неидеальности велик, $\Gamma_i = Z^2 e^2 n_i^{1/3} / T_i \gg 1$, для достаточно больших плотностей n_i . Для ядер железа ($Z = 26$) при плотности $\rho \sim 10^{12}$ г/см³ и плотности ионов $n_i \sim 6 \cdot 10^{33}$ см⁻³ [73] параметр Γ_i сравнивается с единицей ($\Gamma_i \sim 1$) при температуре $T_i \sim 15$ МэВ.

Ниже мы рассматриваем случай высоких температур T_i , когда параметр неидеальности мал, $\Gamma_i \ll 1$ (идеальный газ ионов), и структурный фактор, учитывающий влияние соседних ионов (ядер) на сечение рассеяния нейтрино на изолированном ядре, может быть положен равным единице ($\Lambda = 1$, см. [72]).

В работах Леинсона (см., например, [75]) рассмотрен также противоположный важный случай ионной жидкости ($\Gamma_i \gg 1$), когда сечение νA -рассеяния сильно зависит от структурного фактора $\Lambda \neq 1$.

Итак, с учетом взаимодействия нейтрино с ионом через электроны, окружающие ион и связанные с ним самосогласованным электростатическим полем (в плазме электроны свободны, $\epsilon_p = \sqrt{m_e^2 + p^2}$), сечение упругого νA -рассеяния безмассового электронного нейтрино на одном бесспиновом ядре

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2 E^2 (1 + \cos \Theta)}{16\pi^2} \left[Z(1 - 4\xi) - N + \frac{Z(1 + 4\xi)}{1 + k^2 r_D^2} \right]^2, \quad (41)$$

помимо известного вклада нейтральных токов, включает дополнительное слагаемое, описываемое аналогом диаграммы рис.3,в, в котором реальный плазмон заменен виртуальным с вершиной Ze . Это слагаемое исчеза-

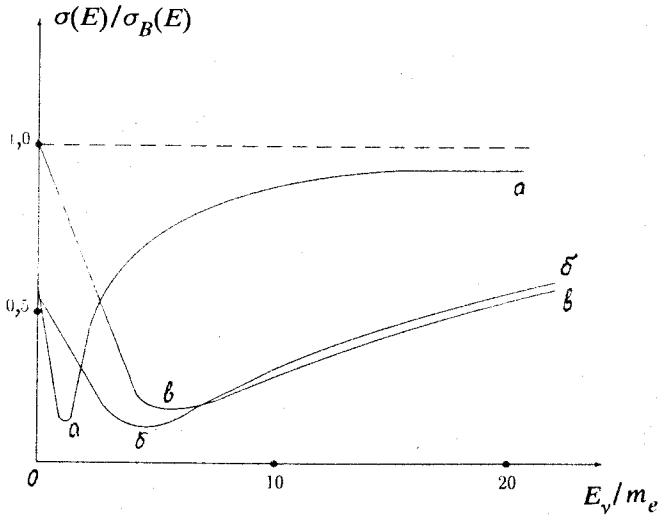


Рис. 4. Сечение упругого рассеяния нейтрино на бесспиновых ядрах $\nu A \rightarrow \nu A$ в плотной плазме коллапсирующей звезды: а) на ядре $^{56}_{26}\text{Fe}$ при плотности $\rho = 10^{10}$ г/см³, б) на ядре $^{56}_{26}\text{Fe}$ при плотности $\rho = 10^{12}$ г/см³, в) на ядре $^{16}_8\text{O}$ при плотности $\rho = 10^{12}$ г/см³

ет в вакууме ($r_D \rightarrow \infty$), но дает заметный вклад в среде для малых переданных импульсов $k = 2E \sin(\Theta/2)$, сравнимых с обратным дебаевским радиусом $k \leq r_D^{-1}$.

Естественно, что для больших переданных импульсов $k \gg r_D^{-1}$ нейтрино не взаимодействует с окружением ядра, и на соответствующих малых расстояниях от него ($r \sim k^{-1}$) существен только вклад нуклонов ядра.

Замечая, что вклад протонов для известного параметра стандартной модели $\xi \sim 0,23$ несуществен, обратим внимание в формуле (41) на противоположный знак вкладов электронов и нейтронов, отвечающий эффекту экранирования.

На рис.4 приведена зависимость нормированного на борновское сечение σ_B (на стандартный вклад нейтральных токов) полного сечения $\sigma(E)$ от энергии нейтрино E , вычисленного с помощью (41). Прямая линия $\sigma/\sigma_B = 1$ отвечает сечению $\nu_{\mu, \tau} A$ -рассеяния мюонных и τ -нейтрино для выбираемого параметра $\xi = 0,25$.

Действительно, из формулы (27) видно, что для $\nu_{\mu,\tau}$ -нейтрино ($c_\nu = 2\xi - 0,5$) индуцированный заряд исчезает, $e_\nu^{\text{ind}} = 0$, т.е. эффект экранировки отсутствует. Поэтому диффузия $\nu_{\mu,\tau}$ -нейтрино к краю излучающей нейтриносферы длится значительно дольше, и если в подземных экспериментах была бы возможность регистрировать нейтринные импульсы (от сверхновой звезды) отдельно для различных ароматов нейтрино, то сначала детектировались бы электронные нейтрино, а затем $\nu_{\mu,\tau}$ -нейтрино (для одной и той же энергии E , см. рис.4) [65]. Отметим, что канал нейтральных токов (неупругого рассеяния $\nu_{e,\mu,\tau} + D \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + n + p$) предусмотрен в будущих экспериментах в Садбери (Канада). Это позволит разделить вклады различных сортов нейтрино с учетом остальных каналов реакций на дейтерии.

В работе Бенерджи и Читри [73] эффект экранировки [72] был учтен при расчете коэффициента диффузии электронных нейтрино в рамках релятивистской кинетической теории. Было показано, что учет дополнительного электромагнитного взаимодействия [72] уменьшает коэффициент диффузии на фактор порядка $\sim 1,4$ при низкой плотности ($\rho < 10^{11}$ г/см³) и на фактор $\sim 1,8$ при плотности $\rho < 10^{12}$ г/см³, что должно, по мнению авторов [73], значительно влиять на динамику коллапса предсверхновой звезды.

С помощью вершины (20) нетрудно получить аналогичный эффект экранировки для квазиупругого рассеяния электронных нейтрино на электронах в равновесном плотном электронном газе. С ростом плотности среды сечение $\nu_e e$ -рассеяния убывает на 20—30% по сравнению с борновским (вычисленным в отсутствие ДС) для средних энергий излучаемых нейтрино $E \geq 10$ МэВ [76].

Используя релятивистское обобщение приближения случайных фаз, авторы [76] подтвердили также результат [72] для рассеяния электронных нейтрино на ионах в ДС.

3.3. Увеличение вероятности радиационного распада массивного нейтрино в электронном газе. Проблема радиационного распада массивных нейтрино $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma$ является важной для выяснения стабильности известных типов нейтрино, в особенности в связи с поисками монохроматических (неравновесных) фотонов из распадов реликтовых галактических нейтрино в гало нашей Галактики (см. например, обзор [77]) или для объяснения возможных аномалий в виновской области спектра фонового излучения [78,79].

В последнем случае важно потребовать, чтобы искомое время жизни нейтрино τ_ν не превышало периода $\sim 10^{12}$ с, отвечающего моменту разъединения вещества и излучения в ранней Вселенной (после рекомбинации водорода). В противном случае фотоны из распадов нейтрино не успевали бы прийти в равновесие с веществом.

В стандартной модели механизм компенсации вкладов виртуальных лептонов в вакуумной вероятности распада $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma$ (механизм Глэшоу — Иллиопулоса — Майани — ГИМ) приводит к очень большому времени жизни $\tau_\nu \sim 2 \cdot 10^{34} \left(\frac{100 \text{ эВ}}{m_{\nu_2}} \right)^5$ с, значительно превышающему возраст Вселенной $t_0 \sim 3 \cdot 10^{17}$ с и отвечающему вероятности Γ в пределе $m_{\nu_1} \rightarrow 0$ [80,81]:

$$\Gamma = \frac{\alpha G_F^2 m_{\nu_2}^5}{2^{11} \pi^4} \left| \sum_{l=e, \mu, \tau} \frac{m_l^2 u_{l\nu_2}^* u_{l\nu_1}}{M_W^2} \right|^2. \quad (42)$$

Здесь квадрат суммы есть ГИМ-фактор, определяемый, в основном, отношением массы τ -лептона и W -бозона и квадратом матрицы смешивания $|u_{\tau\nu_2}^* u_{\tau\nu_1}|^2 = \sin^2 2\theta_\nu / 4$.

Попытки понизить время жизни нейтрино путем снятия подавления механизма ГИМ в лептонном секторе делались раньше в различных модификациях стандартной модели. В частности, введение четвертого поколения фермионов или добавление изосинглетного нейтрино [82] позволяет увеличить вероятность (42) примерно в $(M_W/m_\tau)^4 \sim 4 \cdot 10^6$ раз, что приводит все же к недостаточному снижению времени жизни для объяснения аномалий фонового излучения или наблюдения УФ-линий над фоновым излучением из гало Галактики [77].

В обсуждаемой здесь работе Д'Оливо, Нивса и Пала [83] в рамках стандартной модели рассматривается распад нейтрино $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma$ в электронном газе, когда используется электромагнитная вершина нейтрино (20), точнее, ее часть⁶, отвечающая диаграмме рис.3,б (вкладу заряженных токов), с учетом матрицы смешивания лептонов $u_{\nu_{1,2}e}$ (нейтрино двух

⁶ Авторы [83] в своей предшествующей работе [52] вычислили электромагнитную вершину Γ_μ , совпадающую после переобозначений [18] с результатом (20), полученным нами ранее в [48].

сортов с электронами). Вклад мюонов и τ -лептонов предполагается отсутствующим, т.е. не рассматривается, например, стадия ранней Вселенной $T \gg m_{\mu, \tau}$, когда механизм ГИМ будет осуществляться как в вакууме, так и в среде.

