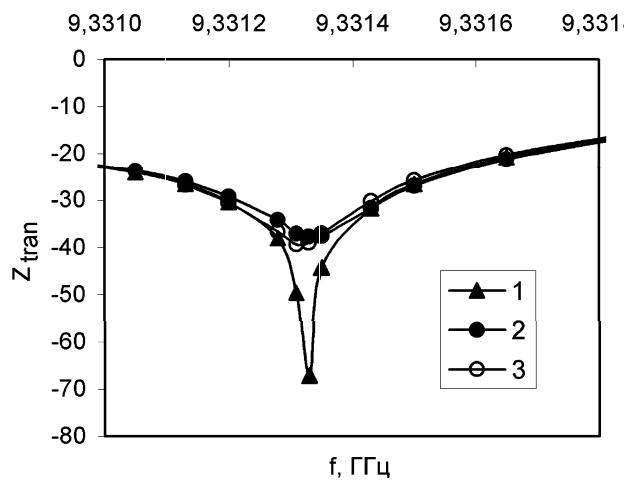


от идеально проводящей стенки. На верхней стенке волновода на конечном участке длины, соответствующем включению, заданы импедансные граничные условия  $\alpha = -1.30 \cdot 10^{-4} + i \cdot 5.92 \cdot 10^{-4}$ . На рисунке приведен график функции (кривая 1), представляющей зависимость коэффициента пропускания  $Z_{\text{tran}} = 10 \lg(|T|^2)$  от частоты для случая идеальной стенки в области резонансной частоты. Эта функция имеет локальный экстремум при  $f \approx 9.3313$  ГГц.



Частотная зависимость коэффициента пропускания

Вместе с кривой 1, соответствующей волноводу с идеальными стенками, приведены кривые для случая импедансной стенки. Наличие импеданса заметно оказывается в области резонанса и приводит к сглаживанию резонансной кривой. Кривая 2 получена с

помощью модифицированной схемы неполного метода Галеркина, а кривая 3 представляет расчет по модифицированной схеме ортогонального метода Галеркина. Кривые 2 и 3 совпадают с высокой точностью.

### Заключение

В данной работе предложена модифицированная схема ортогонального метода Галеркина, учитывающая условие Мейкснера в особых точках. Данная схема, наряду с модифицированной схемой неполного метода Галеркина [1], может найти применение в задачах резонансной дифракции электромагнитных волн в волноводе с разрывными импедансными граничными условиями.

### Литература

- Конюшенко В.В., Моденов В.П. // Электрод. и техн. СВЧ, КВЧ и оптич. диап. 2002. № 1. С. 21.
- Свешников А.Г., Ильинский А.С. // Сб. ВЦ МГУ Вычислительные методы и программирование. 1969. № 13. С. 27.
- Modenov V.P. // Conference proceedings international symposium «Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves». 1994. Kharkov, Ukraine. V. I. P. 98.
- Марченко В.А. Операторы Штурма-Лиувилля и их приложения. Киев, 1977.
- Моденов В.П. // ДАН СССР. 1987. **296**, № 3. С. 536.

Поступила в редакцию  
20.09.02

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123

### ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО $\nu e$ -РАССЕЯНИЯ МАССИВНОГО ДИРАКОВСКОГО НЕЙТРИНО

Б. И. Горячев

(НИИЯФ)

E-mail: big@srddl.npi.msu.su

Показано, что электромагнитное  $\nu e$ -рассеяние, обусловленное аномальным магнитным моментом массивного нейтрино  $\mu_\nu$ , не позволяет однозначно определить величину  $\mu_\nu$ , если неизвестна масса нейтрино. Эффективное сечение такого рассеяния совпадает с сечением рассеяния на электроне заряженного лептона без аномального магнитного момента, но с эффективным электрическим зарядом  $e_{\nu_{\text{eff}}} < 10^{-9}e$ . Этот результат интерпретируется как следствие структурного эффекта, связанного с релятивистскими «дрожаниями» нейтрино. Показано, что радиационными процессами при взаимодействии массивного нейтрино с веществом можно пренебречь.

