

ДНЕПРОПЕТРОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

АХТЕР ШАХИН

**ИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРИНО
В ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ СРЕДЕ**

01.04.02 — теоретическая физика

А в т о р е ф е р а т

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

магнитного момента (ММ) нейтрино. В литературе до настоящего времени имлось расхождение в значениях ММ, вычисленного различными авторами [5,6]. Устранение этого недостатка является актуальной задачей дня. Полученные результаты могут найти применение в космологии ранней Вселенной, а также в астрофизике.

Цель работы.

Многие космологические и астрофизические проблемы могут найти свое объяснение, если нейтрино будут иметь достаточно большой ММ. Были предложены [7] значения величин ММ нейтрино, объясняющие проблему дефицита солнечных нейтрино. Цель данной работы – вычисление ММ массивного нейтрино дираковского и майорановского типов в плотной и горячей среде в рамках рассматриваемого простейшего расширения СМ. Проводится сравнение возможностей получения большого значения ММ нейтрино в обоих случаях. В отличие от работ других авторов используется ренормируемая калибровка.

Научная новизна работы.

Мы вычисляем ММ массивного нейтрино при высоких температурах и плотностях. Полный ММ дираковского нейтрино в горячей и плотной среде по порядку величины равен $10^{-11} \mu_B$ и пропорционален массе нейтрино соответствующего аромата. Данный результат согласуется с экспериментальными значениями ММ, полученными при рассмотрении процесса охлаждения белых карликов. Он отличается от

результатов Самини Масуд [5], где было получено нулевое значение ММ. Таким образом, мы устраняем имеющийся пробел. В случае майорановского нейтрино расчёты ММ в среде отсутствуют в литературе. В работе показано, что ММ майорановского нейтрино пропорционален массе виртуального лептона, а не массе нейтрино, как это имеет место для дираковской частицы. Необходимо отметить, что наши результаты для ММ майорановского нейтрино получены в рамках простейшего расширения СМ (дополнительно к стандартному дублету хиггсовских частиц добавляется триплет скаляров), в котором отсутствуют правые токи. Полученный результат несущественно зависит от массы нейтрино и сохраняется в случае $m_\nu \rightarrow 0$. В плотной мюонной среде ММ майорановского нейтрино $\mu_\nu \sim 10^{-15} \mu_B$, что соответствует плотности вещества $\rho \sim 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, встречающейся на ранних этапах образования нейтронных звезд. Поэтому наши результаты могут найти применение в астрофизике современной Вселенной.

Практическая ценность.

Образованные после Большого Взрыва нейтрино вносят существенный вклад в величину плотности энергии в ранней Вселенной. Большое число нейтрино в ранней Вселенной дало возможность образоваться гелию-4, который мы наблюдаем в сегодняшней Вселенной.

Большое количество экспериментов, проведенных при помощи установки типа "Галлий" и других новых нейтринных детекторов, показали, что имеется возможность получения достаточно большой энер-



00376016 (N)

530.1
 Работа выполнена на кафедре
 тровского государственного университета.

Научный
 руководитель

доктор физико-математических наук
 профессор Скалозуб В.В.

Официальные оппоненты:

1. доктор физ.-мат.наук,зав. отделом высоких плотностей энергии
 ИТФ АН Украины,г.Киев,
 профессор Зиновьев Г.М.
2. кандидат физ.-мат.наук,национальный научный центр (ХФТИ),г.Харьков,
 научный сотрудник Латинский С.М.

Ведущая организация:

Научный Совет по комплексной проблеме "Кибернетика" РАИ г.Москва

Защита диссертации произойдет " 28/09 / 1994г.в 12⁰⁰ ча-
 сов на заседании специализированного ученого совета К 03.01.06 по
 защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата физико-
 математических наук при Днепропетровском государственном универ-
 ситете (320625, ГСП-10, Днепропетровск, пр. Гагарина 72, корп. 15, ауд.
 311).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Днепро-
 петровского государственного университета.

Автореферат разослан "26"/08/ 1994г.

Ученый секретарь
 специализированного ученого совета

Спиридонова И.М.