Будем исходить из матричного элемента, отвечающего диаграмме рис.3б, для вершины (20), когда в ней выделен вклад заряженных токов $((1 + 4\xi) \rightarrow 2)$ и рассматривается излучение поперечного высокочастотного $(\omega_{tr} = \sqrt{\omega_p^2 + k^2} \approx k)$ плазмона $(\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma_{tr})$:

$$M_{\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma} = \frac{e |v_1(p') \Gamma_\mu(\omega, k) v_2(p) | e^\mu}{[2\epsilon_p \epsilon_p (\omega(2\epsilon_{tr} + \omega \partial \epsilon_{tr} / \partial \omega))_{\omega = \omega_{tr}}]^{1/2}}. \quad (43)$$

Здесь $e^\mu = (0, e)$ — вектор поляризации поперечного плазмона, а в нормировке амплитуды, учитывая высокочастотный предел диэлектрической проницаемости $\epsilon_{tr} \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, далее подставляется фактор $[\omega(2\epsilon_{tr} + \omega \partial \epsilon_{tr} / \partial \omega)]_{\omega = \omega_{tr}} = 2\omega_{tr} \approx 2k$. Как и в работе [52], полагаем нейтрино в конечном состоянии безмассовым ($\epsilon_p = p'$) и из (43) получим вероятность распада массивного нейтрино с излучением плазмона с частотой $\omega = \omega_{tr} \approx k$:

$$\Gamma = \frac{G_F^2 \omega_p^4 m_{\nu_2}^2 |u_{\nu_2}^* u_{\nu_1}|^2}{8(2\pi)^3 \alpha \epsilon_p} \int \frac{d^3 k}{\epsilon_p \omega} \left[\frac{\epsilon_p + \epsilon_p}{\omega} - \frac{m_{\nu_2}^2}{2\omega^2} \right] \delta(\epsilon_p + \omega - \epsilon_p). \quad (44)$$

Интеграл в (44) легко вычисляется, и окончательный результат

$$\Gamma = G_F^2 \omega_p^4 m_{\nu_2} |u_{\nu_2}^* u_{\nu_1}|^2 F(V) / 32\pi^2 \alpha \quad (45)$$

авторы [52] сравнивают с вакуумной вероятностью (42) для двух асимптотик температур среды: $T \ll m_e$ — нерелятивистская плазма звезд с ленгмюровской частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi \alpha n_e / m_e}$ и $T \gg m_e$ — ультрарелятивистская плазма горячей Вселенной на лептонной стадии (в отсутствие мюонов и τ -лептонов $T \ll m_\mu$). В формуле (45) $V = p / \epsilon_p$ — скорость массивного нейтрино, $F(V) = \sqrt{1 - V^2} [(2/V) \ln |(1+V)/(1-V)| - 3]$ — функция скорости в широком интервале значений масс m_{ν_2} и энергии нейтрино, имеющая порядок единицы.

В отношениях вероятностей распада $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma$ в среде и в вакууме [52] для указанных двух асимптотик

$$\frac{\Gamma^{(NR)}}{\Gamma} = 1,3 \cdot 10^{19} rF(V) \left(\frac{n_e}{10^{24} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{\text{ЭВ}}{m_{\nu_2}} \right)^4,$$

$$\frac{\Gamma^{(ER)}}{\Gamma} = 1,5 \cdot 10^9 rF(V) \left(\frac{T}{m_{\nu_2}} \right)^4 \quad (46)$$

отношение квадратов матриц смешивания

$$r = \frac{|u_{e\nu_2}^* u_{e\nu_1}|^2}{|u_{\nu_2}^* u_{\nu_1}|^2}$$

для оценок можно положить равным единице.

С помощью выражения (46) можно сделать некоторые оценки возможных распадов легких ($m_{\nu_2} < 2m_e$) нейтрино⁷ в горячей плазме ранней Вселенной. Очевидно из (42) и (46), что для массы нестабильного нейтрино (τ -нейтрино?) порядка $m_{\nu_2} \leq 1$ МэВ и температуры $T \geq 1$ МэВ время жизни массивного нейтрино в вакууме $\tau_\nu \sim 2 \cdot 10^{14}$ с заменяется в электронной горячей плазме на $\tau_\nu \sim 10^5$ с, что значительно меньше времени разъединения вещества и излучения ($\sim 10^{12}$ с), т.е. фотоны из распадов нейтрино успевают термализоваться. Вопрос о возможности интерпретировать аномалии в виновской части фонового излучения [78] с помощью механизма распада нейтрино в среде окончательно может быть разрешен при рассмотрении кинетики распадов и вычисления спектров фотонов, с учетом кинетики процесса их термализации.

Это очевидно уже из оценки (46) с температурой (≥ 1 МэВ), соответствующей лептонной стадии расширения на момент времени $t \leq 1$ с, и временем жизни $\tau_\nu \sim 10^5$ с, отвечающим более позднему моменту Big Bang со значительно меньшей температурой $T \ll m_e$.

3.4. Изменение киральности нейтрино в вырожденном электронном газе предсверхновой звезды. Прежде чем излагать результат работы [71], касающийся изменения спиральности нейтрино в ДС (в рассматриваемой здесь стандартной модели электрослабых взаимодействий), сле-

⁷ Нейтрино с массой $m_\nu > 2m_e$ распадаются значительно быстрее, чем в канале с вероятностью (42) [84].

дует вспомнить известные механизмы изменения спиральности на микроскопическом уровне.

В вакууме и однородном веществе существуют два таких механизма.

Во-первых, хорошо известно, что дираковская массивная частица имеет два состояния спиральности $r = \pm 1$, которая сохраняется в вакууме или в однородном веществе до момента соударения с некоторой частицей среды, когда начальное состояние спиральности, например, левое $r = -1$, переходит либо снова в левое $r = -1$, либо в правое $r = +1$ состояния. Последний эффект является незначительным в ультрарелятивистском случае, порядка $O((m/E)^2) \ll 1$ по отношению к переходу без изменения спиральности.

Заметим, что всюду в обзоре обсуждается переход состояний с изменением киральности $\Psi_L \leftrightarrow \Psi_R$, т.е. изменения собственного значения γ_5 матрицы ($\lambda = -1 \leftrightarrow \lambda = +1$), коммутирующей, как оператор спиральности $\Sigma_j p_j$, с гамильтонианом свободной (в вакууме и в однородной среде) безмассовой частицы. Для ультрарелятивистской, но массивной частицы ($m \neq 0, m \ll E$) с тем же гамильтонианом коммутирует уже только оператор спиральности, изменение собственных значений которого ($r = -1 \leftrightarrow r = +1$) адекватно изменению киральности с точностью до поправок $O((m/E)^2) \ll 1$.

Еще одна возможность изменения спиральности связана с наличием у дираковской частицы аномального магнитного момента, взаимодействующего с внешним макроскопическим электромагнитным полем или с электрически заряженной частицей среды.

Последний канал изменения спиральности, как и результат переброса спина из-за наличия массы нейтрино, является маловероятным из-за большой длины свободного пробега нейтрино относительно столкновений, сравнимой только с радиусом ядра сверхновой звезды.

Однако даже на Солнце столкновения являются затравочным механизмом появления правополяризованного состояния Ψ_R , отсутствующего в момент рождения нейтрино $t = 0$. Для безмассового нейтрино исходная левая спиральность $r = -1$ может измениться (с какой-то вероятностью, отвечающей пробегу $l \gg R_\odot$) благодаря наличию большого аномального магнитного момента μ' при включении правых токов во взаимодействие нейтрино с вакуумом векторных бозонов и лептонов. Далее спиральность эффективнее меняется в макроскопическом магнитном поле звезды, имеющем поперечную компоненту $\mathbf{H} \perp \mathbf{p}$ к направлению движения нейтрино $\mathbf{p} = \mathbf{p}/p$ (см. выше).

Напомним, что следствием релятивистского уравнения движения спина во внешнем электромагнитном поле является зависимость проекции $\zeta_{\parallel}(t)$ поляризации на направление движения $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$ от времени, определяемая из уравнения [85]

$$\frac{d\zeta_{\parallel}}{dt} = 2\mu'((\zeta_{\perp})_j[\mathbf{Hn}]_j) + \frac{2}{v} \left(\frac{\mu m^2}{\varepsilon^2} - \mu' \right) (\zeta_{\perp})_j E_j,$$

где $\mu = e/2m_l + \mu'$ — полный магнитный момент спиновой частицы с зарядом e , а полный вектор поляризации $\zeta_i = n_i \zeta_{\parallel} + (\zeta_{\perp})_i$ включает поперечную часть $(\zeta_{\perp})_i$, являющуюся функцией как право-, так и левополяризованных состояний $\zeta_{\perp}^2 = |\Psi_R^* \Psi_L|^2$. Для нейтрино во внешнем магнитном поле, как и для электрона, спиральность меняется только при учете радиационных поправок, т.е. аномальной части магнитного момента μ' .

Следует подчеркнуть квазиклассичность уравнения движения спина, полученного для относительно медленно меняющихся электромагнитных полей ω , $k \ll p$, где ω , k — частота и волновой вектор электромагнитного поля [85].

В ДС остаются те же источники изменения киральности (масса, магнитный момент нейтрино), но теперь в роли массы или магнитного момента в расширенных электрослабых моделях могут появиться некоторые эффективные характеристики, которые, как и индуцированные электрический заряд и магнитный момент нейтрино, зависят от плотности или температуры среды и вносят существенно больший вклад, чем соответствующие вакуумные характеристики (см. ниже). В стандартной электрослабой модели Ольтер и Кайнулайнен [71] обнаружили в ДС возможность изменения киральности в процессе излучения плазмона $\nu_L \rightarrow \nu_R \gamma$, в результате учета в электромагнитной вершине (20) дополнительного слагаемого, зависящего от массы нейтрино m_ν :

$$2\sqrt{2}G_F(1 + 4\xi) \frac{|(q\Omega)I_\beta - q^2 K_\beta|}{(q\Omega)^2 - q^2} m_\nu \Omega^\mu \gamma_5, \quad (47)$$

где Ω_μ — 4-скорость среды и интегралы I_β , K_β равны

$$I_\beta = \int d^4k \delta(k^2 - m_e^2) f_0(k) / 8\pi^3,$$

$$K_\beta = \int d^4k \delta(k^2 - m_e^2) f_0(k) \left(\frac{k\Omega}{kq} \right) / 8\pi^3.$$

Здесь

$$f_0(k) = \Theta(k_0) [\exp \beta(k_0 - \mu_e) + 1]^{-1} + \Theta(-k_0) [\exp \beta(-k_0 + \mu_e) + 1]^{-1}$$

— фермиевская функция распределения, так что вклад (47) исчезает не только для безмассового нейтрино ($m_\nu = 0$), но и в вакууме ($f_0(k) = 0$).

Естественно, что вероятность излучения плазмона с энергией E в вырожденном ультрарелятивистском электронном газе с плазменной частотой $\omega_0 = \sqrt{4\alpha/3\pi} \mu_e$ [71]:

$$\Gamma(E) \approx \frac{\alpha^3 (4 + \xi^{-1})^2}{128\pi^3} \left(\frac{m_\nu}{E}\right)^2 \left(\frac{\mu_e}{M_W}\right)^4 \omega_0 f_0(E) \quad (48)$$

оказывается малой величиной (порядка $O((m_\nu/E)^2) \ll 1$) по отношению к вероятности излучения без изменения киральности в той же стандартной модели и в той же среде ($\nu_L \rightarrow \nu_L \gamma$, см. п. 3.6).

С другой стороны, качественное изменение, т.е. стерилизация нейтрино $\nu_L \rightarrow \nu_R$ в канале (48), оказывается на два порядка интенсивнее (в энергопотерях через правые нейтрино), чем в результате электромагнитного рассеяния посредством взаимодействия магнитного момента (пропорционального в стандартной модели массе нейтрино m_ν) с электронами в том же вырожденном газе [71].

К сожалению, это никак не сказывается на скорости остывания предсверхновой звезды, теряющей с излучением активных (левых) нейтрино значительно (\approx на десять порядков) большую энергию. Только лишь в расширенных электрослабых моделях учет процессов с рождением правых нейтрино значительно меняет динамику коллапса.

