

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАССИВНЫХ НЕЙТРИНО

А. И. ТЕРНОВ

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Московской обл.

## ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF MASSIVE NEUTRINOS

A. I. TERNOV

*Electromagnetic properties of massive Dirac and Majorana neutrinos are considered. The magnetic moment, dipole electric moment and anapole moment of neutrino are discussed. Some physical effects occurring due to neutrino electromagnetic properties are described as well.*

*Рассмотрены электромагнитные свойства массивных дираковского и майорановского нейтрино. Обсуждены магнитный момент, дипольный электрический момент и анапольный момент нейтрино. Рассмотрены также некоторые физические явления, в которых проявляются электромагнитные свойства нейтрино.*

## ВВЕДЕНИЕ. МАССА НЕЙТРИНО

Нейтрино, частица, существование которой было предсказано в 1930 году В. Паули, остается и на сегодняшний день одним из самых интригующих и захватывающих объектов в физике элементарных частиц.

Идея о существовании нейтрино была выдвинута для того, чтобы обеспечить сохранение энергии, импульса и углового момента в  $\beta$ -распаде. Паули предполагал, что нейтрино — это электрически нейтральная частица со спином  $1/2$  (как и электрон) и массой, которая, возможно, по порядку величины сравнима с массой электрона ( $m_e \approx 0,5 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $c$  — скорость света).

Предсказывалось также очень малое сечение взаимодействия нейтрино с веществом, вследствие чего долгие годы нейтрино рассматривались фактически как недетектируемые частицы, и лишь в 1953–1956 годах их существование было доказано экспериментально в опытах Ф. Райнеса и К. Коуэна.

В 1934 году Э. Ферми, давший этой частице современное название — нейтрино, пришел к выводу о том, что масса нейтрино либо в точности равна нулю, либо очень мала по сравнению с массой электрона.

Начиная с 40-х годов планируются и ведутся эксперименты по поиску массы нейтрино, в настоящее время они достигли рекордных показателей точности, но дают лишь верхнюю границу массы, то есть возможность  $m_\nu = 0$  остается. Наименьшее современное значение экспериментального ограничения на массу электронного нейтрино (то есть нейтрино, испускаемого при  $\beta$ -распаде ядер совместно с электроном  $A \rightarrow A' + e^- + \bar{\nu}_e$ ) получено группой В.М. Лобашова (г. Троицк) и составляет

$$m_{\nu_e} < 4,5 \text{ эВ}/c^2.$$

(Ограничения на массы двух других известных в настоящее время типов нейтрино — мюонного  $\nu_\mu$  и тау-нейтрино  $\nu_\tau$ :  $m_{\nu_\mu} < 160 \text{ кэВ}/c^2$  и  $m_{\nu_\tau} < 29 \text{ МэВ}/c^2$ ; по поводу измерения массы нейтрино см. [1].)

Хотя результаты экспериментов по определению массы нейтрино согласуются с ее нулевым значением,

более приемлемой на нынешнем этапе развития физики считается именно концепция массивного нейтрино, нежели теория, в которой масса нейтрино точно равна нулю. Наличие малой массы, а также смешивания нейтрино разных типов и осцилляций нейтрино может дать естественное объяснение многим астрофизическим и космологическим проблемам (см., например, [2]).

Самое простое с точки зрения описания — предположить, что масса нейтрино равна нулю в точности. При этом возникает так называемая теория двухкомпонентного нейтрино, разработанная в работах Ли Цзундао, Ян Чженьнина, Л.Д. Ландау и А. Салама в 1957 году. В этой теории нейтрино и антинейтрино различались кинематически — по направлению спина. Если спин частицы равен  $1/2$  (в единицах  $\hbar$ ), то проекция спина на любое направление (например, на направление импульса) может согласно законам квантовой механики принимать только два значения ( $\pm 1/2$ ). Проекция спина на направление импульса носит название спиральности. Спиральность безмассовой частицы не изменяется при преобразованиях Лоренца, то есть при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Поэтому нейтрино и антинейтрино можно различать по значению спиральности: для нейтрино она равна  $-1/2$  (“левое” нейтрино), а для антинейтрино  $+1/2$  (“правое” антинейтрино). Получившаяся теория является теорией двухкомпонентного нейтрино — для свободного нейтрино с заданными импульсами и энергией возможны два независимых базисных состояния (“левое” нейтрино и “правое” антинейтрино).