ЛНБ ім. В. Стефаніка
 АН України

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Нейтринная физика является одним из наиболее актуальных направлений современной физики на пути создания Теории Великого Объединения (ТВО) [1], которая включала бы в себя электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия. Наибольший интерес представляют теории, содержащие массивные нейтрино. В настоящее время Стандартная Модель (СМ) с теоретической точки зрения не является завершенной из-за проблемы массы нейтрино. В электрослабой теории массовая матрица нейтрино появляется из взаимодействия юкаваского типа левых дублетов и правых синглетов лептонов со скалярными хиггсовскими полями. Для того чтобы рассматриваемая теория была перенормируемой необходимо, чтобы эти взаимодействия были калибровочно инвариантными. В калибровочных теориях имеется возможность введения нейтринного массового члена как дираковского, так и майорановского типа [2].

Известно, что распространяясь в вакууме, нейтрино могут менять свой аромат [3]. Это явление получило название – нейтринные осцилляции. В последнее время большое внимание уделялось рассмотрению распространения нейтрино в холодной [4] и горячей [5,6] средах. В данной работе, рассматривая распространение нейтрино двух типов в горячей и плотной среде в однопетлевом приближении в рамках ковариантной формулировки. Мы получаем достаточно большие значения

гии Солнца за счет процессов образования альфа-частиц в которых выделяются свободные нейтрино. Современные эксперименты чувствительны лишь к сильным нейтринным всплескам. В свете всего вышесказанного становится очевидным необходимость дальнейшего изучения свойств нейтрино в рамках различных теоретических построений. Полученные в диссертации результаты уточняют результаты других авторов для дираковского нейтрино. В случае майорановской частицы ММ нейтрино в плотной и горячей среде изучен впервые. Существенным при расчетах оказалось использование ренормируемых калибровок, что является важным техническим моментом работы, обеспечивающим надежность результатов.

На защиту выносятся следующие положения.

1. Нейтрино являются парадоксальными частицами и наиболее интересно рассмотреть случай массивного нейтрино, распространяющегося в горячей и плотной среде. Поэтому, мы исследуем поведение двух типов нейтрино – дираковского и майорановского – в среде при конечной температуре.
2. Обсуждается возможность существования массы нейтрино, а также вопрос о том, является ли массовая матрица нейтрино диагональной или нет в соответствии с подходом работы [8].
3. Рассмотрены электромагнитные свойства двух типов нейтрино в вакууме. Получены характеристики нейтрино, описывающие их свойства во внешнем электромагнитном поле.

4. Сравнение свойств нейтрино, распространяющихся в вакууме и среде дают интересные результаты. В вакууме майорановские нейтрино не имеют ММ из-за сохранения СРТ-инвариантности. В среде за счет нарушения СРТ-инвариантности появляется ММ и не зависит от массы нейтрино.

5. Вычислены ММ дираковского и майорановского нейтрино в плотной среде при конечной температуре. Исследован характер его зависимости от температуры и плотности в широком изменении (μ, T).

6. Полученные результаты важны для космологических моделей ранней и современной Вселенной. При плотности и температуре $\sim 80 \text{ ГэВ}$ ММ дираковского и майорановского нейтрино равен $\sim 10^{-11} \mu_B$. Подобные температуры и плотности существовали в ранней Вселенной примерно через 10^{-8} с после Большого Взрыва. Для майорановского нейтрино при плотности мюонной среды $\sim 4.2 \text{ ГэВ}$ (что соответствует плотности вещества в нейтронных звездах) получен ММ $\mu_\nu \sim 10^{-15} \mu_B$.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались на Международном семинаре "Квантовая теория поля и физика элементарных частиц", Звенигород (1994г.), обсуждались на семинарах ИТФ АН Украины, г. Киев, НИЦПВ, г. Москва, семинарах кафедры квантовой микрофизики ДГУ, 1993-1994г.г.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, трех приложений и списка цитированной литературы из 73 наименований. Диссертация содержит 2 рисунка, 8 графиков, ее полный объем 90 страниц.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Постановка задачи.

Одной из наиболее интереснейших элементарных частиц, известных современной науке, является нейтрино. Наибольший интерес представляет исследование вопроса о поведении массивных нейтрино, распространяющихся в горячей и плотной среде. Исследуется различие в электромагнитных свойствах между нейтрино двух типов – дираковскими и майорановскими. Мы вычисляем электромагнитные форм-факторы нейтрино в среде при конечной температуре. Исследование случая дираковского нейтрино в различных моделях было проведено в работах [5,6,7,9]. Насколько нам известно, случай майорановского нейтрино не изучался в присутствии плотной и горячей среды.

Рассмотрена простейшая модификация СМ в лептонном секторе (для дираковского случая) и в хиггсовском секторе (для майорановского случая). Вычисления проводились в калибровке Фейнмана, в отличие от работ других авторов использующих унитарную калибровку.