3.5. Эффект плотности в потерях энергии нейтрино и в аннигиляциях $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$. В этом разделе мы рассмотрим процессы упругого νe -рассеяния и аннигиляции нейтринных пар $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$ в ДС, описываемых диаграммами рис.5. Кросс-симметричный процесс νe -рассеяния получается обращением оси времени рис.5 вверх с заменой $\bar{\nu} \rightarrow \nu, e^+ \rightarrow e^-$.

Кроме очевидных борновских диаграмм стандартной модели, важный вклад вносит электромагнитный процесс, отвечающий полюсной диаграмме рис.5, в с вершиной $\Gamma_\mu(\omega, k)$ (20) для нейтрино и с виртуальным плазмоном, описываемым функцией Грина (36).

В s -канале ($q^2 < 0$) имеется полюс для излучения (поглощения) продольного плазмона $\epsilon_L = 0$ (см. (18) и рис.2), и дифференциальное сечение

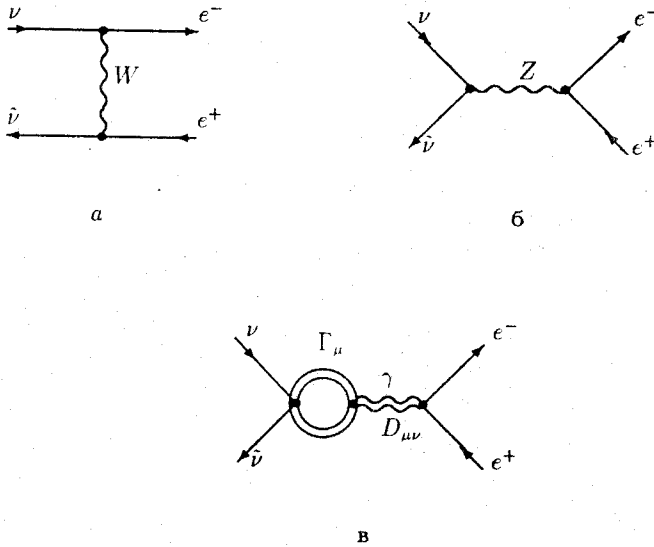


Рис. 5. Диаграммы $\nu\bar{\nu}$ -аннигиляции с обменом а) W -бозоном, б) Z -бозоном, в) плазмоном γ

νe -рассеяния имеет резонансный вид в окрестности переданных импульсов и энергий, отвечающих дисперсионной кривой (см. рис. 2).

Действительно, часть сечения νe -рассеяния, отвечающая электромагнитному вкладу, в соответствии с (36) будет пропорциональна брейт-вигнеровскому множителю [48]:

$$|\varepsilon_f(\omega, k)|^2 \approx \frac{(E - E')^4}{[(E - E')^2 - \omega_p^2]^2 + (E - E')^4 (\text{Im } \varepsilon_f)^2},$$

если использовать высокочастотное приближение для диэлектрической проницаемости $\text{Re } \varepsilon_f(\omega, k) \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где $\omega = E - E'$ — переданная (движущимся нейтрино) энергия. В прозрачной среде ($\text{Im } \varepsilon_f \ll \text{Re } \varepsilon_f$) резонанс является узким, и интегрирование по переданной энергии приводит к незначительной поправке в полном сечении или в потерях энергии нейтрино [49].

Последние оказываются при низких энергиях нейтрино порядка столкновительного предела [86]:

$$Q_0 = n \int_0^{\omega_{\max}} \omega \frac{d\sigma_B(\omega)}{d\omega} d\omega, \quad (49)$$

определяемого борновским вкладом диаграмм стандартной модели (типа рис. 5, а, б), где $\omega_{\max} = 2E^2/(2E + m)$; m, n — масса и концентрация частиц среды. Здесь $E \ll (mE_0)^{1/2}$, E_0 — характерная энергия частиц среды, например, в металле для вырожденных электронов $E_0 \approx p_F^2/2m_e$. Для высоких энергий ($E \gg p_F$) коллективные эффекты несущественны и потери нейтрино определяются в точности пределом (49). Эффект плотности Ферми [87] был бы существенным (для условий нерелятивистских частиц среды) только для мягких нейтрино, регистрация которых в лабораторном эксперименте в настоящее время невозможна.

Киржниц, Лосяков и Чечин [88] показали, что потери энергии нейтрино в среде определяются сверткой следа от произведения токов нейтрино (включая аксиальную часть) и коррелятора $D_{\mu\nu}^{ab}$:

$$D_{\mu\nu}^{ab} = i\Theta(t) \langle (I_{\mu}^a(x), I_{\nu}^b(0)) \rangle,$$

имеющего в электрослабой модели в низкоэнергетическом приближении три компоненты ($a, b = V, A$), в соответствии с наличием аксиального и векторного токов I_{μ}^a частиц среды.

Псевдотензор $D_{\mu\nu}^{VA}(q)$ зависит от одной характеристики среды, так как из переменных q_{μ} , Ω_{ν} , где $q = (\omega, \mathbf{k})$ — переданный импульс, Ω_{ν} — 4-скорость среды, можно построить единственный псевдовектор [88] $D_{\mu\nu}^{VA}(q) = D_{\nu\mu}^{AV}(-q) = i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^{\rho} \Omega^{\sigma} R_3/2m$, где функция линейного отклика R_3 пропорциональна формфактору $A(\omega, k)$ [15]. Тензоры $D_{\mu\nu}^{VV}$ и $D_{\mu\nu}^{AA}$, так же, как и в статистической КЭД [50], где имеется отклик только на векторное возмущение (только $D_{\mu\nu}^{VV}$), зависят от двух функций линейного отклика каждый.

Итого в модели электрослабых взаимодействий нейтрино с веществом среду можно охарактеризовать пятью функциями линейного отклика [86] вместо двух в статистической КЭД, отвечающих обычным диэлектрическим проницаемостям $\epsilon_{l, tr}(\omega, k)$ в той же изотропной ДС.

Это несколько не противоречит нашему утверждению [48] о наличии трех электромагнитных формфакторов (F_p, F_{tr}, A) в вершине (20), поскольку в электромагнитном канале взаимодействия нейтрино со средой имеется только векторное возбуждение ДС через электромагнитный потенциал A_{μ} или ток j_{μ} заряженных частиц, т.е. в этом канале взаимо-

действия участвуют корреляторы $D_{\mu\nu}^{VV}$ и $D_{\mu\nu}^{VA}$, зависящие от тех же характеристик среды.

Для горячей плазмы ранней Вселенной вклад аксиальных токов вообще оказывается несущественным из-за малой асимметрии числа частиц $((n_i - \tilde{n}_i)/n_\gamma \sim 10^{-9})$. Поэтому полное сечение аннигиляции нейтринных пар $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-$, важное для процессов установления равновесия и замораживания (закалки) нейтрино, зависит только от двух функций отклика изотропной ДС $\epsilon_{l,tr}$ и в системе покоя среды как целого имеет вид [89]:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-) &= \frac{G_F^2 q^2}{3\pi} \left\{ c_V^2 + c_A^2 + \frac{c_V^2}{2} \left[1 - \frac{(\omega - 2F_1)^2}{k^2} \right] \times \right. \\ &\times \left[\left| \frac{\epsilon_l^- - 1}{\epsilon_l} \right|^2 - 2\text{Re} \left(\frac{\epsilon_l^- - 1}{\epsilon_l} \right) \right] + \frac{c_V^2}{2} \left[1 + \frac{(\omega - 2E_1)^2}{k^2} \right] \times \\ &\times \left. \left[\left| \frac{\epsilon_{tr} - 1}{\epsilon_{tr} - k^2/\omega^2} \right|^2 - 2\text{Re} \left(\frac{\epsilon_{tr} - 1}{\epsilon_{tr} - k^2/\omega^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь $\omega = E_1 + E_2$ — энергия пары $\nu\bar{\nu}$, константы $c_{V,A}$ определены выше после формулы (20). Включение блокинг-фактора и усреднение по конечному состоянию e^+e^- -пар не позволяют получить аналитическое выражение для полного сечения (50), хотя мало что меняют в качественной картине анализируемого здесь резонансного вклада диаграммы рис.5, в [89].

Еще более просто выглядит сечение (50) в с.ц.м., совмещенной с системой покоя среды как целого, т.е. при $\mathbf{k} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$.

В этой ситуации имеем простые выражения $\epsilon_{tr} = \epsilon_l = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, $\omega_p^2 = 4\pi T^2 \alpha/9$, и вкладу всех трех диаграмм рис.5 отвечает полное сечение

$$\sigma_{\text{с.ц.м}}(\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-) = \frac{G_F^2 q^2}{3\pi} \left[\frac{c_V^2}{|\epsilon_{tr}|^2} + c_A^2 \right]. \quad (51)$$

В вакууме ($T = 0, \epsilon_{tr} = 1$) сечение (51) сводится к стандартному [39], а в горячей плазме $T \gg m_e$, в которой диэлектрическая проницаемость имеет малую мнимую часть $\text{Im} \epsilon_l = \text{Im} \epsilon_{tr} = \alpha \omega/12T$ [89], в сечении (51) появляется узкий пик брейт-вигнеровского резонанса:

$$|\varepsilon|^{-2} = 1 + \frac{2x^2x_0^2 - x_0^4 - \alpha^2x^6/36}{(x^2 - x_0^2)^2 + \alpha^2x^6/36} = 1 + F(q^2)$$

с большим усилением $F(\omega_p^2) \approx 324/\alpha^3\pi \approx 2,7 \cdot 10^8$, но с очень малой шириной порядка $\pi\alpha^2/108$. В последней формуле введены безразмерные величины $x = \omega/2T = \sqrt{q^2/4T^2}$ и положение резонанса $x_0^2 = \pi\alpha/9 \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$, отвечающее низким энергиям пары $q \approx \omega_p \approx 0,1T$.

Так же, как и для случая νe -рассеяния, узкий резонанс в аннигиляции практически не сказывается при усреднении по равновесным состояниям всех частиц, т.е. нет влияния коллективных механизмов взаимодействия нейтрино в ДС в данном приложении к горячей Вселенной при использовании усреднения по начальным состояниям равновесных нейтрино [89].

Однако в последнее время анализируется другая ситуация, в которой рассматриваемый процесс $\bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-$ важен для динамики внешнего слоя нейтриносферы сверхновой звезды [90]. Утверждение об отличии функции распределения нейтрино от равновесной [90] требует дополнительного анализа с использованием (50) при вычислении энерговыделения $\bar{\nu}$ -пар в горячей плазме.

Помимо отклонения функции распределения нейтрино от равновесной, важную роль в увеличении электромагнитного взаимодействия нейтрино в ДС и, как следствие, дополнительного подогрева оболочки сверхновой может играть уширение резонансного пика, например, за счет доплеровского сдвига циклотронного резонанса в такой анизотропной ДС, как магнитоактивная плазма (см. выше электромагнитную вершину (23)). Возможность наличия больших магнитных полей для остатков сверхновых звезд хорошо известна, и этот вопрос заслуживает дальнейшего изучения.

3.6. Поляризационное и черенковское излучение нейтрино в плазме.

То, что электрически нейтральная частица может излучать фотоны в среде, не является новостью в физике. В старых работах Гинзбурга [91] и Франка [92] изучалось черенковское излучение магнитного диполя (т.е. нейтрона с аномальным магнитным моментом) в среде без пространственной дисперсии.