Следует заметить, что если все же допустить отличие от нуля массы нейтрино ( $m_\nu \neq 0$ ), то различие между нейтрино и антинейтрино, основанное на различии спиральностей, уже теряет абсолютный характер. Дело в том, что если  $m_\nu \neq 0$ , то нейтрино должно двигаться со скоростью, меньшей скорости света, а значит, что его всегда можно обогнать, то есть перейти в новую систему отсчета, движущуюся быстрее, чем нейтрино. Легко сообразить, что направление импульса нейтрино в этой новой системе отсчета изменится на противоположное, значит, изменится и значение спиральности. Поэтому рассматриваемое массивное нейтрино (оно называется дираковским нейтрино, ибо описывается уравнением Дирака) может иметь оба значения спиральности:  $\pm 1/2$ . Данное нейтрино является четырехкомпонентным: для свободного нейтрино с фиксированными импульсом и энергией возможны четыре базисных состояния: частица и античастица — каждая со своей ориентацией спина.

Известное релятивистское соотношение между энергией и импульсом для нейтрино  $\mathcal{E}_\nu^2 = c^2 \mathbf{p}^2 + m_\nu^2 c^4$  наводит на мысль о том, что переход к высокоэнергетичному пределу  $\mathcal{E}_\nu \gg m_\nu c^2$  должен быть эквивалентен переходу к пределу безмассового нейтрино ( $m_\nu \rightarrow 0$ ) и

при этом теория нейтрино Дирака должна переходить в теорию безмассового двухкомпонентного нейтрино Ли–Ян–Ландау–Салама. Это действительно так и происходит, ибо слабое взаимодействие устроено таким образом, что для массивных нейтрино со спиральностью  $+1/2$  (“правых” нейтрино) и антинейтрино со спиральностью  $-1/2$  (“левых” антинейтрино) вероятности взаимодействия с другими частицами в нейтринных процессах оказываются пропорциональными величине  $(m_\nu c^2 / \mathcal{E}_\nu)^2$ . Это означает, что такие процессы практически ненаблюдаемы для ультррелятивистских ( $\mathcal{E}_\nu \gg m_\nu c^2$ ), то есть движущихся почти со скоростью света нейтрино. В результате отличными от нуля оказываются вероятности взаимодействия только для тех состояний нейтрино (“левое” нейтрино и “правое” антинейтрино), которые присутствуют в теории двухкомпонентного нейтрино.

При описании нейтрино по Дираку должно существовать отличие между частицей и античастицей ( $\nu \neq \bar{\nu}$ ). Дираковские нейтрино, таким образом, не являются истинно нейтральными, они характеризуются так называемым лептонным зарядом (или лептонным числом). При этом частице и античастице приписываются лептонные заряды противоположных знаков, а количество вводимых лептонных зарядов равно числу лептонных поколений, то есть таких зарядов три:  $L_e, L_\mu, L_\tau$  — для электронного, мюонного и  $\tau$ -нейтрино. Закон сохранения лептонного заряда означает, что на опыте не наблюдаются процессы вида  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma, \mu^- \rightarrow e^- + e^+ e^-, \mu^- \rightarrow e^- + 2\gamma$  и т.п. Однако современные модели Великого объединения всех видов взаимодействий (сильных, слабых и электромагнитных) предсказывают возможность нарушения закона сохранения лептонного заряда. Несохраниение лептонного заряда может, в частности, привести к явлению осцилляций нейтрино (см. [2]).

