

сти. Число 50 в названии модели указывает в см диаметр анода. Исследования П-50 позволили отработать технику эксперимента при наличии многих разрядных и вспомогательных сильноточных цепей, выбрать оптимальные средства диагностики и, главное, убедиться в возможности управления разрядом в ускорителе.

Исследование Е- и Н-полей в канале разных модификаций П-50, показали, что подбирая условия на входе и в окрестности анода, изменяя параметры разрядов в ВИБ и в основной ступени, можно получить самые различные распределения указанных параметров, в том числе и «расчетные» (ХФТИ, ФИАЭ, ИФ АН БССР). Максимальные выходные параметры плазменного потока были получены в ХФТИ ($I_1^{\text{экс}} \sim 1\text{--}2\text{ МА}$, $\epsilon_1 \sim 1\text{ кэВ}$, $\tau_{\text{раб}} \approx 50\text{ мкс}$). Подробнее см. [3].

В настоящее время (январь 1990 года) идет освоение «полноблочных» моделей типа К-50, в которых можно будет легко управлять работой трансформеров. Есть основание надеяться, что уже к концу этого года на этих моделях будут получены лучшие результаты П-50, что создаст основу для дальнейшего увеличения выходных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брушлинский К. В., Морозов А. И., Соловьев Л. С. // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 8. С. 3.
2. Виноградова А. К., Ковров П. Е., Морозов А. И., Шубин А. П. // Физика и применение плазменных ускорителей.— Минск: Наука и техника. 1974.— С. 78.
3. Морозов А. И. и др. // Физ. плазмы. 1990. № 2. С. 3.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР (28 февраля 1990г.)

28 февраля 1990 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский, В. Б. Семикоз, Я. А. Смородинский. Электродинамика нейтрино в сплошных средах.

2. В. В. Нестеров, А. А. Овчинников, А. М. Черепатук, Е. К. Шеффер. Проблемы космической астрометрии. Проект ЛОМО-НОСОВ.

Краткое содержание докладов приводится ниже.

539.123(048)

Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский, В. Б. Семикоз, Я. А. Смородинский. Электродинамика нейтрино в сплошных средах. В стандартной модели электрослабых взаимодействий вакуумные электромагнитные характеристики нейтрино: среднеквадратичный электромагнитный радиус $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$ и аномальный магнитный момент $\Delta \mu_{\text{vac}}$ обязаны взаимодействию нейтрино с вакуумом векторных Z-, W-бозонов и лептонов.

Благодаря этим характеристикам нейтрино, как и нейтрон, взаимодействует с фотонами, электронами и т. д. Другими словами, учет радиационных поправок (РП) к слабому взаимодействию, рассчитанных в однопетлевом приближении, позволяет вычислить электромагнитную структуру нейтрино в вакууме.

В работах [1—11] исследовались электромагнитные свойства нейтрино в диспергирующих средах (ДС), которые сильно отличаются от вакуумных.

Поляризация ДС слабыми силами значительно сильнее вакуумной ($\epsilon_{\text{vac}} - 1$), которая близка к нулю и при разумных значениях переданных импульсов $|q^2| \ll M_W^2$, где M_W — масса W -бозона, носит характер малых РП. В среде поляризация $|\epsilon_{\text{med}} - 1|$ может быть сравнима и даже больше единицы, и этим определяется величина относительно большого дополнительного электромагнитного взаимодействия, сравнимого с известным борновским вкладом.

Благодаря поляризации такой среды слабыми силами (движущимся нейтрино), в окрестности «траектории» нейтрино возникает неоднородность электронной концентрации малого масштаба (порядка радиуса Дебая в плазме r_D), меняющая характер и величину электромагнитного взаимодействия нейтрино с веществом.

Отметим, что большинство авторов, занимающихся обобщением вакуумных электрослабых моделей на случай среды, рассматривают однородную среду или среду с медленно, адиабатически меняющейся плотностью, без учета ее пространственно-временной дисперсии. В этих условиях среда подавляет, например, электродинамическое взаимодействие собственных вакуумных дипольных моментов нейтрино с магнитным полем, никак не влияя при этом на саму величину электродинамических моментов нейтрино.