Однако в стандартной модели электрослабых взаимодействий безмассовое нейтрино вообще не обладает дипольными электромагнитными моментами ($\mu_\nu = d_\nu = 0$), поэтому говорить о подобном [91, 92] излу-

чении нет смысла. Если нейтрино имеет все же массу покоя, то эффект будет незначительным.

В расширенных электрослабых моделях магнитный момент нейтрино (в том числе безмассового) может быть большим, $\mu_\nu \leq 10^{-11} \mu_B$, однако, как будет показано ниже, в ДС в тех же расширенных моделях намного сильнее вклад поляризационных эффектов, связанных с наличием у нейтрино эффективного (наведенного) магнитного момента μ_{eff} .

Здесь мы рассмотрим поляризационное излучение безмассового нейтрино в изотропной ДС ($\nu_L \rightarrow \nu_L \gamma$) в стандартной модели с вершиной (20), не связанное с изменением спиральности или аромата. Вероятность этого процесса излучения значительно больше, чем в распаде через недиагональный магнитный момент $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma$, когда $m_{\nu_2} > m_{\nu_1}$.

Матричный элемент поляризационного излучения продольных плазмонов безмассовым нейтрино, отвечающий диаграмме, изображенной на рис.3,в, имеет вид [70]:

$$\langle p' q | S | p \rangle = -i(2\pi)^4 \left(4E_p E_p \left| q^2 \frac{\partial \text{Re } \epsilon_l}{\partial \omega} \right| \right)^{-1/2} \delta^{(4)}(p' + q - p) J_\mu e^\mu. \quad (52)$$

Здесь сохраняющийся электромагнитный ток нейтрино ($J_\mu q^\mu = 0$), с учетом определения продольного тензора поляризации статистической КЭД $\Pi_{\mu\nu}^{(l)} = -q^2(\epsilon_l(\omega, k) - 1) e_\mu e_\nu$ и единичного 4-вектора поляризации продольного плазмона $e_\mu = (k, \omega \hat{\mathbf{k}}) / \sqrt{q^2}$, может быть записан в виде

$$J_\mu = e F_l(\omega, k) \bar{v}(p') \gamma_\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} v(p),$$

где формфактор $F_l(\omega, k)$ определен в (21).

Поляризационные потери безмассового ($E_p = p$) нейтрино, определяемые с помощью (52), сводятся к интегралу

$$\frac{dE_p(\text{поляр.})}{dl} = \frac{G_F^2 c^2}{4\pi^2 \alpha} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{\omega_j(k) q_j^4 dk}{k |\partial \text{Re } \epsilon_l / \partial \omega|_{\omega = \omega_j}} \left[1 - \frac{\omega_j(k)}{p} + \frac{q_j^2}{2p^2} \right], \quad (53)$$

в котором частоты излучения продольного плазмона (решение дисперсионного уравнения $\epsilon_l(\omega, k) = 0$ (18)) удовлетворяют закону сохранения энергии, сводящемуся в квазиклассическом приближении ($k \ll p$) к условию черенковского резонанса $\omega \approx kc$. Для ленгмюровского плазмона ($\omega_j = \omega_p$) нижний предел в интеграле (53) равен $k_{\min} = \omega_p$. Верхний пре-

дел для относительно жестких нейтрино ($p > r_D^{-1}$) равен $k_{\max} \approx r_D^{-1}$, а для мягких нейтрино ($p < r_D^{-1}$), т.е. $E \leq 1$ кэВ в металле или $E \leq$ нескольких МэВ в оболочке предсверхновой, имеем из законов сохранения предел $k_{\max} = 2p - \omega_p$.

Разумеется, пороговая энергия нейтрино превышает энергию плазмона ($p \geq \omega_p$).

Таким образом, можно указать две асимптотики результата (53):

$$\frac{dE_p(\text{поляр.})}{dl} \approx \frac{G_F^2 c_V^2 \omega_p^2}{32\pi^2 \alpha r_D^4}, \quad \text{если } p > r_D^{-1},$$

$$\frac{dE_p(\text{поляр.})}{dl} \approx \frac{G_F^2 c_V^2 \omega_p^2 p^4}{6\pi^2 \alpha}, \quad \text{если } \omega_p \leq p < r_D^{-1}. \quad (54)$$

Сравнивая поляризационные потери (54) со столкновительными потерями в рассеянии мягких нейтрино на вырожденных электронах в металле

$$\frac{dE_{\text{Born}}(ve \rightarrow ve)}{dl} = \frac{G_F^2 \omega_p^2 p^4}{12\pi^2 \alpha} (3 + 4\xi + 8\xi^2),$$

мы видим, что коллективные потери одного порядка со столкновительными в диапазоне низких энергий, но ничтожно малы для жестких нейтрино $p \gg r_D^{-1}$, для которых потери определяются парными столкновениями, описываемыми борновскими диаграммами ve -рассеяния в стандартной модели.

Это согласуется с выводами предыдущего раздела и, в частности, с утверждением группы ФИАН [86,88] об отсутствии эффекта значительного усиления потерь энергии нейтрино в среде по сравнению со столкновительными. Отметим, что в изящном методе расчета, предложенном в [88], потери энергии нейтрино включают поляризационные, ранее изученные в статье авторов [70].

Эффект плотности мог бы быть замечен в лаборатории для низких энергий нейтрино, недоступных пока для измерения современными детекторами.

С другой стороны, излучение плазмонов мягкими нейтрино в коллапсаре ($E_p \leq 1$ МэВ) может конкурировать со столкновительными потерями в ve -рассеянии на вырожденных электронах в плотной оболочке коллапсирующей звезды, когда длина свободного пробега нейтрино меньше

размера звезды. Задача корректного расчета потерь энергии нейтрино в релятивистской среде остается нерешенной, по-видимому, до сих пор (см. некоторые замечания об этом в [88]).

Нам представляется, что величина потерь энергии нейтрино в анизотропной среде может быть значительно больше. Например, для магнитоактивной плазмы оценки с помощью первого слагаемого в вершине (23) показывают [14], что в сильном магнитном поле потери нейтрино на черенковское излучение необыкновенных волн могут значительно превышать столкновительные.

3.7. Изменение спиральности нейтрино в плазме при пренебрежении вакуумными массой ($m_\nu^{\text{vac}} = 0$) и дипольными моментами ($\mu_\nu = d_\nu = 0$).

Выше рассмотрены процессы рассеяния с изменением спиральности в вакууме и в однородной среде, обусловленные наличием у нейтрино вакуумных магнитного момента или массы покоя. В ДС движущееся нейтрино поляризует среду слабыми силами, поэтому дополнительные слагаемые в лагранжиане взаимодействия, обязанные правым токам, приводят к модификации магнитной вершины Γ_μ вследствие разделения электрических зарядов (поляризации), как и в случае стандартной модели.

Не интересуясь поправками к слагаемым в Γ_μ стандартной модели, не приводящим к изменению спиральности, обратим внимание на частичный вклад (26), отвечающий изменению спиральности нейтрино в модели [56].

Рассмотрим матричный элемент рассеяния нейтрино на ядре в плазме с изменением спиральности ($\nu_L + (Z, A) \rightarrow \nu_R + (Z, A)$) в модели [55] (см. рис.6).

В системе покоя среды как целого ($\Omega_\mu = \delta_{\mu 0}$) нетрудно с помощью электромагнитной вершины (26) написать такой матричный элемент [58]

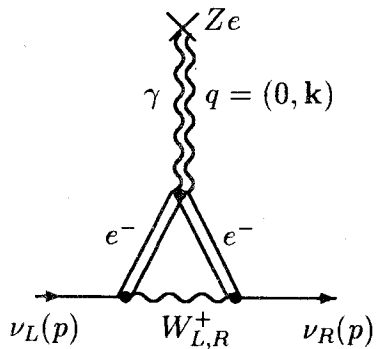


Рис. 6. Фейнмановская диаграмма упругого рассеяния нейтрино на кулоновском центре в среде с изменением киральности (левое \rightarrow правое). В ультрарелятивистском приближении ($m_\nu \rightarrow 0$) те же обозначения для изменения спиральности ($r = -1 \rightarrow r = +1$). Двойными линиями обозначены пропагаторы электронов и фотона в среде

$$M_{f_i} = \frac{2\sqrt{2}G_F \sin 2\zeta Zr_D^2 m_e}{1 + (kr_D)^2} A(0, k) \bar{\nu}_f(p') \nu_i(p) \frac{2\pi\delta(E - E')}{2\sqrt{EE'}}, \quad (55)$$

где $A(\omega, k)$ — магнитный формфактор нейтрино, полученный в [15] (см. вершину (20)) и равный в статическом случае

$$A(0, k) = -\frac{16\pi^2\alpha}{k} \int_0^\infty p dp [f^-(E_p) - f^+(E_p)] \ln \left| \frac{2p + k}{2p - k} \right|, \quad (56)$$

$f^\pm(E_p)$ — равновесные функции распределения электронов и позитронов в плазме.

Обратим внимание на важное отличие электродинамических эффектов в ДС от эффектов нейтринных осцилляций в среде, в которых учитывается только амплитуда рассеяния вперед ($k = 0$). В данном случае матричный элемент (55) вообще равнялся бы нулю для безмассового нейтрино ($m_\nu = 0$), т.е. существенна именно некогерентность процесса рассеяния нейтрино в веществе ($k \neq 0$).

В частном случае вырожденного электронного газа, т.е., например, в оболочке коллапсирующей звезды, формфактор (56) легко вычисляется, и с помощью амплитуды (55) можно вычислить сечение процесса с изменением спиральности $\nu_L \rightarrow \nu_R$:

$$\sigma(E) = Z^2 \mu_{\text{eff}}^2 \alpha \left[\ln |1 + 4(Er_D)^2| - \frac{4(Er_D)^2}{1 + 4(Er_D)^2} \right], \quad (57)$$

напоминающее швингеровское сечение рассеяния нейтрона (частицы с аномальным магнитным моментом) на кулоновском центре.

Однако в роли эффективного магнитного момента μ_{eff} в сечении (57) входит величина [58]:

$$\mu_{\text{eff}} = 8\sqrt{\pi} \frac{p_f}{E} \mu_\nu^{\text{vac}}, \quad (58)$$

которая значительно превышает вакуумный момент μ_ν^{vac} , определяемый в данной модели формулой [93]:

$$\mu_\nu = \frac{eG_F m_e \sin 2\zeta}{2\sqrt{2}\pi^2}.$$

Это связано с тем, что энергия нейтрино E всегда меньше энергии ультрарелятивистских электронов ($E \leq p_F$), образующих левые нейтрино в урка-процессе захвата электронов ядрами.

Далее можно воспользоваться астрофизическим ограничением на магнитный момент нейтрино $\mu_\nu^{\text{vac}} < 10^{-12} \mu_B$ [31], определяющим предельно допустимый поток стерильных нейтрино высоких энергий, свободно покидающих сверхновую и трансформирующихся в межгалактическом магнитном поле (для SN1987A) в левые активные нейтрино. Отсутствие дополнительного числа событий от таких высокоэнергетичных нейтрино в детекторах с известным (более низким) порогом регистрации и приводит к указанному ограничению. Напомним, что имеются аргументы [32,33] о снятии жесткого ограничения $\mu_\nu^{\text{vac}} < 10^{-12} \mu_B$ (с заменой на $\mu_\nu^{\text{vac}} < 10^{-11} \mu_B$, см. обсуждение в разд.2), однако остается достаточно жесткое астрофизическое ограничение $\mu_\nu^{\text{vac}} \leq 2 \cdot 10^{-12} \mu_B$ [25], обсуждавшееся в разд.2, или еще более жесткое ограничение $\mu_\nu^{\text{vac}} < 10^{-19} \mu_B$ [27].