Возможное нарушение закона сохранения лептонного заряда открывает и другую возможность описания массивного нейтрино. В 1937 году Э. Майорана предположил, что нейтрино и антинейтрино — это одна и та же частица ( $\nu \equiv \bar{\nu}$ ). Такие частицы называются истинно нейтральными фермионами или майорановскими нейтрино. Они являются двухкомпонентными: два нейтрино с одинаковым значением импульса могут различаться только значением спиральности. Таким образом, кроме вопроса о существовании массы нейтрино не менее важным является вопрос о том, какова природа этой массы — дираковская или майорановская. Эта проблема явилась источником большого числа исследований процессов с несохранением лептонного заряда, в которых могло бы проявиться отличие дираковского и майорановского нейтрино. Важнейшим из таких процессов является (не обнаруженный пока экспериментально) двойной безнейтринный  $\beta$ -распад ( $2\beta\nu$ )

(см. также [1]). В теории Дирака процесс  $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e$  ( $Z$  – число протонов и  $A = Z + N$  – число нуклонов в ядре) запрещен законом сохранения лептонного заряда, он может происходить только в случае, если у нейтрино есть майорановская масса. Обнаружение  $2\beta 0\nu$ -распада позволило бы фиксировать массу нейтрино как майорановскую и дать оценку ее значения. Наименьшее современное значение ограничения на массу майорановского нейтрино составляет  $m_\nu < 0,9 \text{ эВ}/c^2$  (коллаборация Гейдельберг–Москва).

Отметим, что с ростом энергии различие между дираковским и майорановским нейтрино постепенно исчезает и при  $m_\nu \rightarrow 0$  обе теории переходят в теорию безмассового двухкомпонентного нейтрино.

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРИНО. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ

Анализ явлений, связанных с взаимодействием нейтрино с внешними электромагнитными полями, несомненно, расширил бы наши представления о свойствах нейтрино и, возможно, позволил бы сделать заключение о природе массы нейтрино. Дело заключается в том, что электромагнитные свойства дираковского и майорановского нейтрино оказываются существенно различными (см. [4]).

Может показаться странной и удивительной сама постановка вопроса об электромагнитных взаимодействиях нейтрино, поскольку изначально нейтрино было постулировано Паули как электрически нейтральная и, следовательно, не взаимодействующая с внешними электромагнитными полями частица. Оказывается, что электромагнитные свойства у массивных нейтрино возникают при учете взаимодействия нейтрино с вакуумом.

В принятой на сегодня Стандартной модели электромагнитных и слабых взаимодействий, основанной на группе симметрии  $SU(2) \otimes U(1)$  (теория Вайнберга–Салама–Глэшоу, подробнее см., например, [5]), переносчиками слабого взаимодействия являются  $W^\pm$ -бозоны и  $Z^0$ -бозоны (по аналогии с фотонами – переносчиками электромагнитного взаимодействия). Это массивные векторные частицы, открытые экспериментально в 1983 году, и современные значения их масс составляют  $m_W = 80,33 \pm 0,15 \text{ ТэВ}/c^2$ ;  $m_Z = 91,187 \pm 0,007 \text{ ТэВ}/c^2$ .

Вакуумное состояние этой теории является таким состоянием квантовых полей (например, электрон-позитронного и  $W$ -бозонного полей), когда отсутствуют реальные частицы, то есть частицы, для которых выполняется обычное релятивистское соотношение между импульсом и энергией  $\mathcal{E}^2 = c^2 \mathbf{p}^2 + m^2 c^4$ . Но, вообще говоря, в вакууме могут существовать также и частицы, для которых указанное соотношение не выполняется. Такие частицы называются виртуальными (от англ.

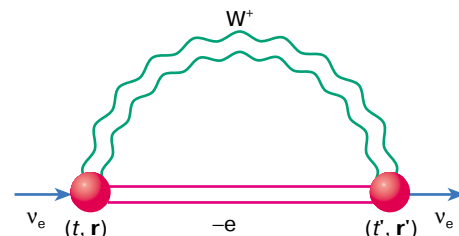
virtual, что означает “возможный”, “нереальный”). Квантово-механическое соотношение неопределенностей “время–энергия”  $\Delta \mathcal{E} \Delta t \geq \hbar/2$  (см. [6]) позволяет таким частицам существовать в течение малых промежутков времени порядка  $\Delta t \sim \hbar/\Delta \mathcal{E}$ . На испускании и поглощении виртуальных частиц основаны практически все процессы в физике элементарных частиц.