1. Физика массивных нейтрино привлекает большое внимание, в частности, в связи с попытками экспериментально обнаружить эффекты электромагнитного взаимодействия нейтрино с веществом,

обусловленного аномальным магнитным моментом нейтрино  $\mu_\nu$ . Здесь в первую очередь интересен процесс рассеяния нейтрино на электронах, для которого дифференциальное сечение образования

электрона отдачи с энергией  $Q$  обычно описывают формулой [1]

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \mu_{\nu B}^2 \pi r_0^2 (Q^{-1} - E_{\nu}^{-1}), \quad (1)$$

где  $E_{\nu}$  — энергия нейтрино,  $r_0$  — классический радиус электрона, а  $\mu_{\nu B}$  — магнитный момент нейтрино, выраженный в магнетонах Бора. Формула (1) следует из расчетов работы [2] и пионерской работы [3]. В статье [3] она справедлива лишь для нерелятивистских электронов отдачи ( $Q \ll m_e c^2$ ). Как видно из (1), основная зависимость  $d\sigma/dQ \sim Q^{-1}$ , что существенно отличается от зависимости  $Q^{-2}$ , характерной для вторичных электронов, образованных заряженными частицами. Уже в [3] столь жесткий энергетический спектр  $\delta$ -электронов объясняется более короткодействующими силами между магнитным моментом и зарядом по сравнению с кулоновскими силами. Выражение (1) лежит в основе интерпретации экспериментов по определению магнитного момента  $\mu_{\nu}$ , так как измерение  $d\sigma/dQ$  (или соответствующего интегрального сечения) позволяет оценить величину  $\mu_{\nu B}$ .

Однако можно показать [4], что связь между  $d\sigma/dQ$  и  $\mu_{\nu}$  не является однозначной для дираковских нейтрино, трактуемых как массивные релятивистские частицы.

**2.** В работе [5] получено общее выражение дифференциального сечения  $d\sigma/dQ$  для фермиона, имеющего электрический  $G_E(Q)$  и магнитный  $G_M(Q)$  формфакторы.

Для ультрарелятивистского фермиона с массой  $m$  и энергией  $E$  в расчете на один электрон

$$\frac{d\sigma}{dQ} = 2\pi \frac{e^4}{m_e c^2} Q^{-1} \left[ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} (Q^{-1} - Q_{\max}^{-1}) + \frac{G_M^2 Q}{2E^2} \right],$$

где  $\tau = m_e Q / 2m^2 c^2$ , а  $Q_{\max}$  — максимальная возможная энергия, передаваемая фермионом электрону,  $e$  обозначает элементарный электрический заряд. При этом предполагается, что  $Q \gg m_e c^2$ . В общем случае, когда не выполняется неравенство  $m \gg m_e$ , следует пользоваться выражением

$$\frac{d\sigma}{dQ} = 2\pi \frac{e^4}{m_e c^2} Q^{-1} \times \left[ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \{Q^{-1} - E^{-1} - (2\gamma^2 m_e c^2)^{-1}\} + \frac{G_M^2 Q}{2E^2} \right], \quad (2)$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор фермиона в лабораторной системе (л. с.). Эта формула может быть применена в ряде частных случаев. Например, для заряженных адронов используются экспериментальные формфакторы  $G_E$  и  $G_M$ .

Для «истинных» лептонов (без аномального магнитного момента) следует положить  $G_E = 1$  и  $G_M = 1$ , а для нейтрино (нейтрального лептона с аномальным магнитным моментом  $\mu_{\nu}$ ) полагаем  $G_E = 0$  и  $G_M^2 = \mu^2$ , где  $\mu$  — отношение  $\mu_{\nu}$

к «нейтринному» магнетону  $e\hbar/2m_{\nu}c$ . Пренебрегая в (2) менее существенными слагаемыми, получаем для нейтрино, движущегося в л. с. с кинетической энергией  $E_{\nu}$  и относительной скоростью  $\beta = v/c$  ( $Q \gg m_e c^2$ )

$$\frac{d\sigma}{dQ} = 2\pi \frac{e^4}{m_e \beta^2 c^2} \mu^2 Q^{-1} \left[ \frac{\tau}{1 + \tau} (Q^{-1} - E_{\nu}^{-1}) \right]. \quad (3)$$