Ограничивая указанным пределом ($\mu_\nu^{\text{vac}} < 10^{-12} \mu_B$) эффективный магнитный момент (58), получаем астрофизическое ограничение на параметр смешивания левых и правых $W_{L,R}$ -бозонов в модели [58]:

$$\sin 2\zeta \leq 0,4 \frac{E}{p_{F_e}},$$

которое для средних энергий нейтрино $\langle E \rangle \sim 10$ МэВ на начальной стадии нейтринной прозрачности звезды ($\rho \geq 10^{12}$ г/см³, $p_{F_e} \sim 40$ МэВ) сопоставимо с лабораторным ограничением $\sin 2\zeta \leq 0,1$ [56].

В заключение раздела отметим отсутствие сингулярности в сечении (57) в пределе $E \rightarrow 0$, несмотря на зависимость эффективного магнитного момента (58) от энергии E ($\sigma_{E \rightarrow 0} \sim G_F^2 E^2$).

4. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ НЕЙТРИНО С УЧЕТОМ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

До сих пор рассматривалась одночастичная задача прохождения нейтрино через ДС. Для описания процессов переноса потоков нейтрино в плазме звезд, в частности, коллапсирующих звезд, или в плазме горя-

чей ранней Вселенной требуется введение многочастичных уравнений переноса — релятивистских кинетических уравнений (РКУ) для нейтрино и частиц среды.

4.1. Ковариантное уравнение для νe -системы. Несохранение четности. Сила торможения излучением. В ранних работах (см. библиографию книги [94]) РКУ для нейтрино выводилось различными способами для достаточно разреженных сред, когда можно было ограничиться классическими релятивистскими функциями распределения типа равновесного распределения Ютнера [95] $f \sim \exp[(\mu - p_\mu \Omega^\mu)/T]$, где μ , T — лоренц-инвариантные химический потенциал и температура.

В результате авторы монографии [94] получили в правой части РКУ бальцмановские интегралы столкновений, неприменимые для таких вырожденных сред, описываемых квантово-статистически, как предсверховная звезда или плотная плазма ранней Вселенной, когда важен уже учет блокинг-факторов $(1 - f)$.

В работе [96] был получен интеграл столкновений для произвольной плотности электронов и нейтрино, что обобщает результат голландских физиков [94], не учитывавших также вклад самосогласованного поля (см. ниже). Независимо тот же результат для интеграла νe -столкновений, что и в работе [96], получен в [97].

Напомним, что РКУ для спинорных частиц описывает эволюцию одночастичных вигнеровских функций распределения

$$f_{r'r}^{(a)}(p, x, t) = f^{(a)}(p, x, t) \frac{\delta r'r}{2} + S_j^{(a)}(p, x, t) \frac{(\sigma_j)_{r'r}}{2}. \quad (59)$$

Здесь $f^{(a)}(p, x, t)$ — лоренц-инвариантная функция распределения числа частиц сорта a (в фазовом пространстве некоммутирующих, вообще говоря, переменных x, p), связанная с концентрацией равенством $n^{(a)}(x, t) = \int d^3p f^{(a)}(p, x, t)$; $S^{(a)}(p, x, t)$ — функция распределения спина.

Для простейшей νe -системы в стандартной модели [46] РКУ выводилось в [96] из квантового уравнения Лиувилля.

В отличие от [96] представим здесь в ковариантном виде полную систему кинетических уравнений, сохранив слагаемые, происходящие от псевдовекторного слабого тока электронов. Такие слагаемые в кинетических уравнениях в явном виде отражают эффекты несохранения четности, активно исследуемые в последнее время в различных макроскопических явлениях [98]. Ковариантное (в плоской метрике) уравнение для функции распределения числа электронов имеет в статистической электрослабой модели вид

$$\begin{aligned}
 & p_\mu \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial x_\mu} + eF_{k\mu}(\mathbf{x}, t) p^\mu \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_k} + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int \frac{d^3 p'}{\varepsilon_{p'}^e} \left\{ (pp') \frac{(1-4\xi)^2}{\sqrt{2}} \times \right. \\
 & \times \left. \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} - (1-4\xi) p_\mu \frac{\partial a^\mu(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} \right\} + \\
 & + G_F \sqrt{2} c_V \int \frac{d^3 p'}{\varepsilon_{p'}^v} (p'_\nu) \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} = J_{\text{coll}}^{(ve)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t), \quad (60)
 \end{aligned}$$

где $k = 1, 2, 3$; $\mu = 0, 1, 2, 3$. Подчеркнем сохранение 4-тока $j_\mu^a(\mathbf{x}, t) = \int (d^3 p / \varepsilon_p) p_\mu f^a(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$, $\partial j_\mu^a(\mathbf{x}, t) / \partial x_\mu = 0$, следующее из вида интеграла столкновений [96] с учетом вклада самосогласованного поля электрослабого происхождения ($\sim G_F$) (см. ниже РКУ для нейтрино (65)). Второе ковариантное уравнение для квадрата функции распределения спина $[S^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)]^2$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 & p_\mu \frac{\partial [S^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)]^2}{\partial x_\mu} + \frac{m_e G_F}{\sqrt{2}} \int \frac{d^3 p'}{\varepsilon_{p'}^{(e)}} \left\{ \frac{m_e a_\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{4} \frac{\partial a^\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} - \right. \\
 & \left. - \frac{(1-4\xi)}{2} p'_\mu a^\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t) \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \right\} \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} - \\
 & - m_e G_F \sqrt{2} \int \frac{d^3 p'}{\varepsilon_{p'}^v} [p'_\mu a^\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)] \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} = \\
 & = J_{\text{coll}}(S^{(e)}, \mathbf{x}, t). \quad (61)
 \end{aligned}$$

Здесь введен 4-вектор распределения спина $a_\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$, являющийся статистическим обобщением [96] 4-вектора Паули — Любанского и имеющий компоненты

$$a^\mu(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t) = \left[\frac{pS^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)}{m_e}; S^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t) + \frac{p(pS^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t))}{m_e(\varepsilon_p + m_e)} \right]. \quad (62)$$

Из (62) очевидна лоренц-инвариантность величины 3-вектора распределения спина $[S^{(e)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)]^2 = -a_\mu a^\mu$.

Отметим, что обычно в квантовой кинетике рассматривают более простое уравнение для вектора $S^e(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$ (с меньшей нелинейностью). Инвариантная запись (61) удобнее для демонстрации эффектов несохранения четности.

Система самосогласованных уравнений замыкается уравнениями Максвелла для электрического поля $F_{\mu\nu}(\mathbf{x}, t)$ и вигнеровских функций распределения нейтрино

$$\begin{aligned}
 & q_\mu \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial x_\mu} + \frac{G_F c \nu}{\sqrt{2}} \int \frac{d^3 p'}{\varepsilon_{p'}^{(e)}} (p' q) \frac{\partial f^{(e)}(\mathbf{p}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial p_j} + \\
 & + G_F \sqrt{2} \int \frac{d^3 q'}{\varepsilon_{q'}^{(v)}} (q' q) \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}', \mathbf{x}, t)}{\partial x_j} \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial q_j} = J_{\text{coll}}^{(ve)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t), \quad (63) \\
 & \frac{\partial S_i^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial t} + n_k \frac{\partial S_i^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial x_k} - G_F \sqrt{2} n_\gamma(T) L_0 e_{ikl} n_k S_l^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t) + \\
 & + 2\mu_\nu ((n\mathbf{S}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)) E_i(\mathbf{x}, t) - n_i (\mathbf{S}^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t) \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)) + \\
 & + |\mathbf{S}^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)|_i - (n\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)) |\mathbf{S}^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t) \times \mathbf{n}|_i) = \\
 & = \frac{J_i^{\text{coll}}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\varepsilon_q}. \quad (64)
 \end{aligned}$$

РКУ (64), представленное здесь в нековариантном виде, описывает вращение спина нейтрино в полном электрическом поле (\mathbf{E} , \mathbf{B}), включая самосогласованное поле в плазме, а также учитывает столкновения нейтрино с частицами среды [99]. Электромагнитные слагаемые в этом уравнении зависят от аномального магнитного момента нейтрино μ_ν ; $n = q/\varepsilon_q$ — скорость нейтрино. Третье слагаемое в левой части РКУ (64) обязано рассеянию нейтрино вперед на всех частицах фона и зависит от полной асимметрии частиц $L_0 = \sum_a (n_a - n_{\bar{a}})/n_\gamma(T)$, нормированной на плотность равновесных фотонов $n_\gamma(T)$ (15).

Очевидно, что в отсутствие столкновений сохраняется лоренц-инвариантная величина полного спина нейтрино $|\mathbf{S}^{(v)}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)|^2$. (Это проверяется умножением РКУ на вектор спина $S_i(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)$, ср. (61).)

Ниже рассмотрены приложения РКУ (64), связанные с изменением спиральности дираковского нейтрино $\nu_L \rightarrow \nu_R$ во внешнем магнитном поле \mathbf{B}_0 .

Лоренц-инвариантные интегралы νe -столкновений в правых частях уравнений (60), (61), (63) получены в работе [96].

В РКУ (60) не сохраняет четность третье слагаемое, а в РКУ (61) — третье и четвертое слагаемые, происходящие от учета слабого псевдовекторного тока электронов в матричных элементах ee -рассеяния и ve -рассеяния. Ниже мы опустим эти слагаемые (и целиком уравнение (61)), интересуясь только случаем неполяризованных сред.

Оставляя в РКУ (60) только стандартную власовскую часть с самосогласованным электромагнитным полем $F_{\mu\nu}(x, t)$, а в РКУ (63) первые два слагаемых, после исключения из (63) функции распределения электронов $\delta f^{(e)}(p, x, t)$ получим РКУ для нейтрино в системе покоя среды как целого в виде [96] (здесь правая часть $J_{\text{coll}}^{(ve)}/\epsilon_q \equiv (\partial f/\partial t)_{st}^{(ve)}$):

$$\frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial t} + n \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial \mathbf{x}} + e \int \frac{d^4 Q e^{-iQx}}{(2\pi)^4} [F_l(\omega, k) E_{\parallel}(\omega, k) + F_{tr}(\omega, k) (E_{\perp}(\omega, k) + [n\mathbf{B}(\omega, k)])] \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial \mathbf{q}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}^{(ve)}, \quad (65)$$

где $F_l(\omega, k)$, $F_{tr}(\omega, k)$ — электромагнитные формфакторы нейтрино, определенные выше в (21), (22); $Q_{\mu} = (\omega, \mathbf{k})$; $\mathbf{E} = E_{\parallel} + E_{\perp}$, \mathbf{B} — электромагнитные поля в ДС, $E_{\parallel} = \mathbf{k}(\mathbf{kE})/k^2$.