Рассмотрим с помощью концепции виртуальных частиц, как возникает электромагнитное взаимодействие у дираковского нейтрино, движущегося в вакууме Стандартной модели. Нейтрино, движущееся во внешнем электромагнитном поле, в момент времени  $t$  в точке с координатой  $\mathbf{r}$  с некоторой вероятностью распадается на виртуальные электрон и  $W^+$ -бозон, а в момент времени  $t'$  в точке с координатой  $\mathbf{r}'$  электрон и  $W^+$ -бозон взаимно поглощаются, превращаясь в нейтрино (в реальном состоянии) (рис. 1). По порядку величины для времени пребывания в виртуальном состоянии  $\Delta t$  можно получить оценку

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta \mathcal{E}} \sim \frac{\hbar}{m_W c^2} \approx 2 \cdot 10^{-27} \text{ с.}$$

Итак, время существования виртуальных  $W$ -бозона и электрона действительно мало, но ведь это заряженные частицы! Они взаимодействуют с внешним электромагнитным полем (это символически показано на рис. 1 – двойные линии на диаграмме означают учет воздействия внешнего поля на  $W$ -бозон и электрон). Взаимодействие с внешним полем изменяет состояние виртуальных частиц, а значит, изменяется и состояние распространяющегося в поле нейтрино – возникают так называемые радиационные поправки к движению нейтрино.

Действительная часть этих поправок определяет сдвиг уровней энергии нейтрино во внешнем поле и может быть представлена в виде поправок к массе нейтрино:  $\Delta \mathcal{E} = (m c^4 / \mathcal{E}) \Delta m$ . (Данная формула является следствием соотношения  $\mathcal{E}^2 = c^2 \mathbf{p}^2 + m^2 c^4$  при условии, что импульс нейтрино  $\mathbf{p}$  не изменяется в результате виртуального процесса, изображенного на рис. 1.) Одно из слагаемых в этой поправке к энергии можно



**Рис. 1.** Фейнмановская диаграмма, описывающая радиационную поправку к массе дираковского нейтрино во внешнем поле

интерпретировать как энергию взаимодействия магнитного момента нейтрино  $\mu_\nu$  с внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$ . (В нерелятивистском приближении ( $U^{\text{доп}} = -(\mu_\nu \mathbf{H})$ .) Таким образом, дираковское массивное нейтрино в результате учета взаимодействия с вакуумом получает магнитный момент.

Магнитный момент у нейтрино направлен вдоль спина, а магнитный момент антинейтрино — против спина. Таким образом, частица и античастица отличаются направлением магнитного момента.

Важно подчеркнуть, что здесь речь идет именно о массивном дираковском нейтрино. Для майорановского нейтрино, тождественного своей античастице, наряду с виртуальным процессом  $\nu \rightarrow W^+ e^- \rightarrow \nu$ , рассмотренным нами ранее, необходимо учитывать вклад так называемого зарядовоспряженного к нему процесса, то есть  $\nu \rightarrow W^- e^+ \rightarrow \nu$ . В результате оказывается, что массивное майорановское нейтрино не может иметь ни магнитного, ни дипольного электрического момента [3].

При расчетах радиационных поправок к массе нейтрино оказалось возможным точно, а не по теории малых возмущений учесть влияние внешнего электромагнитного поля, что позволило обнаружить динамическую природу массы и магнитного момента массивного дираковского нейтрино. Оказалось, что масса и магнитный момент нейтрино являются сложными нелинейными функциями напряженности поля и энергии частицы.

В случае, если напряженности внешнего магнитного и электрического полей малы,  $E, H \ll B_0$ , где  $B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс, то магнитный момент дираковского нейтрино принимает в рамках Стандартной модели свое статическое значение, равное (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ )

$$\mu_\nu^0 = \frac{3eG_F m_\nu}{8\pi^2 \sqrt{2}} \approx 3 \cdot 10^{-19} \mu_0 \frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}}. \quad (1)$$

(Здесь  $G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$  — константа Ферми,  $m_p$  — масса протона,  $\mu_0 = e \hbar / 2m_e c = 5,8 \cdot 10^{-9}$  эВ/Гс — электронный магнетон Бора.) Как видно, магнитный момент пропорционален массе нейтрино, следовательно, он исчезает в пределе  $m_\nu \rightarrow 0$ .