Безразмерный параметр  $\tau$  зависит от передаваемого 4-импульса  $\mathbf{q}$  ( $q^2 = 2m_e Q$ ). Если передаваемый импульс мал ( $q \ll m_{\nu}c$ ), то  $\tau \ll 1$ , и, как нетрудно видеть, выражение (3) при  $\beta \cong 1$  сводится к (1). Имея в виду общий случай, описываемый формулой (2), следует заметить, что неравенство  $\tau \ll 1$  реализуется, например, для нерелятивистских или «умеренно» релятивистских ( $(m/m_e) \gg \gamma$ ) нуклонов и атомных ядер. В случае нейтрино можно показать, что неравенству  $\tau \ll 1$  отвечают нерелятивистские частицы. Таким образом, зависимость  $d\sigma/dQ \sim Q^{-1}$  должна быть справедливой в экзотической и до сих пор неизвестной области медленных нейтрино.

Для релятивистских нейтрино  $\tau = (m_e/2m_{\nu}) \times (Q/m_{\nu}c^2)$ , где оба сомножителя существенно больше единицы, поэтому выполняется сильное неравенство  $\tau \gg 1$  и формула (3) переходит в

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ} &= 2\pi \frac{e^4}{m_e \beta^2 c^2} \mu^2 Q^{-1} (Q^{-1} - E_{\nu}^{-1}) = \\ &= 2\pi \frac{e^4}{m_e \beta^2 c^2} \mu_{\nu B}^2 \frac{m_{\nu}^2}{m_e^2} Q^{-1} (Q^{-1} - E_{\nu}^{-1}) \cong \\ &\cong 2\pi r_0^2 \mu_{\nu B}^2 \frac{m_{\nu}^2}{m_e^2} m_e c^2 Q^{-1} (Q^{-1} - E_{\nu}^{-1}). \end{aligned} \quad (4)$$

Как видно из (4), сечение  $d\sigma/dQ$ , которое может быть измерено в современных экспериментах по  $\nu e$ -рассеянию, не позволяет определить  $\mu_{\nu B}$ , так как отношение масс  $m_{\nu}/m_e$  неизвестно.

Кроме того, выражение (4) (так же, как и (2) при  $\tau \gg 1$  и  $G_E = 0$ ) формально можно считать описывающим дифференциальное сечение рассеяния на электроне «истинного» заряженного лептона с эффективным зарядом

$$e_{\nu_{\text{eff}}} = \mu_{\nu B} \frac{m_{\nu}}{m_e} e. \quad (5)$$

Основной зависимостью  $d\sigma/dQ$  от  $Q$  в этом случае является, как известно,  $\sim Q^{-2}$ .

**3.** Столь различные зависимости, как  $Q^{-2}$  и  $Q^{-1}$ , определяются видом фактора  $\tau(1 + \tau)^{-1}$  в рассматриваемых двух предельных случаях  $\tau \ll 1$  и  $\tau \gg 1$ .

Формула (2) может быть получена с помощью чисто кинематических преобразований из известной формулы Розенблюта [6] для дифференциального сечения  $d\sigma/dQ$  рассеяния электрона на фермионе с массой  $m$  и магнитным моментом, включающим аномальный компонент. Множитель  $\tau(1 + \tau)^{-1}$  в (3) отражает структурную функцию

$$W = [G_E^2 + (q^2/4m^2 c^2) G_M^2] \cdot [1 + q^2/4m^2 c^2]^{-1}, \quad (6)$$

входящую в формулу Розенблюта (см., напр., [7]). Эта функция определяется электромагнитным током рассеивающего фермиона и не зависит от  $m_e$ . Поэтому формула (2), так же как и формула Розенблюта, может быть использована для произвольного отношения  $m_e/m$ . Для «истинных» лептонов ( $G_E = 1$  и  $G_M = 1$ ) структурная функция  $W = 1$ , но для лептона с аномальным магнитным моментом эта функция зависит от передаваемого 4-импульса  $\mathbf{q}$ , если  $q \ll mc$ , т. е. играет роль формфактора рассеивающей частицы.