Наоборот, в случае ДС электромагнитное взаимодействие нейтрино с частицами среды усиливается с ростом плотности вещества и, в отличие от РП в вакууме, значительно меняет величину соответствующего сечения слабого взаимодействия в стандартной модели.

Например, сечение упругого рассеяния безмассового нейтрино на бесспиновом ядре в плазме [11]

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

помимо известного борновского вклада нейтральных токов, зависящего от числа протонов Z и числа нейтронов N в ядре, содержит дополнительное слагаемое, исчезающее в вакууме ($r_D \rightarrow \infty$). Здесь $k = 2E \sin(\theta/2)$ — переданный импульс. Добавочный вклад имеет поляризационное происхождение и при пренебрежении нейтральными токами приводит к формуле Мотта — Резерфорда для рассеяния на экранированном кулоновском центре $(Z_e/r) \exp(-r/r_D)$ нейтрино с «индуцированным электрическим зарядом» [5]

$$e_v^{\text{ind}} = \frac{G_F (1 + 4\xi)}{4\pi\alpha \cdot \sqrt{2}r_D^2} e \quad (\xi = 0,25), \quad (2)$$

где ξ — параметр стандартной модели (из эксперимента $\xi \sim 0,23$); G_F — константа Ферми; $e^2 = \alpha = 137^{-1}$, e — заряд электрона (все в системе $\hbar = c = 1$).

По своему происхождению индуцированный электрический заряд (2) обязан слабому притяжению электронов к нейтрино. Неоднородность электронной концентрации и есть заряд (2), компенсируемый зарядом ионов на расстоянии порядка r_D . Противоположный знак амплитуды рассеяния для антинейтрино приводит к отталкиванию электронов, и смене знака (2).

Несмотря на малую величину заряда $e_v^{\text{ind}}/e \sim 10^{-16}$ (Солнце, металл), $\sim 10^{-8}$ (коллапсар), влияние добавочного слагаемого на сечение (1) значительно в диапазоне малых энергий нейтрино.

Для энергий $E \sim r_D^{-1}$ (\sim кэВ в металле, $\sim 3,5$ МэВ при плотности $\rho \sim 10^{12}$ г/см³ в коллапсаре) сечение рассеяния электронных нейтрино на ядрах уменьшается за счет коллективного взаимодействия на порядок величины по сравнению с борновским, не учитывающим поляризацию среды слабыми силами.

Следствием распространения (вслед за нейтрино) продольного возмущения электронной концентрации является поляризационное излучение $\nu \rightarrow \nu + \gamma$ продольных плазмонов в изотропной среде [6] движущимся нейтрино. Наличие массы в отличие от распадов гипотетических тяжелых нейтрино в вакууме $\nu_H \rightarrow \nu_L + \gamma$ здесь не предполагается.

Наличие псевдовекторных токов, отвечающих несохранению четности в слабых взаимодействиях, приводит к новой аксиальной функции линейного отклика, дополняющей известный поляризационный тензор статистической квантовой электродинамики [9]. Если рассмотреть взаимодействие нейтрино со слабым статическим и однородным внешним магнитным полем, то наличие аксиальной функции отклика приводит к появлению индуцированного магнитного момента нейтрино

$$\mu_\nu^{\text{ind}} = \frac{e_\nu^{\text{ind}}}{2m_e} \frac{2}{1 + 4\xi}, \quad (3)$$

где e_ν^{ind} — заряд (2), m_e — масса реальных электронов поляризуемой среды, которые образуют круговой ток \mathbf{j} вокруг спина нейтрино, создавая магнитный момент $\mu_\nu^{\text{ind}} = (1/2) [\mathbf{rj}] \int d^3r$ с величиной (3).

В старой V—A-модели Фейнмана — Гелл-Манна (1957), где нет нейтральных токов ($\xi = 0,25$), магнитный момент (3) имеет канонический вид, но без зависимости от массы нейтрино m_ν .

В ферромагнетике аналог магнитного момента (3), происходящий от того же псевдовекторного тока электронов, достигает большой величины [12], $\mu_\nu^{\text{ind}} = -2\sqrt{2}G_F m_e^2 \mu_B / 4\pi\alpha$ порядка $10^{-10} \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. В коллапсаре, в ультрарелятивистском вырожденном электронном газе, μ_ν^{ind} (3) также достигает большой величины $\sim 10^{-10} \mu_B$ без привлечения гипотезы правых токов.