В постоянном внешнем магнитном поле при  $H \ll B_0 \lambda$ , где  $\lambda = (m_W / m_e)^2 \approx 10^{11}$ , поведение магнитного момента дираковского нейтрино, движущегося вдоль магнитного поля ( $p_\perp = 0$ ), описывается следующей формулой:

$$\mu_\nu \approx \mu_\nu^0 \left( 1 + \frac{4}{9} \left( \frac{H}{B_0} \right)^2 \frac{\ln \lambda}{\lambda^2} \right).$$

Таким образом, магнитный момент нейтрино квадратично растет с ростом напряженности магнитного

поля (с малым численным коэффициентом  $\lambda^{-2}$ ). С дальнейшим ростом поля возрастание магнитного момента становится более интенсивным (рис. 2).

В случае относительно слабого постоянного магнитного поля  $H \ll B_0 \lambda$  и больших поперечных (по отношению к направлению поля) импульсов нейтрино ( $p_\perp \gg m_\nu c$ ) магнитный момент нейтрино проявляет зависимость как от напряженности поля, так и от энергии частицы (рис. 3). Как видно из рис. 3, влияние внешнего поля может привести к некоторому увеличению отношения  $\mu_\nu / \mu_\nu^0$ , однако этот эффект мал. В случае же  $p_\perp = 0$  рост величины  $\mu_\nu / \mu_\nu^0$  может быть более существенным, но характерные поля оказываются очень велики (см. рис. 2).

### ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С НАЛИЧИЕМ МАГНИТНОГО МОМЕНТА У НЕЙТРИНО

Рассмотрим некоторые физические эффекты, обусловленные наличием магнитного момента у массивного дираковского нейтрино. Как уже указывалось выше, энергия дираковского массивного нейтрино, движущегося во внешнем магнитном поле, с учетом радиационных поправок становится функцией напряженности поля. В линейном по полю приближении

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \left( 1 - \frac{\zeta \mu_\nu^0 H \mathcal{E}_\perp}{\mathcal{E}_0^2} \right), \quad (2)$$

где  $\mathcal{E}_0^2 = c^2 \mathbf{p}^2 + m_\nu^2 c^4$ ,  $\mathcal{E}_\perp^2 = c^2 p_\perp^2 + m_\nu^2 c^4$ , а спиновое число  $\zeta = \pm 1$  описывает ориентацию спина нейтрино вдоль или против направления постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$ .

Во-первых, вид зависимости энергии от поля (2) разрешает электромагнитное излучение дираковского

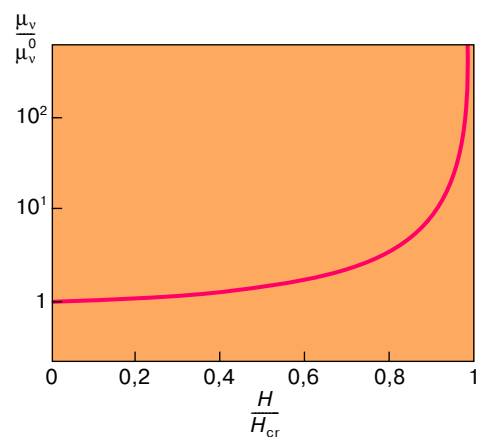
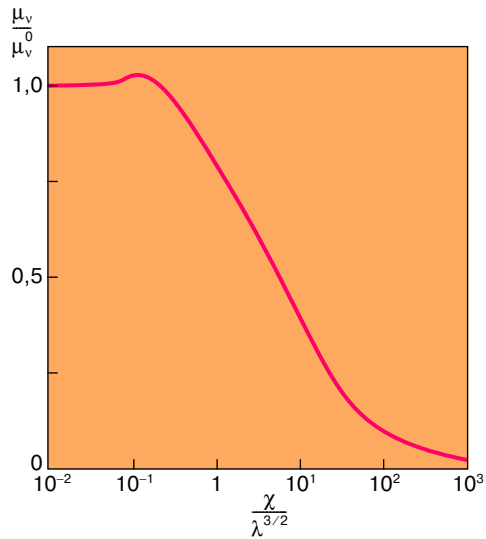