Для  $\nu e$ -рассеяния множитель  $(1 + \tau)^{-1}$  подобен известному тепловому фактору  $\exp(-2W)$ , фигурирующему в теории рассеяния рентгеновских лучей и нейтронов. Действительно,

$$\exp(-2W) = \exp[-4 \sin^2(\theta/2) \langle u^2 \rangle / \lambda^2],$$

где  $\langle u^2 \rangle$  — средний квадрат смещения ядра решетки в результате тепловых и нулевых колебаний,  $\theta$  — угол рассеяния,  $\lambda$  — деброильевская длина волны рассеивающейся нейтрана [8]. Если тепловой фактор ненамного меньше единицы, то

$$\exp(-2W) \cong [1 + 4 \sin^2(\theta/2) \langle u^2 \rangle p^2 / \hbar^2]^{-1}.$$

Считая рассеяние квазиупругим и заменяя  $\langle u^2 \rangle$  на  $\xi \lambda_c^2$ , где  $\lambda_c = \hbar/mc$  — комптоновский размер рассеивающей частицы, а  $\xi$  — подходящий безразмерный модельный коэффициент, получаем

$$\exp(-2W) \cong [1 + \xi q^2 / m^2 c^2]^{-1}, \quad (7)$$

где  $q^2 = 4p^2 \sin^2(\theta/2)$ . Выражение (7) имеет ту же структуру, что и выражение  $(1 + \tau)^{-1} = (1 + q^2/4m^2 c^2)^{-1}$ .

Таким образом, фактор  $(1 + \tau)^{-1}$  подобно тепловому фактору уменьшает сечение рассеяния за счет «размазывания» рассеивающей частицы. В  $\nu e$ -рассеянии это «размазывание» связано с релятивистскими (шрёдингеровскими) «дрожаниями» нейтрано, амплитуда которых пропорциональна комптоновскому размеру нейтрано  $\lambda_{cv} = \hbar/m_{cv}$  и намного (по крайней мере на четыре порядка) превышает комптоновский размер электрона  $\approx 4 \cdot 10^{-11}$  см.

Заметим, что в случае адронов основную роль в структурной функции (6) играют формфакторы  $G_E$  и  $G_M$ , так как, например, среднеквадратичные размеры нуклонов существенно превышают их комптоновские размеры. Поэтому при рассеянии ультрарелятивистских нейтронов на электронах из-за резкого уменьшения  $G_M(Q)$  с ростом  $Q$  невозможно наблюдать зависимость  $d\sigma/dQ \sim Q^{-2}$ .

Формулу типа (1) для нейтрального фермиона с аномальным магнитным моментом можно получить в рамках квазиклассического подхода [4]. Однако такой подход, как известно, предполагает для нейтрано рассмотрение параметров соударения  $b$ , удовлетворяющих неравенству  $b \gg \lambda_{cv}$ . Но в реальном  $\nu e$ -рассеянии наблюдается обратное неравенство  $b < \lambda_{cv}$  для существенных параметров соудар-

ния. Поэтому модель рассеяния квазиточечного магнитного момента на точечном заряде не отражает действительности. Напротив, правильнее рассматривать  $\nu e$ -рассеяние как результат взаимодействия электрона с областью вблизи оси симметрии сферы релятивистских дрожаний нейтрано.

Такая простая модель, иллюстрирующая смысл понятия «эффективный заряд нейтрано», приведена в работе [4].

Формула Розенблюта получена в однофотонном приближении, хорошо описывающем эксперименты по рассеянию электронов на адронах. В  $\nu e$ -рассеянии это приближение может быть применено с неменьшим успехом.

**4.** Представляет интерес оценка вероятности радиационных процессов с участием нейтрано, когда испускаются реальные фотоны. Такую оценку можно сделать в квазиклассическом приближении, используя метод эквивалентных фотонов.