Очевидно, что третье слагаемое в левой части РКУ (65) пропорционально силе электромагнитного происхождения. Если для точечного заряда e (когда формфакторы равны единице: $F_l = F_{tr} = 1$) это слагаемое определяется силой Лоренца, т.е. равно стандартному выражению $e(\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + [n\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)]) \partial f(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)/\partial \mathbf{q}$, то для нейтрино с электромагнитной структурой (20), с учетом связи константы слабого взаимодействия с электрическим зарядом $G_F \sim e^2/M_W^2$, третье слагаемое в (65) пропорционально силе торможения излучением ($\sim e^3$).

Поляризационное происхождение такой силы становится очевидным после простых преобразований в (65) с помощью явных выражений для формфакторов F_l , F_{tr} в изотропной ДС (21), (22), когда фурье-интегралы вычисляются до конца, и обсуждаемое слагаемое [96]

$$\frac{\sqrt{2}G_F c_V}{e} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_n} + n_n \frac{\partial^2}{\partial t \partial x_j} \right) 4\pi P_n(\mathbf{x}, t) \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial q_j} \quad (66)$$

оказывается пропорциональным вторым производным от вектора поляризации ДС:

$$4\pi P_n(\mathbf{x}, t) = D_n(\mathbf{x}, t) - E_n(\mathbf{x}, t),$$

равного разности векторов электрической индукции $D_n(\mathbf{x}, t) = \int d^4x' \epsilon_{nj}(\mathbf{x} - \mathbf{x}', t - t') E_j(\mathbf{x}', t)$ и напряженности электрического поля $E_n(\mathbf{x}, t)$.

Отметим, что выражение для силы (66) справедливо и для анизотропных сред, когда тензор диэлектрической проницаемости зависит, например, от внешнего магнитного поля. В вакууме ($\mathbf{D} = \mathbf{E}$) эффект, отвечающий излучению плазмона движущимся нейтрино, исчезает, т.е. сила торможения в (66) отсутствует.

Наконец, в частных случаях возбуждения в ДС электростатических волн ($\omega \ll k(v)$) или распространения высокочастотной поперечной волны ($\omega \ll k(v)$) слагаемое (66) можно представить в виде эффективной силы Лоренца

$$e_v^{\text{ind}} \mathbf{E}_{\parallel} \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial \mathbf{q}}$$

или

$$\tilde{e}_v^{\text{ind}} (\mathbf{E}_{\perp} + [n\mathbf{B}]) \frac{\partial f^{(v)}(\mathbf{q}, \mathbf{x}, t)}{\partial \mathbf{q}},$$

пропорциональной индуцированным электрическим зарядам нейтрино (27) и (28) соответственно.

4.2. Интегралы столкновений с учетом динамической поляризации среды. Аналогия с электродинамикой плазмы вообще становится полной, если в интеграле столкновений $(\partial f / dt)_{st}^{(ve)}$ в правой части РКУ (65) сохранить в полном сечении только вклад электромагнитного рассеяния нейтрино на электронах (описываемого кросс-симметричной диаграммой по отношению к аннигиляционной на рис.5,б).

На самом деле, необходимо сохранить в сечении все слагаемые, включая борновские вклады, т.е. суммировать матричные элементы диаграмм стандартной модели с амплитудой электромагнитного рассеяния. Важность последней очевидна из обсужденного выше случая рассеяния на ядрах (п.3.2). Поэтому получаемый здесь приближенный результат (67) является методическим, выводимым только для выяснения связи с электродинамикой ДС. Точно так же неполным был бы интеграл столкновений [96,97], основанный только на борновских диаграммах той же стандартной модели.

Тогда, исходя из ковариантного интеграла упругих столкновений частиц с произвольным законом взаимодействия, полученного ранее Черниковым [100], можно записать в ВКБ-приближении малых передан-

ных импульсов ($k \ll p$) стандартное фоккер-планковское представление интеграла столкновений

$$\left(\frac{\partial f^{ve}}{\partial t}\right)_{st} = \frac{\partial}{\partial q_i} \int d^3p I_{ij}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \left\{ \frac{\partial f^v(\mathbf{q})}{\partial q_j} f^e(\mathbf{p}) \left[1 - \frac{(2\pi)^3}{2} f^e(\mathbf{p}) \right] - f^v(\mathbf{q}) \left[1 - (2\pi)^3 f^v(\mathbf{q}) \right] \frac{\partial f^e(\mathbf{p})}{\partial p_j} \right\}, \quad (67)$$

где $f^e(\mathbf{p}) \equiv f^e(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$ и т.д.

Ядро $I_{ij}(\mathbf{p}, \mathbf{q})$, определяемое амплитудой электромагнитного ve -рассеяния [48], имеет в классическом приближении вид

$$I_{ij}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = (4\pi\alpha)^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi^3)} \frac{k_i k_j}{k^4} \pi \delta(\mathbf{kn} - \mathbf{kv}) \times \left| \frac{F_l(\mathbf{kn}, k)}{\varepsilon_l(\mathbf{kn}, k)} + \frac{[k^2 \mathbf{vn} - (\mathbf{kn})^2] F_{tr}(\mathbf{kn}, k)}{(\mathbf{kn})^2 \varepsilon_{tr}(\mathbf{kn}, k) - k^2} \right|^2. \quad (68)$$

Здесь $F_l(\omega, k)$ и $F_{tr}(\omega, k)$ — те же формфакторы (21), (22), определяющие силовое слагаемое в левой части РКУ (65). Отметим, что в случае точечного электрона, у которого электромагнитные формфакторы равны единице ($F_l = F_{tr} = 1$), выражение (68) совпадало бы с классическим ядром релятивистского интеграла столкновений типа Ленарда — Балеску, полученного Силиным [101].

В случае нейтрино, у которого формфакторы F_l и F_{tr} пропорциональны плотности среды n_0 , переход к вакуумному пределу $n_0 \rightarrow 0$ отличается от предельного перехода в релятивистском интеграле кулоновских столкновений [101].

Подстановка вакуумных значений диэлектрических проницаемостей $F_l = F_{tr} = 1$ в интеграл, полученный Силиным [101], приводит к результату Беляева — Будкера [102], в то время как в интеграле ve -столкновений (67) ядро (68) обращается в нуль (при $n_0 = 0$). В этом случае остающийся интеграл ve -столкновений определяется матричными элементами борновских диаграмм (ср. рис. 5, а, б) и уже получен ранее в [96].

Таким образом, в полном интеграле столкновений нейтрино, включающем (68), учитывается динамическая поляризация среды, т.е. влияние на акт соударений самосогласованного электромагнитного поля, или, в конечном счете, влияние на частоту ve -соударений поляри-

зационных возмущений электронной плотности в окрестности «траекторий» нейтрино.

К сожалению, вычисление полных интегралов столкновений для нейтрино в ДС остается не решенной до конца проблемой. В общем виде такой интеграл столкновений представлен в работе [103].

Важность включения в РКУ нейтрино вклада самосогласованного поля (линейного по константе взаимодействия G_F) была отмечена также в работе Рудзского [104], рассмотревшего РКУ для двух ароматов нейтрино (со смешиванием), распространяющихся в среде электронов, нуклонов и ядер.

Помимо рассмотренных выше поляризационных слагаемых в левой части РКУ (65), пропорциональных взаимодействию неоднородности частиц среды с потоком нейтрино, описываемым диагональной аромату функцией распределения (59), автор [104] получил дополнительные слагаемые, линейные по взаимодействию и не содержащие в отличие от (65) производных, но уже в РКУ для вспомогательных (смешанных по аромату) компонент функции распределения $f^{(\nu_{e,\mu})}(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$. Именно эти слагаемые, определяемые разностью амплитуд рассеяния (вперед) мюонных и электронных нейтрино, ведут к колебаниям плотностей $\nu_{e,\mu}$ -нейтрино в МСВ-эффекте [104].

Полученная в [104] система РКУ, включающая интегралы столкновений, полностью описывает нейтринные осцилляции в среде для произвольной неоднородности среды с выходом за рамки условий адиабатичности и когерентности рассеяния нейтрино на частицах среды (постоянство энергии).

4.3. Кинетика спина нейтрино в среде с переменным внешним магнитным полем. Если время установления термодинамического равновесия для нейтринной компоненты в среде или характерное время изменения энергетического спектра нейтринного неравновесного потока много больше периода прецессии спина нейтрино во внешнем электромагнитном поле, то можно воспользоваться факторизацией спиновой функции распределения $\mathbf{S}^{(\nu)}(\mathbf{p}, t) = f^{(\nu)}(\mathbf{p}) \mathbf{S}(t)$, отвечающей учету быстрого вращения спина $\mathbf{S}(t)$ в однородном потоке с плотностью нейтрино $n^{(\nu)} = \int d^3 p f^{(\nu)}(\mathbf{p})$.

В результате диагональные компоненты полной вигнеровской функции распределения (59) $f_{--} = f_L$ и $f_{++} = f_R$, отвечающие левым и правым нейтрино, записываются в виде

$$f_L(\mathbf{p}, t) = f^{(\nu)}(\mathbf{p}) \frac{(1 - S_z(t))}{2},$$

$$f_R(\mathbf{p}, t) = f^{(v)}(\mathbf{p}) \frac{(1 + S_z(t))}{2},$$

где фактор $F_R = (1 + S_z(t))/2$ равен вероятности изменения спиральности нейтрино:

$$P_{\nu_L \leftrightarrow \nu_R}(t) = \frac{1 + S_z(t)}{2}. \quad (69)$$

В бесстолкновительном приближении для нейтрино, распространяющихся вдоль оси z , взаимодействие с переменными электромагнитными полями можно описать с помощью комбинации поперечных компонент полей

$$\tilde{H}_\perp e^{\pm i\alpha(t)} = \mu_\nu (B_x(t) + E_y(t) \pm i(B_y(t) - E_x(t))),$$

$$\alpha(t) = \operatorname{arctg} \left(\frac{B_y(t) - E_x(t)}{B_x(t) + E_y(t)} \right),$$

$$\tilde{H}_\perp(t) = \mu_\nu (B_x^2(t) + B_y^2(t) + E_x^2(t) + E_y^2(t) + 2|E_y(t)B_x(t) - B_y(t)E_x(t)|)^{1/2},$$

входящих в РКУ (64) с нулевой правой частью. В работе [105] было показано, что РКУ (64) сводится к дифференциальному уравнению 3-го порядка:

$$\begin{aligned} & (\dot{\alpha} - V) \tilde{H}_\perp^2 \frac{d^3 S_z(t)}{dt^3} - [\ddot{\alpha} \tilde{H}_\perp^2 + 2\dot{\tilde{H}}_\perp \tilde{H}_\perp^2 (\dot{\alpha} - V)] \frac{d^2 S_z(t)}{dt^2} + \\ & + [(\dot{\alpha} - V)^3 \tilde{H}_\perp^2 + 4\tilde{H}_\perp^4 (\dot{\alpha} - V) + \ddot{\alpha} \dot{\tilde{H}}_\perp \tilde{H}_\perp - (\ddot{\tilde{H}}_\perp \tilde{H}_\perp - 2(\dot{\tilde{H}}_\perp)^2) (\dot{\alpha} - V)] \times \\ & \times \frac{dS_z(t)}{dt} + [4\tilde{H}_\perp^3 \dot{\tilde{H}}_\perp (\dot{\alpha} - V) - 4\ddot{\alpha} \tilde{H}_\perp^4] S_z(t) = 0, \end{aligned} \quad (70)$$