Рис. 2. Магнитный момент нейтрино в зависимости от напряженности магнитного поля при  $p_\perp = 0$  ( $H_{cr} = B_0 (m_W / m_e)^2 \approx 1,1 \cdot 10^{24}$  Гс)



**Рис. 3.** Магнитный момент нейтрино в зависимости от  $\chi = \frac{H\rho_{\perp}}{B_0 m c}$

нейтрино, движущегося в магнитном поле. Из законов сохранения энергии и импульса при излучении фотона следует, что частота излучаемых фотонов определяется выражением

$$\omega = \begin{cases} 2 \frac{\mu_{\nu}^0 H (1 - \beta_z^2)^{1/2}}{\hbar (1 - \beta \cos \Omega)} & \text{при } \zeta = -1, \zeta' = +1, \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (3)$$

где  $\beta_z = v_z/c$  – продольная (по отношению к полю) компонента скорости нейтрино,  $\Omega$  – угол между импульсами нейтрино  $\mathbf{p}$  и фотона  $\mathbf{k}$ . Из (3) видно, что излучить фотон может лишь такое нейтрино, спин которого направлен против магнитного поля ( $\zeta = -1$ ), а излучение сопровождается изменением значения проекции спина на направление поля:  $\zeta = -1 \rightarrow \zeta = +1$ .

Другим эффектом, имеющим важные астрофизические приложения, является переворот спиральности нейтрино при его движении в магнитном поле. Расчеты показывают, что спиральность дираковского нейтрино не сохраняется при движении в постоянном магнитном поле, среднее значение спиральности  $\langle h \rangle$  с течением времени изменяется по закону (см. [4])

$$\langle h \rangle = -\frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} (1 - \cos \omega_H t) \right\}, \quad (4)$$

$$\omega_H = \frac{2\mu_{\nu}^0 H}{\hbar} (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^{1/2}.$$

В формуле (4)  $\theta$  – угол между импульсом нейтрино  $\mathbf{p}$  и направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  и предполагается, что при  $t = 0$  нейтрино было “левым”, то есть  $\langle h(t = 0) \rangle = -1/2$ . Из (4) следует, что при движении нейтрино в направлении, перпендикулярном полю ( $\theta = \pi/2$ ), за время  $T = \pi/\omega_H = \pi\hbar/(2\mu_{\nu}^0 H)$  “левое” нейтрино переходит в “правое”. При движении же вдоль магнитного поля ( $\theta = 0$ ) спиральность сохраняется, совпадая с поляризацией вдоль поля ( $\zeta = \pm 1$ ) (см. (2)).

Этот эффект переворота спиральности может иметь важное значение в процессе эволюции звезд. В сильном магнитном поле  $H \sim 10^{13}$  Гс (вблизи формирующейся нейтронной звезды) изменение спиральности может стать наблюдаемым эффектом уже при значении магнитного момента, предсказанном Стандартной моделью (см. (1)). Половина образующихся при гравитационном коллапсе “левых” нейтрино может перейти в “правые”, практически не взаимодействующие с веществом “стерильные” состояния (см. введение). При этом может уменьшаться наблюдаемый нейтринный импульс, сопровождающий коллапс звездного ядра.