Электромагнитное поле ультрарелятивистского точечного заряда, как известно, определяется в л. с. практически равными по величине поперечными компонентами электрического и магнитного полей, и может трактоваться как облако виртуальных фотонов, связанных с зарядом. При этом число таких фотонов с энергией  $k$  дается выражением [9]

$$n_e(k)dk \cong \frac{2e^2 z^2}{\pi \hbar c} \frac{dk}{k} \ln \left( \frac{E}{k} \right), \quad (8)$$

где  $ze$  — величина движущегося электрического заряда.

Аналогичное рассмотрение можно провести для релятивистского квазиточечного магнитного диполя, магнитный момент которого направлен вдоль импульса частицы. Нетрудно показать [4], что в л. с. электромагнитное поле такой частицы также будет эквивалентно полю виртуальных фотонов с энергетическим распределением

$$n_\mu(k)dk \cong \frac{2}{\pi} \frac{\mu_\nu^2}{c^3 \hbar^3 \gamma^2} kdk \ln \left( \frac{E}{k} \right). \quad (9)$$

Здесь магнитный момент частицы обозначен  $\mu_\nu$  применительно к физике нейтрано. Таким образом, ультрарелятивистские электрон и нейтрано воспринимаются в отношении электромагнитного взаимодействия как облака виртуальных фотонов. Различие этих объектов, помимо очевидной разницы в абсолютном числе фотонов ( $n_\mu(k) \ll n_e(k)$ ), состоит в существенно большей жесткости энергетического спектра фотонов, связанных с нейтрано. Это отражает быстрое падение с расстоянием потенциала точечного магнитного диполя.

Однако формула (9) может быть применена лишь в области больших параметров соударения  $b \gg \lambda_{cv}$ , что не подходит для физики нейтрано, если учесть весьма большой ожидаемый комптоновский размер  $\lambda_{cv}$ . Для оценки дифференциального сечения обра-

зования тормозных фотонов с энергией  $k'$  в методе эквивалентных фотонов вычисляют интеграл

$$\frac{d\sigma}{dk'} = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n(k) \varphi(k, k') dk, \quad (10)$$

где  $\varphi(k, k')$  — сечение комптоновского рассеяния. В случае релятивистских заряженных лептонов основной вклад в  $d\sigma/dk'$  дает процесс рассеяния на лептоне виртуальных фотонов, связанных с заряженными частицами среды (чаще всего атомными ядрами). Это рассеяние рассматривается в антилабораторной системе и затем совершается переход в л. с. Для нейтрино вклад такого процесса пренебрежимо мал. Несмотря на большую величину  $n(k)$ , пропорциональную квадрату заряда атомных ядер, малость сечения процесса определяется  $\mu_{\nu B}^4$ .

Можно также пренебречь рассеянием на ядрах виртуальных фотонов, порожденных нейтрино. Здесь амплитуда рассеяния мала за счет большой массы ядер. Таким образом, остается рассмотреть образование тормозных фотонов при  $\nu e$ -рассеянии.

Для этого воспользуемся формулой (10), полагая  $k_{\min} = k'$  и  $k_{\max} = E_{\nu}$ . В соответствии с высказанным для оценки  $d\sigma/dk'$  лучше использовать  $n(k)$  в форме (8), где следует положить  $E = E_{\nu}$  и  $z = z_{\text{eff}} = \mu_{\nu B} m_{\nu} / m_e$  согласно (5). Такой подход учитывает подавление передачи 4-импульса за счет структурной функции (6). В случае нейтрино эта функция отражает «размазанность» нейтрино вследствие релятивистских дрожаний, причем  $\nu e$ -рассеяние выглядит как рассеяние на электроне заряженного лептона без аномального магнитного момента с эффективным электрическим зарядом (5). В приближении  $(k'/E_{\nu}) \ll 1$  и  $m_e c^2 \ll k'$  получаем

$$\frac{d\sigma}{dk'} \approx \frac{8}{3} z_{\text{eff}}^2 \alpha r_0^2 \frac{m_e c^2}{k'^2} \ln \left( \frac{E_{\nu}}{k'} \right), \quad (11)$$

где  $\alpha = (137)^{-1}$  — постоянная тонкой структуры.