Случай дираковского нейтрино.

При вычислении магнитного момента массивного нейтрино в среде представляется интересным рассматривать члены вплоть до порядка $(m_i/m_w)^4$. Вершинная функция вычисляется для внешних частиц, находящихся на массовой поверхности при $q_\mu \rightarrow 0$, где $q = p_2 - p_1$; p_2 и p_1 - внешние импульсы нейтрино. Вычисления проводятся в формализме реального времени для статического случая ($q_0 = 0$). Интегрирование проводится в специальной лоренцовской системе отсчета, а именно - система отсчета, покоящаяся относительно среды частиц и античастиц при конечной температуре и соответствующая 4-вектору скорости $v^\mu = (1, 0)$.

Наличие 4-вектора скорости приводит к появлению новых членов, зависящих от v^μ и имеющих тензорную структуру. Импульс релятивистской частицы можно представить в виде разложения по степеням (m_i/E) , где m_i и E масса и энергия частиц среды.

Для формфактора ММ имеем:

$$F = -\frac{1}{4}eg^2 \left[\frac{m_\nu m_i^2}{m_w^4} \frac{1 - \gamma_5}{2} \right] (A) + \frac{1}{4}eg^2 \left[\frac{m_\nu}{m_i m_w^4} \frac{1 - \gamma_5}{2} \right] (B), \quad (1)$$

В результате непосредственных вычислений получаем:

$$A = \int_{m_i}^{\infty} \frac{p^2 dp}{(2\pi)^3 2E} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d(\cos\theta) \left[\frac{1}{2P \cdot Q - Q^2} - \frac{1}{2P \cdot Q + Q^2} \right] n_F^\pm(E), \quad (2)$$

где P и Q - трехмерные векторы, и

$$B = - \int_{m_i}^{\infty} \frac{3p^2 dp}{(2\pi)^3 2E} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d(\cos\theta) [E + m_i] n_F^\pm(E), \quad (3)$$

где m_ν - масса нейтрино, m_l - масса заряженного лептона, где

$$n_F^+(E) = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1}. \quad (4)$$

распределение Ферми-Дирака.

Полный ММ нейтрино равен:

$$\Delta = \mu_{\nu 0} + \mu_\nu^1, \quad (5)$$

где $\mu_{\nu 0}$ - ММ нейтрино в вакууме, μ_ν - ММ нейтрино в высокотемпературной плотной среде.

Вакуумное выражение для ММ нейтрино имеет вид:

$$\mu_{\nu 0} = \frac{G}{4\sqrt{2}\pi^2} \frac{m_\nu m_l^3}{m_w^2} \mu_B + \frac{3G}{4\sqrt{2}\pi^2} m_\nu m_l \mu_B, \quad (6)$$

где $\mu_B = \frac{e}{2m_e}$ - магнетон Бора. Если использовать значения констант $G = 1.17 \times 10^{-5} (\text{ГэВ})^{-2}$, $m_l = m_e = 5.11 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}$, $m_\nu = 10^{-8} \text{ ГэВ}$ и $m_w = 80 \text{ ГэВ}$ получаем

$$\mu_{\nu 0} = (2.62 \times 10^{-28} + 3.21 \times 10^{-18}) \mu_B. \quad (7)$$

Первый член в (7), соответствующий вкладу хиггсовского сектора в ММ, мал и в дальнейшем учитываться не будет. Таким образом, остается только вклад лептонного сектора, который равен

$$\mu_{\nu 0} = 3.21 \times 10^{-18} \mu_B. \quad (8)$$

Подставляя уравнения (2) и (3) в (1) получаем статистическую поправку к ММ в виде [11]:

$$\begin{aligned} \mu_\nu^1 = & \frac{6g^2 m_\nu}{32m_w^4 \pi^2} \mu_B \int_{m_l}^{\infty} [-E^2 dE - m_l E dE \\ & + \frac{m_l^2}{2} dE + \frac{2m_l^3}{3} \frac{dE}{E} + \frac{m_l^4}{2} \frac{dE}{E^2} + \frac{7m_l^5}{12} \frac{dE}{E^3}] n_F^+(E), \end{aligned} \quad (9)$$

Для случая низкой температуры и высокой плотности имеем:

$$\mu_\nu^1 = -\frac{g^2 m_\nu}{16m_w^4 \pi^2} (\mu^3) \mu_B. \quad (10)$$

В пределе $T \rightarrow \infty$ и $\mu \rightarrow 0$ имеем:

$$\mu_\nu^1 = -\frac{9m_\nu g^2}{32\pi^2 m_w^4} \zeta(3) T^3 \mu_B, \quad (11)$$

где $\zeta(x)$ - ζ -функция Римана.