В стандартной модели индуцированный магнитный момент не приводит к изменению спиральности нейтрино во внешнем магнитном поле или в рассеянии на заряженных частицах, в отличие от вакуумного магнитного момента.

Однако добавление в слабое взаимодействие малой примеси правых токов приводит в ДС к появлению эффективного магнитного момента нейтрино, также пропорционального плотности среды, как и электрический заряд (2) или момент (3), но уже приводящего к изменению спиральности даже при пренебрежении вакуумным магнитным моментом.

Включение правых токов сразу приводит к появлению в однородной среде конечной массы нейтрино, пропорциональной плотности вещества [13]:

$$m_\nu^{\text{eff}} = \frac{G_F (e^2 - 1) m_e}{\sqrt{2}} \int (f_0^{(e)} + f_0^{(\bar{e})}) \frac{d^3p}{\epsilon_p}, \quad (4)$$

обладающей нужными трансформационными свойствами и определяющей спектр нейтрино в веществе подобно массе электрона в кристалле;

здесь $f_0^{(e, \bar{e})}$ — лоренц-инвариантные равновесные функции распределения электронов и позитронов. Подчеркнем, что в той же модели Пати — Салама со смешиванием левых и правых W -бозонов ($W_1 = W_L \cos \xi + W_R \sin \xi$, ξ — угол смешивания) вакуумная масса нейтрино является неопределенной из-за необходимости перенормировки. Несмотря на малость эффективной массы ($m_\nu^{\text{eff}} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ) при плотности $\rho \sim 10^{14}$ г/см³,

принципиально важно появление в среде двух состояний спиральности для безмассового в вакууме нейтрино.

В той же модели с правыми токами взаимодействие нейтрино с облаком реальных электронов вокруг иона (в упругом рассеянии нейтрино на ионе в плазме) приводит к более эффективному изменению спиральности нейтрино, чем при учете его взаимодействия с ионом через вакуумный магнитный момент [14].

Последний эффект, рассмотренный для простого случая изотропной ДС, может быть замечен для нейтрино в плотной среде, где дебройлевская длина волны нейтрино $\lambda \sim E^{-1}$ превышает среднее расстояние между частицами среды (коллапсар с $\langle E \rangle \sim 10$ МэВ, $p_{Fe} \sim 30$ МэВ ($\rho \sim 10^{12}$ г/см³)).

Для таких сред, как Солнце, приближение изотропной среды (магнитное поле $\mathbf{B}_0 = 0$), явно недостаточно, чтобы коллективные эффекты привели к заметному изменению спиральности нейтрино или сечений их взаимодействия с веществом. Здесь, по-видимому, требуется дальнейшее развитие предлагаемого подхода для случая магнитоактивной плазмы Солнца.

Среди других результатов отметим также расчет в стандартной модели (без правых токов) анапольного момента нейтрино Дирака и Майораны в среде. В частности, в ферромагнетике величина индуцированного анапольного момента, зависящего от магнитной проницаемости ($1 - \mu^{-1} \sim 1$), по крайней мере в $\alpha^{-1} = 137$ раз больше ожидаемого вакуумного значения [15].

В той же модели выводились методом Боголюбова релятивистские, кинетические уравнения для заряженных лептонов и нейтрино [16]. Была отмечена важная роль зависящего от заряда (2) вклада самосогласованного поля в уравнении переноса нейтрино.

Все зависимости электромагнитных взаимодействий нейтрино с ДС через индуцированные электрический заряд (2) или магнитный момент (3) носят косвенный характер в том смысле, что непосредственно в наблюдаемые величины (сечения, потери энергии) входят электромагнитные формфакторы нейтрино, зависящие от функций линейного отклика среды на слабое взаимодействие. Нормировки этих формфакторов, т. е. их величины, есть мультипольные электромагнитные моменты нейтрино в среде [17], полезные для качественного понимания взаимодействия нейтрино с ДС, использования известных аналогий для поведения в этих средах обычных заряженных частиц.