Интегральное сечение, соответствующее (11), можно записать как

$$\sigma_r = C_r (k'_{\min}, k'_{\max}) \alpha \pi r_0^2 \mu_{\nu B}^2 (m_{\nu} / m_e)^2. \quad (12)$$

Здесь  $C_r$  — численный коэффициент, зависящий от выбранных пределов интегрирования. Сечение образования тормозных фотонов  $\sigma_r$  можно сравнить с интегральным сечением, отвечающим дифференциальному сечению (4)

$$\sigma = C(Q_{\min}, Q_{\max}) \pi r_0^2 \mu_{\nu B}^2 (m_{\nu} / m_e)^2. \quad (13)$$

При реалистическом выборе  $k'_{\min}$ ,  $k'_{\max}$  и  $Q_{\min}$ ,  $Q_{\max}$  константы  $C$  и  $C_r$  являются величинами одного порядка. Однако сечение радиационного процесса  $\sigma_r$  (12) за счет  $\alpha$  оказывается на два порядка меньше, чем сечение упругого  $\nu e$ -рассеяния  $\sigma$  (13). Таким образом, при оценке сечения электромагнитного взаимодействия массивного нейтрино с

веществом вкладом радиационных процессов можно пренебречь.

5. В приближении  $Q \gg m_e c^2$  естественно полагать  $E_{\nu} \gg m_e c^2$  и максимальную передаваемую энергию  $Q_{\max} \cong E_{\nu}$ . Тогда интегральное сечение, определяемое в эксперименте с порогом регистрации  $Q_{\min}$  и отвечающее дифференциальному сечению (4), будет

$$\begin{aligned} \sigma(Q > Q_{\min}) = 2\pi r_0^2 \mu_{\nu B}^2 \frac{m_{\nu}^2}{m_e^2} m_e c^2 \times \\ \times [Q_{\min}^{-1} - E_{\nu}^{-1} - E_{\nu}^{-1} \ln(E_{\nu}/Q_{\min})]. \end{aligned}$$

Угловое распределение электронов отдачи описывается при этом сечением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 2\pi r_0^2 \mu_{\nu B}^2 \left( \frac{m_{\nu}}{m_e} \right)^2 \frac{(1 - \cos^2\theta)^2}{\cos^3\theta} \times \\ \times \frac{E_{\nu}^2}{[E_{\nu} - E_{\nu} \cos^2\theta + 2m_e c^2 \cos^2\theta]^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Распределение (14), полученное в предположении  $Q \gg m_e c^2$ , существенно менее коллимировано в направлении движения нейтрино, чем аналогичное распределение, соответствующее дифференциальному сечению (1) (см., напр., [1]). Это связано с меньшей жесткостью энергетического спектра вторичных электронов, генерируемых согласно формуле (4).

Переход от выражения (1) к формуле (4), требуемый необходимостью учета структурных эффектов, приводит к серьезным последствиям.

Обозначим  $d\sigma$  в (1) как  $d\sigma_0$ . Тогда отношение дифференциальных сечений (4) и (1), если учитывать только основные зависимости от  $Q$ , будет выражено следующим образом

$$d\sigma/d\sigma_0 \cong 2(m_{\nu}/m_e)(Q/m_{\nu}c^2)^{-1}. \quad (15)$$

Отношение (15) существенно меньше единицы, так как  $m_{\nu}/m_e \ll 1$  и  $(Q/m_{\nu}c^2) \gg 1$ . Поэтому для объяснения любого наблюдаемого эффекта, связываемого с электромагнитным  $\nu e$ -рассеянием, согласно (4) потребуется принять гораздо большее значение  $\mu_{\nu B}$ .

Переходя к отношениям соответствующих интегральных сечений при реалистических значениях  $E_{\nu}$  и  $Q_{\min}$ , можно видеть, что новые оценки  $\mu_{\nu B}$  должны превышать старые, вытекающие из формулы (1), примерно в  $(m_e/m_{\nu})$  раз.