Этот же эффект предполагалось использовать для возможного объяснения загадки дефицита солнечных нейтрино [2]. Прецессия магнитного момента нейтрино в магнитном поле Солнца также могла бы привести к переходу левого нейтрино в “стерильное” “правое” нейтрино, не регистрируемое в опытах Дэвиса. Это могло бы привести не только к ослаблению наблюдаемого на Земле нейтринного потока, но и к 11-летним и полугодовым изменениям потока солнечных нейтрино, коррелированных с изменениями магнитной активности Солнца. Эта красивая гипотеза получает все большую поддержку на основе последних экспериментов по измерению потока солнечных нейтрино. Однако существует большая проблема: для того чтобы данный механизм был возможен, магнитный момент нейтрино должен быть по порядку величины равен  $\mu_{\nu} \sim 10^{-11} \mu_0$ , в то время как Стандартная модель дает значение  $\mu_{\nu}$  на много порядков меньше (см. (1)).

Эта проблема стимулировала, с одной стороны, поиски возможных теоретических моделей, выходящих за пределы Стандартной, где магнитный момент мог бы иметь требуемое значение, а с другой – проведение экспериментов по поиску магнитного момента нейтрино. Отметим, что сегодняшнее ограничение на магнитный момент нейтрино, полученное в реакторных экспериментах по  $(\bar{\nu} - e)$ -рассеянию, составляет  $\mu_{\nu} < 1,8 \cdot 10^{-11} \mu_0$ .

### ДРУГИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРИНО

Электромагнитные характеристики массивных нейтрино, возникающие вследствие учета радиационных

поправок к движению нейтрино во внешнем поле, не исчерпываются только магнитным моментом дираковского нейтрино.

При движении во внешнем поле дираковское нейтрино наряду с магнитным приобретает также и дипольный электрический момент  $d_v$ . Заметим, что в теории, инвариантной относительно обращения времени ( $T$ -инвариантной теории, см., например, [5]), наличие дипольных электрических моментов у частиц в вакууме запрещено (при обращении времени электрический дипольный момент частицы не должен менять знак, а ее спин, которому пропорционален электрический момент, меняет знак). Расчеты показывают, что электрический момент дираковского массивного нейтрино, движущегося в постоянном внешнем поле общего вида, пропорционален псевдоскаляру  $(\mathbf{E}\mathbf{H})$ , меняющему знак при обращении времени. То есть электрический момент индуцируется внешним полем, если для этого поля псевдоскаляр  $(\mathbf{E}\mathbf{H}) \neq 0$  и его существование не противоречит  $T$ -инвариантности Стандартной модели.

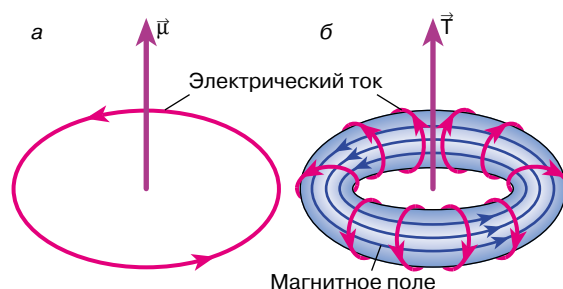
Дипольный электрический момент дираковского нейтрино, как и магнитный, имеет динамическую природу — он зависит сложным нелинейным образом от напряженностей полей и энергии частицы. В слабых электрическом и магнитном полях  $E, H \ll B_0\lambda$  он имеет значение

$$d_v = \frac{2}{9} \cdot \frac{(\mathbf{E}\mathbf{H})}{\lambda B_0^2}.$$

Как уже указывалось, для майорановского массивного нейтрино магнитный и электрический момент в точности равны нулю. Но тем не менее существует одна электромагнитная характеристика, “выживающая” для майорановского нейтрино (она существует и у дираковского нейтрино). Это так называемый анапольный (или тороидный дипольный) момент, рассмотренный впервые Я.Б. Зельдовичем в 1957 году (анаполь Зельдовича).

В отличие от магнитного момента, классическим образом которого является виток с током, аналог тороидного диполя — тороидальный соленоид, по обмотке которого течет ток (рис. 4). Если у такой системы отсутствует азимутальный ток (для этого необходимо четное число обмоток у соленоида), то ее магнитный момент равен нулю и остается лишь азимутальное магнитное поле внутри тороида. Такая система как раз и обладает только тороидным дипольным (анапольным) моментом, направленным по оси тора.