Зависящие от параметров среды (плотности, температуры) заряд (2), магнитный момент (3) и т. д. не являются такими же универсальными характеристиками, как, например, заряд электрона, но они правильно отражают физику электромагнитных явлений для нейтрино в ДС, заметно отличную по своим следствиям от результатов взаимодействия вакуумных электромагнитных характеристик нейтрино с электромагнитными полями в той же среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ораевский В. Н., Семикоз В. Б. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 796.
2. Oraevski V. N., Semikoz V. B. // Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 139. P. 90.
3. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 702.
4. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б. // Труды III Всесоюзной школы «Частицы и космология». — БНО ИЯИ АН СССР, апрель 1985. — С. 145.
5. Oraevsky V. N., Semikoz V. B. // Plasma Astrophysics: Proceedings of Intern. School and Workshop. — Sukhumi — Varena, May 19—28. 1986. — P. 324.
6. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 549.
7. Oraevsky V. N., Semikoz V. B. // Physica. Ser. A. 1987. V. 142. P. 135.

8. Ораевский В. Н., Плахов А. Ю., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1557. Поправка: ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 2288.
9. Семикоз В. Б. // ЯФ. Письма в редакцию. 1987. Т. 46. С. 1592.
10. Oraevsky V. N., Ursov V. N. // Phys. Lett. Ser. 1988. V. 209. P. 83.
- [11] Leinson L. B., Oraevsky V. N., Semikoz V. B. // Ibidem. P. 80.
12. Леинсон Л. Б., Ораевский В. Н. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 58.
13. Oraevsky V. N., Semikoz V. B., Smorodinsky Ya. A. // Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 227. P. 255.
14. Семикоз В. Б. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 254.
15. Семикоз В. Б., Смородинский Я. А. // Ibidem. 1989. Т. 48. С. 361.
16. Semikoz V. B. // Physica. Ser. A. 1987. V. 142. P. 157.
17. Семикоз В. Б., Смородинский Я. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 35.

521.9(048)

В. В. Нестеров, А. А. Овчинников, А. М. Черепашук, Е. К. Шеффер.
Проблемы космической астрометрии. Проект ЛОМОНОСОВ. Информация, поступающая из наблюдений небесных объектов, содержит их положения (задаваемые направлениями на источник электромагнитного излучения), фотометрические и спектральные характеристики в различных диапазонах излучения. Все эти сведения являются функциями времени: положения меняются вследствие собственных движений и параллаксов звезд, а блеск и цвет их зачастую переменны.

Сбор этих сведений и их исследование есть главнейшая задача астрономии, и именно этим она и занимается со времени своего зарождения, а материалы, собранные астрономами, суммируются в каталогах. Использование каталога с практическими и научными целями всегда является экстраполяцией сведений, заключенных в каталогах. Точность каталогов неизбежно падает с течением времени. То, о чем сегодня говорят, как об имеющем точность несколько десятых долей секунды, через 10—20 лет может оказаться ошибочным на целые секунды.

Более чем вековой опыт классической астрометрии показывает, что достижение с поверхности Земли точности массовых измерений, лучшей чем $0.10''$, является принципиально невозможным. Повышению точности ставят предел локальные флуктуации атмосферы, недостаточная стабильность избранных направлений, задающих нуль-пункты, а также техническое несовершенство измерительных инструментов, функционирующих при воздействии силы тяжести. Следует подчеркнуть, что увеличение количества наблюдений практически не ведет к повышению точности результата по достижении некоторого предела. Так, хорошо известная Полярная звезда за последние 300 лет наблюдалась тысячи раз, однако координаты ее нам по-прежнему известны с точностью всего лишь несколько сотых долей секунды дуги.

Целью проекта ЛОМОНОСОВ является создание высокоточной координатной системы всего неба, которая оставалась бы в силе в течение достаточного интервала времени (30—50 лет), обеспечивая решение целого ряда прикладных и фундаментальных задач. Эта цель достигается в результате комплексной работы, основой которой является космический эксперимент, т. е. организация наблюдений звезд с телескопом, установленным на борту искусственного спутника Земли.

Программа наблюдений эксперимента ЛОМОНОСОВ включает:

— все звезды до 10.0 звездной величины общим числом около 400 тысяч, обеспечивая наличие около 10 звезд на квадратный градус сферы;

— избранные более слабые звезды (до 13.0 звездной величины) в количестве около 8 тысяч (это звезды уже отобранные для программы HIPPARCOS Европейского Космического Агентства; они представляют специальный интерес для астрофизики и звездной астрономии);