В данной модели корректно рассматривать энергии не превышающие 80 ГэВ, чтобы не учитывать термальный вклад в пропагатор W-бозонов. При таких температурах и плотностях из (9) получаем $\mu_\nu \simeq 10^{-11} \mu_B$ [10]. Итак, получено, что наличие горячей среды влияет на величину ММ дираковского нейтрино в противоположность результату работы [5], где было найдено $\mu_\nu = 0$.

Случай майорановского нейтрино.

Рассмотрим модификацию стандартной модели $SU(2) \times U(1)$ с майорановским массивным нейтрино и хиггсовским триплетом в дополнение к обычному дублету [11]. Рассмотрение такой модели представляет интерес в силу того, что в этом случае мы имеем самосогласованную теорию, в которой естественным образом возникает массивное майорановское нейтрино.

В результате стандартных вычислений ренормируемой калибровке Фейнмана получаем однопетлевой магнитный форм-фактор для майорановского нейтрино:

$$F = \frac{eg^2}{4m_w^4} (m_l^2 + m_\nu^2 + m_l^2 \tan^2 \alpha + m_\nu^2 \cot^2 \alpha) A, \quad (12)$$

где

$$A = \int_{m_1}^{\infty} \frac{p^2 dp}{2(2\pi)^2} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) \left[\frac{1}{2P \cdot Q - Q^2} - \frac{1}{2P \cdot Q + Q^2} \right] n_F^+(E), \quad (13)$$

где α - угол смешивания для вакуумного среднего хиггсовского триплета с обычным дублетом. В работе [11] было показано, что $\tan\alpha \approx 1$. Остальные вклады, пропорциональные $\cot^2\alpha$ включают в себя $(m_\nu)^2$ и поэтому ими можно пренебречь.

Учитывая все это из уравнений (13) и (12) имеем ММ майорановского нейтрино [12]:

$$\mu_\nu^2 = -\frac{eg^2 m_f^2}{32m_w^4 \pi^2} \int_{m_1}^{\infty} \left[dE + \frac{m_f^2}{2} \frac{dE}{E^2} \right] n_F^+(E). \quad (14)$$

Принимая во внимание, что $g^2 = 4\sqrt{2}m_w^2 G$ имеем:

$$\mu_\nu^2 = -\frac{Gm_e m_f^2}{2\sqrt{2}\pi^2 m_w^2} \mu_B \int_{m_1}^{\infty} \left[dE + \frac{m_f^2}{2} \frac{dE}{E^2} \right] n_F^+(E). \quad (15)$$

Следовательно, для малых температур и высокой плотности имеем асимптотику:

$$\mu_\nu^2 = -\frac{Gm_e m_f^2}{2\sqrt{2}\pi^2 m_w^2} \mu_B(\mu) \quad (16)$$

В пределе $T \rightarrow \infty$ и $\mu \rightarrow 0$ получаем:

$$\mu_\nu^2 = -\frac{Gm_e m_f^2}{2\sqrt{2}\pi^2 m_w^2} \mu_B T \ln(2). \quad (17)$$

При температуре и химическом потенциале порядка 80 ГэВ из (15) получаем ММ майорановского нейтрино $\mu_\nu \sim 10^{-11} \mu_B$ [12], величина которого не зависит от значения массы нейтрино. Как видно, ММ определяется массой виртуальных лептонов, участвующих в формировании эффективной электромагнитной вершины нейтрино. Это принципиально отличает случаи дираковской и майорановской частиц.

Результаты, выносимые на защиту.

Мы исследовали электромагнитные свойства массивных нейтрино рассматривая различные модификации СМ в плотной горячей среде. Результаты, полученные для величины ММ нейтрино могут найти применение в космологии и астрофизике.

1. Численный анализ выражения для ММ дираковского нейтрино показал интересное поведение ММ в среде при конечной температуре. Величина ММ имеет максимум при химическом потенциале $\mu = 5.34 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}$ или температуре $T = 7.8 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}$. При дальнейшем увеличении μ и T величина ММ уменьшается и становится отрицательной. Таким образом, в горячей среде ММ дираковского нейтрино меняет знак. В этом случае, величина ММ (как вакуумной части, так и статистической) пропорциональна массе нейтрино. Получено, что $\mu_\nu \simeq 10^{-12} \mu_B$ для нейтрино массой $m_\nu = 10 \text{ эВ}$ и при температуре и плотности $\sim 80 \text{ ГэВ}$. Подобные температуры и плотности существовали в ранней Вселенной через 12нс после Большого Взрыва.