Анапольный момент элементарной частицы направлен вдоль ее спина. Энергия взаимодействия анапольного момента с внешним электромагнитным полем в нерелятивистском приближении имеет вид:  $U =$



**Рис. 4.** Классические модели для магнитного (а) и анапольного (б) моментов

$= -(\mathbf{T}\text{rot}\mathbf{H})$ , где  $\mathbf{T}$  — вектор анапольного момента. Очевидно, что собственное электромагнитное поле анаполя сосредоточено полностью внутри создающей его системы (то есть в нашем случае внутри частицы!). Анаполь может взаимодействовать с током ( $\text{rot}\mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j}$ ), протекающим в той же точке, где находится сама частица, и он не может взаимодействовать с однородными статическими полями.

Расчеты показывают, что анапольный момент дираковского нейтрино не влияет на излучение, а также и на прецессию магнитного момента во внешнем поле. Поэтому рассмотренные в предыдущем разделе эффекты не имеют места для майорановского нейтрино, единственной электромагнитной характеристикой которого является анаполь. Электромагнитные свойства майорановского нейтрино могут проявиться, например, при его рассеянии в неоднородном магнитном поле (см. [4]), а также в самых разнообразных эффектах, возникающих при движении нейтрино в среде (например, черенковское излучение).

### РОЛЬ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ

Выше мы рассматривали электромагнитные свойства массивных нейтрино, возникающие при движении нейтрино во внешних электромагнитных полях в вакууме. Но в условиях эксперимента и для астрофизических приложений (солнечные нейтрино, нейтринное излучение сверхновых) важно дополнить этот анализ учетом влияния среды, в которой движется нейтрино. Одним из эффектов, в котором существенна роль внешней среды, является эффект Михеева—Смирнова—Вольфенштейна резонансных осцилляций нейтрино в неоднородной среде, дающий одно из возможных объяснений загадке солнечных нейтрино (см. [2]).

Электромагнитные свойства нейтрино могут серьезно модифицироваться при учете влияния плотной среды. Так, например, оказывается, что индуцированный магнитный момент нейтрино в плотной электронной

среде зависит не от массы нейтрино, а от плотности среды (ср. с (1)). Поэтому значение магнитного момента при учете влияния среды может существенно превышать его статическое значение (1) и для совместимости малой массы и большого магнитного момента нейтрино не требуется выходить за рамки Стандартной модели (см., например, [7]).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет электромагнитных характеристик нейтрино и исследование его электромагнитного взаимодействия представляют собой важное направление в физике нейтрино. Вследствие существенно различных электромагнитных свойств майорановского и дираковского нейтрино в принципе открывается возможность различить оба типа нейтрино по их электромагнитным свойствам (например, в случае экспериментального обнаружения у нейтрино магнитного момента). Кроме того, изучение электромагнитных свойств нейтрино, дополненное учетом роли среды, может способствовать пояснению некоторых проблем нейтринной физики, таких, как, например, загадка солнечных нейтрино.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Герштейн С.С., Кузнецов Е.П., Рябов В.А. Природа массы нейтрино и нейтринные осцилляции // Успехи физ. наук. 1997. Т. 167, вып. 8. С. 811–848.

2. Герштейн С.С. Загадки солнечных нейтрино // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 8. С. 79–85.

3. Боум Ф., Фогель П. Физика массивных нейтрино. М.: Мир, 1990. 303 с.

4. Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Тернов А.И. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. С. 841–843.

5. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988. 272 с.

6. Крайнов В.П. Соотношения неопределенности для энергии и времени // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 5. С. 77–82.

7. Борисов А.В., Вишивцев А.С., Жуковский В.Ч., Эминов П.А. Фотоны и лептоны во внешних полях при конечных температуре и плотности // Успехи физ. наук. 1997. Т. 167, вып. 3. С. 241–267.

Рецензент статьи Л.И. Сарычева

\* \* \*

Алексей Игоревич Тернов, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Московского физико-технического института. Область научных интересов – физика нейтрино, электро-слабые взаимодействия в интенсивных электромагнитных полях. Автор более 20 научных работ и одного учебного пособия.