где потенциал взаимодействия нейтрино с веществом V определяется формулой (16), а начальные условия отвечают отсутствию правых нейтрино [105]:

$$S_z(0) = -1,$$

$$\dot{S}_z(0) = 0, \quad (71)$$

$$\ddot{S}_z(0) = 4\tilde{H}_\perp^2(0).$$

В частном случае магнитного поля постоянной амплитуды ($\tilde{H}_\perp = \text{const}$), вращающегося с постоянной скоростью $\dot{\alpha} = \text{const}$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения нейтрино, РКУ (70) сводится к простому уравнению

$$\frac{d^3 S_z(t)}{dt^3} + \omega_0^2 \frac{dS_z(t)}{dt} = 0, \quad (72)$$

где угловая скорость вращения спина нейтрино равна

$$\omega_0 = \sqrt{(\dot{\alpha} - V)^2 + 4\tilde{H}_\perp^2}. \quad (73)$$

Решая уравнение (72) с начальными условиями (71), мы получаем из определения (69) известное выражение для вероятности спин-флипа дираковских нейтрино в среде с вращающимся магнитным полем [34]:

$$P_{\nu_L \leftrightarrow \nu_R} = \frac{4\tilde{H}_\perp^2}{\omega_0^2} \sin^2(\omega_0 t/2). \quad (74)$$

Резонансное условие $\dot{\alpha} = V$ легко может быть выполнено, например, в недрах Солнца [34], однако вряд ли такой резонанс связан с антикорреляцией нейтринного потока с солнечной активностью из-за малости магнитного момента μ_ν . РКУ (70), полученное из (64), содержит все известные на сегодня решения для движения спина нейтрино во внешнем магнитном поле, включая случаи постоянного однородного поля [6] (т.е. $\dot{\alpha} = 0$ в (73), (74)) или линейно поляризованного поля альвеновской волны в плазме [99].

В связи с применениями для космологического ограничения магнитного момента нейтрино из первичного нуклеосинтеза [27] при наличии гигантских случайных магнитных полей в ранней Вселенной [29] интересно рассмотреть движение спина нейтрино в случайных электромагнитных полях. Такое исследование было выполнено в недавней работе [105], где методом статистического усреднения (70) было получено то же простое уравнение (72), но с другой частотой спиновой прецессии

$$\omega_0 = \sqrt{V^2 + 8\langle \tilde{H}_\perp^2 \rangle + \frac{6}{5} L^{-2}}, \quad (75)$$

зависящей от среднеквадратичного поля

$$\langle \tilde{H}_\perp^2 \rangle = \frac{2}{3} \mu_\nu^2 \langle B^2 \rangle_{x=0}$$

в изотропной среде, и масштаба L этого случайного поля, определяемого отношением

$$L^{-2} = \frac{\int k^2 \langle B^2 \rangle_k d^3k / (2\pi)^3}{\langle B^2 \rangle_{x=0}}.$$

Здесь $\langle B^2 \rangle_{x=0} / 8\pi = \int \langle B^2 \rangle_k d^3k / (8\pi(2\pi)^3)$ есть средняя плотность энергии случайного магнитного поля, определяемая корреляцией полей $\langle B(x_1) B(x_2) \rangle$ в совпадающих точках пространства $x_1 = x_2$ ($x = x_1 - x_2 = 0$), что является следствием локальности взаимодействия спина нейтрино с магнитным полем в исходном РКУ (64).

Величина случайного поля на масштабе L , $B(T) = \sqrt{\langle B^2 \rangle}$, пропорциональна критическому полю для W -бозонов $B_c = M_W^2 / e \sim 10^{24} G$, генерируемому за счет неоднородностей хиггсовского конденсата вблизи температуры электрослабого фазового перехода $T_{EW} \sim M_W$ [29] и равна

$$B(T) = \frac{c 10^{24} G}{\sqrt{N}} \left(\frac{T}{T_{EW}} \right)^2. \quad (76)$$

Здесь $N = (L/L_0)^3$ — число доменов с размером элементарной ячейки (домена) L_0 ; $c \geq 1$ — феноменологический параметр усиления поля, введенный Олесеном [29] для объяснения реликтового происхождения затравочного поля B_{seed} в динамо-механизме усиления галактического магнитного поля. Считая, что критической для последующего нуклеосинтеза будет конверсия левых нейтрино в правые $\nu_L \rightarrow \nu_R$, при температуре $T_{QCD} \sim 200$ МэВ, определяющей адронизацию кварков с последующим распадом пионов и мюонов в левые нейтрино, можно исключить в формуле (76) неизвестный параметр c , используя отношение

$$\frac{B_{200}}{B_{seed}} = \left(\frac{T_{200}}{T_{now}} \right)^{1/2} \left(\frac{L_{now}}{L(200)} \right)^{3/2}. \quad (77)$$

Здесь $T_{now} \approx 3 \cdot 10^{-10}$ МэВ — температура реликтового фона, $L_{now} \sim 100$ кпк $\approx 3 \cdot 10^{23}$ см — среднее межгалактическое расстояние, T_{200} , $L(200)$ — температура и масштаб случайного поля в момент КХД-фазового перехода.

Ограничение магнитного момента нейтрино из нуклеосинтеза в ранней Вселенной [27]

$$\mu_\nu \leq \frac{4,5 \cdot 10^2 \mu_B}{B_{200}/1G}$$

с использованием отношения (77) можно заменить неравенством

$$\mu_\nu \leq \frac{10^{-30} \mu_B}{B_{seed}/1G}. \quad (78)$$

Если далее воспользоваться ограничением современной теории магнитного динамо $B_{seed} \geq 10^{-11} G$ [28], то из (78) следует рекордный верхний предел для магнитного момента дираковского нейтрино

$$\mu_\nu \leq 10^{-19} \mu_B,$$

или ограничения на массу электронного нейтрино в стандартной модели

$$m_\nu \leq 0,3 \text{ эВ.}$$

Следует подчеркнуть наличие в использовавшейся выше формуле (75) некоторого минимально возможного размера домена $L_{\min} \geq V^{-1}$, позволяющего избежать подавление прецессии спина нейтрино в случайном магнитном поле [105]:

$$L_0 \geq L_{\min} = 10^{-2} l_H \left(\frac{\text{МэВ}}{T} \right)^3, \quad (79)$$

где $l_H(T) \sim T^{-2}$ — размер горизонта. Для меньших масштабов, когда длина прецессии $l_{\text{осц}} = (V^2 + 8\langle \tilde{H}_\perp^2 \rangle)^{-1/2}$ становится больше размера домена L , спин нейтрино не успевает следовать за изменением направления случайного поля при переходе к новому домену (в простейшей модели мы полагаем поле внутри домена однородным и величину поля (76) одинаковой для каждого домена $L = L_0$).

Таким образом, актуальной является задача построения релятивистской магнитной гидродинамики для случайных полей с макроскопическим масштабом (79), развившихся из микроскопических гигантских случайных полей, описываемых стандартной моделью электрослабых взаимодействий [29, 106].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые итоги. Предсказанное в 1985 г. резонансное усиление нейтринных осцилляций в среде [1], по-видимому, подтверждается в продолжающихся подземных экспериментах с солнечным нейтрино (см. введение и разд. 1). Это стимулировало огромный поток работ по проблеме нейтринных осцилляций в недрах Земли, в различных астрофизических объектах, в ранней Вселенной. В целом МСВ-теория является завершенным направлением в физике нейтрино в среде. Продолжающееся развитие вширь, многочисленные новые работы носят скорее прикладной характер — из уже известных решений волнового уравнения нейтрино в среде получают дополнительные, новые ограничения на углы смешивания в вакууме или на разность квадратов масс нейтрино.

В отличие от этого направления, электродинамика нейтрино в среде, основы которой сформулированы выше, находится в стадии развития. Хорошо изученное взаимодействие вакуумного магнитного момента нейтрино с регулярным внешним магнитным полем лежит в основе соответствующих одночастичного волнового уравнения (разд.1) или РКУ, описывающих нейтринные потоки в среде (разд.4). Отметим, что движение нейтрино в однородных и слабонеоднородных внешних электромагнитных полях изучалось также в работах [107—109] на основе расчета однопетлевого массового оператора нейтрино в заданном внешнем поле. Остается неисследованным вопрос о влиянии столкновений нейтрино в плотном веществе на процессы с изменением спиральности в таких внешних полях. Вне рамок физики нейтрино, но особенно важным для определения космологического ограничения на магнитный момент нейтрино из первичного нуклеосинтеза, являлось бы решение проблемы эволюции случайных магнитных полей, генерируемых в электрослабом фазовом переходе при температуре $T_{EW} \approx M_W$. Этот вопрос принципиально важен и для решения проблемы происхождения магнитных полей в галактиках.

Представляется перспективным исследование взаимодействия нейтрино с неравновесными средами, когда возмущения плотности числа частиц или плотности токов частиц среды возрастают, что может привести к усилению взаимодействия (ток \times ток в используемом низкоэнергетическом приближении слабого взаимодействия). При этом можно использовать известные результаты нелинейной теории плазмы и других ДС, в частности, на первом этапе — хорошо развитую теорию слабой турбулентности [110].

Можно ожидать увеличения сечений, потерь энергии нейтрино также в анизотропных средах. В частности, представляют интерес расчеты се-

чений различных элементарных процессов, выполненных ранее авторами обзора для изотропных ДС (разд.3), для магнитоактивной (анизотропной) плазмы с электромагнитной вершиной (23) (разд.2).

Расчеты переноса нейтрино в плотной плазме с сильными регулярным (сверхновая звезда) или стохастическим (ранняя Вселенная) магнитными полями позволили бы в этом случае проверить возможность существования коллективных механизмов взаимодействия нейтрино с веществом и их влияние на динамику коллапса предсверхновой и остывание ядра-остатка, а также на температуру закалки нейтрино (развязывания с веществом) и первичный нуклеосинтез в ранней Вселенной.

Наконец, принципиально важным представляется выход за рамки использованного выше приближения низких энергий $|q^2|/M_W^2 \ll 1$, т.е. изучение роли коллективных эффектов в сверхплотной диспергирующей среде ($n \leq M_W^3$, $T \leq M_W$) до появления на фоне или эффектов бозе-конденсации W -бозонов [111], или высокотемпературного восстановления симметрии [112]. В этом случае уже потребуется учесть вклад самодействия полей Янга — Миллса в дисперсионные характеристики среды, что само по себе является более сложной задачей, чем однопетлевой расчет вакуумных радиационных поправок в стандартной модели и функций линейного отклика среды в точечном низкоэнергетическом приближении.