2. Для майорановского нейтрино величина магнитного момента, в противоположность дираковскому случаю, пропорциональна массе лептонов среды. Рассмотрим значения ММ майорановского нейтрино при различных температурах и плотностях, соответствующих современной Вселенной. Максимальная плотность молодых белых карликов $\sim 10^7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, что соответствует химическому потенциалу $\mu = 4 \text{ ГэВ}$ плотной электронной среды (при таких плотностях не могут появиться другие ароматы лептонов). В этом случае $\mu_\nu = -3.5 \times 10^{-20} \mu_B$. Средняя

плотность вещества нейтронных звезд, образованных после взрывов сверхновых, примерно $\sim 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, что соответствует $\mu = 4.2 \text{ГэВ}$ плотной мюонной среды. При этом $\mu_\nu = -1.6 \times 10^{-15} \mu_B$.

Важно отметить, что данные результаты, полученные в рамках простейшего расширения СМ, показывают существенное различие величины ММ для двух типов нейтрино. Даже переходя к пределу $m_\nu \rightarrow 0$ у майорановского нейтрино будет существовать отличный от нуля ММ. Необходимо еще раз подчеркнуть, что наш результат Дираковской частицы уточняет результаты других авторов.

Список публикаций по теме диссертации.

1. S. Akhter, V.V. Skalozub and S. A. Vilensky, Magnetic moment of Dirac neutrino at high temperature and density.// Preprint, Kiev ITP-26E-94.
2. S. Akhter, Magnetic moment of Dirac neutrino at high temperature and density.// Вестник ДГУ, Серия - физика, радиофизика, N1. -1994.
3. S.Akhter, V.V. Skalozub and S.A. Vilensky, Magnetic moment of Majorana neutrino at high temperature and density.// Zs. f. Phys. C. -1994. (Submitted to publication).
4. S.Akhter, V.V. Skalozub and S.A. Vilensky, Magnetic moment of Dirac neutrino in hot and dense medium.// Zs. f. Phys. C. -1994. (Submitted to publication).

Список литературы.

1. P. Langaker, Phys. Rep., 72, 185 (1981).
2. B.W. Lee and R. Shorck, Phys. Rev., D16, 1444 (1977).
3. B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP., 53, 177 (1967).
4. L. Wolfenstein, Phys. Rev., D17, 2369 (1978).
5. S. Masood, Preprint CERN-TH, 6622/92.
6. В.Ч.Жуковский,Т.Л.Шония,П.А.Зминов, ЖЭТФ, том 104, вып.4(10), 3269 (1993).
7. M.B. Voloshin, M.I. Vysotsky and L.B. Okun, Sov. Phys. JETP., 64, 446 (1986).
8. S.M. Bilenky, S.T. Petcov, Rev. of Mod. Phys., 59, Part 1, (1987).
9. J.P. Morgan, Phys. Lett., B102, 247 (1981).
10. S. Akhter, V.V. Skalozub and S. A. Vilensky, Preprint, Kiev ITP-94 (to be published).
11. P.B. Pal and L. Wolfenstein, Phys. Rev.,D25,766 (1982).
12. S.Akhter, V.V. Skalozub and S.A. Vilensky, Magnetic moment of Majorana neutrino at high temperature and density.// Zs. f. Phys. C. -1994. (submitted to publication).

АВТОРЕФЕРАТ

Автор Ахтер ШахІн

ІНДУЦІРОВАНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРИНО В
ЩІЛЬНОМУ ГАРЯЧОМУ СЕРЕДОВИЩІ.

Відповідальна за випуск І.М.Спірідонова.

Підписано до друку 27.10.94. Формат 60x84/16. Папір друкарський.
Офсетний друк. Умовн. друк. арк. 0,93. Умовн. фарб.-відб. 0,93. Облік.
вид.-арк. 1,0. Тираж 100 пр. Замовлення № 338. Замовлене.
Видавничо-поліграфічне орендне підприємство "Дніпро".
ВПСП "Дніпро" 320070, м. Дніпропетровськ, вул. Серова, 7.

286969

AB 30.774

AB 30.774