Один из авторов (В.Б.С.) выражает благодарность научно-учебному центру «Космион» за частичную поддержку инициативными грантами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. — ЯФ, 1985, т.42, с.1441.
Михеев С.П., Смирнов А.Ю. — УФН, 1987, т.153, с.3.
2. Wolfenstein I. — Phys. Rev., 1978, vol. 17D, p.2369.
3. Bilenky S.M., Pontecorvo B.M. — Physics Reports, 1978, vol.41C, p.225. Биленький С.М., Понтекорво Б.М. — УФН, 1977, т.123, с.181. Понтекорво Б.М. — УФН, 1983, т.141, с.675. Биленький С.М. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.449.
4. Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.273.
5. Davis R. — Talk Presented at the 13-th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics «Neutrino 88» (Boston, USA, 1988).
6. Волошин М.В., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. — ЯФ, 1986, т.44, с.677. Волошин М.В., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. — ЖЭТФ, 1986, т.91, с.754.
7. Akhmedov E.Kh. — Phys. Lett., 1988, vol.213B, p.64. Akhmedov E.Kh. — Contr. Paper Pres. at the 13-th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, «Neutrino 88» (Boston, USA, 1988). Lim C., Marciano W.J. — Phys. Rev., 1988, vol.37D, p.1368.
8. Hirata K.S. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.44D, p.2241.
9. GALLEX Collab., Anselmann P. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.285B, p.390.
10. Albrecht A., Stebbins A. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, p.2615.
11. Hirata K.S. et al. — Phys. Lett., 1988, vol.205B, p.416.
12. Peltoniemi J.T., Valle J.W.F. — Preprint IFIC/93-04, 1993 (sub. to Nucl. Phys. B).
13. Enqvist K., Kainulainen K., Maalampi J. — Phys. Lett., 1990, vol.244B, p.186.

14. Oraevsky V.N., Semikoz V.B. — Plasma Astrophysics. Proc. of the Joint Varenna Abastumani Int. School and Workshop. 1986, Sukhumi, USSR, p.321; Physica, 1987, vol.142A, p.135.
15. Семикоз В.Б. — ЯФ, 1987, т.46, с.1592.
16. Семикоз В.Б., Смородинский Я.А. — ЖЭТФ, 1989, т.95, с.35.
17. Семикоз В.Б., Смородинский Я.А. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, с.361.
18. Oraevsky V.N., Rez A.I., Semikoz V.B. — Preprint IZMIRAN, No.5a(952), 1991.
19. Окунь Л.Б. — ЯФ, 1986, т.44, с.847.
20. Fujikawa K., Shrock R.E. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.963.
21. Semikoz V.B. — Phys. Lett., 1992, vol.284B, p.337.
22. Robertson R.G.H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.957.
23. Krakauer D.A. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.44D, R6.
24. Blinnikov S.I. — Preprint ИТЕР, No.19, 1988.
25. Raffelt G. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.64, p.2856.
26. Rez A.I., Semikoz V.B. — Phys. Lett., vol.249B, p.125. Rez A.I., Semikoz V.B. — Proc. of the Int. School «Low Energy Weak Interactions» (LEWI 90), Dubna, 1990, p.136.
27. Enqvist K., Semikoz V., Shukurov A., Sokoloff D. — Preprint NORDITA-92/91, Phys. Rev. D, 1993 (accepted).
28. Poezd A., Shukurov A., Sokoloff D. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1993 (sub.).
29. Vachaspati T. — Phys. Lett., 1991, vol.265B, p.258. Olesen P. — Phys. Lett., 1992, vol.281B, p.300.
30. Enqvist K., Olesen P., Semikoz V. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, p.2157.
31. Nötzold D. — Phys. Rev., 1988, vol.380, p.1658.
32. Voloshin M.B. — Preprint ИТЕР, No.45, 1988.
33. Blinnikov S.I., Okun L.B. — Preprint ИТЕР, No.123, 1988.
34. Смирнов А.Ю. — Письма в ЖЭТФ, 1991, т.53, с.280.
35. Vidal J., Wudka J. — Phys. Lett., 1990, vol.249B, p.473. Aneziris C., Schechter J. — Int. J. Mod. Phys., 1991, vol.6A, p.2375.
36. Ахмедов Е.Х., Бычук Е.Х. — ЖЭТФ, 1989, т.95, с.442.
37. Fukugita M., Yazaki S. — Phys. Rev., 1987, vol.360, No.12, p.3817.
38. Nötzold D., Raffelt G. — Nucl. Phys., 1988, vol.307B, p.924.
39. Окунь Л.Б. — Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, с.20.
40. Raffelt G. — Phys. Rep., 1990, vol.198, p.1.
41. Леинсон Л.Б., Ораевский В.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, с.58.
42. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. — Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988, с.40.
43. Adams J.B., Ruderman M.A., Woo C.H. — Phys. Rev., 1963, vol.129, p.1383.
44. Фрадкин Е.С. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1286. Цытович В.Н. — ЖЭТФ, 1961, т.40, с.1775.
45. Zaidi M.H. — Nuovo Cim., 1965, vol.40, p.502.
46. Weinberg S.A. — Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264. Salam A. — Stockholm, Ed.Swartholm, Almqest and Weacsell, 1968, p.367.
47. Dicus D.A. — Phys. Rev., 1972, vol.6D, p.941.
48. Ораевский В.Н., Плахов А.Ю., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А. — ЖЭТФ, 1987, т.93, с.1557.
49. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А. — ЖЭТФ, 1989, т.95, с.2288 (поправка).
50. Фрадкин Е.С. — Труды ФИАН, 1965, т.29, с.7.
51. Weldon H.A. — Phys. Rev., 1982, vol.26D, p.1394.
52. D'Olivo J.C., Nieves J.F., Pal P.B. — Phys. Rev., 1989, vol.40D, p.3679.
53. Oraevsky V.N., Semikoz V.B. — Phys. Lett., 1991, vol.263B, p.455.
54. Ахмезер А.И. и др. — Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.
55. Pati C., Salam A. — Phys. Rev., 1974, vol.10D, p.275.
56. Beg M.A., Budny R.V., Mohapatra R., Sirlin A. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.1250.
57. Fukugita M., Yanagita T. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.58, p.1807.
58. Семикоз В.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.749, с.254.
59. Leurer M., Marcus N. — Phys.Rev., 1991, vol. 43D, p.2259.
60. Babu K.S., Mohapatra R.N. — Phys.Rev., 1990, vol. 42D, p.3778.
61. Semikoz V. — Preprint NORDITA-92/44, 1992.

62. Рез А.И., Семикоз В.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, с.437.
63. Oraevsky V.N., Semikoz V.B., Smorodinsky Ya.A. — Phys.Lett., 1989, vol.227B, p.255.
64. Langacker P., Sankar Uma S. — Phys.Rev., 1989, vol. 40D, p.1569.
65. Семикоз В.Б. — Труды V Всесоюзной школы «Частицы и космология», 1989, БНО ИЯИ.
66. Oraevsky V.N., Ursov V.N. — Phys. Lett., 1988, vol. 209, p.83.
67. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б. — ЖЭТФ, 1984, т.86, с.796.
68. Oraevsky V.N., Semikoz V.B. — Phys. Lett., 1984, vol.139B, p.90; Труды II Межд. группы «Проблемы нелинейных и турбулентных процессов в физике», 1983, Киев, с.369.
69. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б. — Ядерная физика, 1985, т.42, с.702.
70. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, с.549.
71. Altherr T., Kainulainen K. — Phys. Lett., 1991, vol. 262B, p.79.
72. Leinson L.B., Oraevsky V.N., Semikoz V.B. — Phys. Lett., 1988, vol. 209B, p.80.
73. Banarjee B., Chitre S.M. — Preprint TIER/TH/91-36, 1991.
74. Dalitz R.N. — Proc.Roy. Soc. 1951, vol. 206A, p.59.
75. Леинсон Л.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, с.237.
76. Horowitz C.J., Wehrberger K. — Phys.Rev.Lett., 1991, vol. 66, p.272; Phys. Lett., 1991, vol. 266B, p.2366.
77. Адиев Т.М., Высоцкий М.И. — УФН, 1981, т.135, с.709.
78. Matsumoto T. et al. — Astrophys. J., 1988, vol. 329, p.567.
79. Бережанин З.Г. и др. — Ядерная физика, 1990, т.51, с.1614.
80. Aliev T.M., Vysotsky M.I. — Preprint ИТЕР-37, Moscow, 1981.
81. Pal B., Wolfenstein L. — Phys. Rev., 1982, vol. 25D, p.766.
82. De Rujula A., Glashow S.L. — Phys.Rev.Lett., 1980, vol. 45, p.942.
83. D'Olivo J.C., Niels J.F., Pal B.V. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol. 64, p.1088.
84. Börner G. — The Early Universe, Springer Verlag, Berlin—Heidelberg—New York, 1988, p.245.
85. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980, с.182.
86. Киржниц Д.А., Лосяков В.В., Чечин В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.50, с.10.
87. Ферми Э. — Научные труды. М.: Наука, 1972, т.2.
88. Киржниц Д.А., Лосяков В.В., Чечин В.А. — ЖЭТФ, 1990, т.97, с.1089.
89. Enqvist K., Kainulainen K., Semikoz V. — Nucl. Phys., 1992, vol.B374, p.392.
90. Janka H.-Th. — Astronom. Astrophys., 1991, vol.244, p.378.
91. Гинзбург В.Л. — ЖЭТФ, 1940, т.10, с.589.
92. Франк И.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1942, т.6, с.3.
93. Dunkan M.J., Grifols J.A., Mendeza A., Sankar Uma S. — Phys. Lett., 1987, vol.191B, p.304.
94. Гроот С., Леувен В., Верг В. — Релятивистская кинетическая теория. М.: Мир, 1983.
95. Jüttner F. — Z.f. Physik, 1928, vol.47, p.5452.
96. Semikoz V.B. — Physica, 1987, vol.142A, p.157.
97. Bruenn S.W. — Astrophys. J.Suppl.Ser., 1985, vol.58, p.771.
98. Лабзовский Л.Н. — ЖЭТФ, 1985, т.89, с.1921.
99. Semikoz V. — Preprint NORDITA-92/60, 1992; Phys. Rev D, 1993, vol. 48 (accepted).
100. Черников Н.А. — ДАН СССР, 1957, т.114, с.530; Докт. дисс. 1963, ОИЯИ, Дубна.
101. Силян В.П. — ЖЭТФ, 1961, т. 40, с.1768.
102. Беляев С.Т., Будкер Г.Н. — ДАН СССР, 1956, т.107, с.807.
103. Oraevsky V.N., Ursov V.N. — Phys. Lett., 1989, vol.221B, p.357.
104. Rudzsky M.A. — Astrophysics and Space Science, 1989, vol.165, p.65.
105. Enqvist K., Semikoz V. — Phys. Lett., 1993, vol.B312, p.310.
106. Ambjörn J., Olesen P. — Nucl. Phys., 1989, vol.315B, p.606.
107. Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Курилин А.В., Тернов И.М. — ЯФ, 1985, т.41, с.743.
108. Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Тернов А.И. — ЯФ, 1987, т.46, с.564.
109. Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Тернов А.И. — ДАН СССР, 1989, т.308, с.841.
110. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. — Основы физики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.590.
111. Linde A.D. — Phys.Lett., 1979, vol.86B, p.39.
112. Kirzhnits D.A., Linde A.D. — Phys.Lett., 1972, vol.42B, p.471.