Как было отмечено, анализ экспериментальных данных по  $\nu e$ -рассеянию позволяет непосредственно оценить лишь эффективный заряд нейтрино (5). Так, считая, что сечение электромагнитного  $\nu e$ -рассеяния сравнимо с погрешностями сечения  $\nu e$ -процесса, измеренного в работах [10–12] и согласующегося с предсказаниями теории электрослабых взаимодействий, в соответствии с (4) получаем

$$e_{\nu_{\text{eff}}} < 10^{-9} e. \quad (16)$$

Если рассматривать (16) как оценку по порядку величины, то такое значение  $e_{\nu_{\text{eff}}}$  невозможно сов-

местить с привычной верхней оценкой  $\mu_{\nu B} \leq 10^{-10}$ , так как при этом получается  $m_\nu/m_e > 1$ .

Объяснение этого результата может быть двояким.

1. Неравенство (16) следует рассматривать как очень сильное. Это означает, что сечение электромагнитного  $\nu e$ -рассеяния  $\sigma_e$  на много порядков меньше сечения аналогичного процесса  $\sigma_w$ , связанного со слабым взаимодействием. В таком случае возможность обнаружения электромагнитного вклада в  $\nu e$ -рассеяние становится сомнительной.

2. Возможен случай, когда  $\sigma_e$  ненамного меньше  $\sigma_w$ . Этот вариант требует увеличения предполагаемых нижних границ  $\mu_{\nu B}$  приблизительно в  $(m_e/m_\nu)$  раз, что не может противоречить данным лабораторных измерений, где непосредственно определяется лишь  $e_{\nu_{\text{eff}}}$ . Остается выяснить, можно ли этот вариант согласовать с астрофизическими оценками  $\mu_{\nu B}$ .

Автор выражает благодарность В.И. Денисову, Л.И. Сарычевой, С.И. Свертилову, Н.П. Юдину и особую признательность А.М. Балдину (1926–2001) за обсуждение и интерес к работе.

## Литература

1. Kyuldjiev A.V. // Nucl. Phys. 1984. **B243**. P. 387.
2. Домогацкий Г.В., Надежин Д.К. // Ядерная физика. 1970. **12**. С. 1233.
3. Bethe H. // Proc. Cambridge Philos. Soc. 1935. **31**. P. 108.
4. Горячев Б.И. Препринт НИИЯФ МГУ № 2000-14/618. М., 2000.
5. Turner J.E., Neelavathi V.N., Vora R.B. et al. // Phys. Rev. 1973. **B8**. P. 4053.
6. Rosenbluth M.N. // Phys. Rev. 1950. **79**. P. 615.
7. Биленький С.М. Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов. М., 1981.
8. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М., 1965.
9. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., 1956.
10. Allen R.C., Bharadwaj V., Brooks G.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. **55**. P. 2401.
11. Allen R.C., Chen H.H., Doe P.J. et al. // Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 11.
12. Derbin A.V. // Phys. Atom. Nucl. 1994. **57**. P. 222.

Поступила в редакцию  
29.05.02

## РАДИОФИЗИКА

УДК 537.874.6:528.813:551.46

# ТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗМУЩЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

**А. И. Дубина, Ю. А. Пирогов**

(кафедра радиофизики)

E-mail: andry@radd1d.phys.msu.su, yupi@phys.msu.su

Рассматривается тепловое излучение взволнованной водной поверхности в мелкомасштабном приближении. Описывается метод расчета излучательной способности поверхности с произвольным числом поверхностных волн, основанный на методе малых возмущений и граничных условиях Леонтовича. Приводятся описание и некоторые результаты экспериментальной проверки данного метода.

Дистанционные методы зондирования поверхности океана имеют фундаментальное значение для исследования погоды, климата, экологии. В отличие от контактных методов, аэрокосмические способы измерения радиояркостной температуры водной поверхности позволяют получать большие массивы информации о состоянии поверхности океана равномерно на обширных территориях за достаточно короткие промежутки времени. Радиояркостная температура поверхности воды зависит от множества факторов, таких как термодинамическая температура, химический состав жидкости (определяющий значения диэлектрической и магнитной проницаемостей), форма поверхности. Волнение влияет на характер взаимодействия приводного слоя атмосферы

с поверхностью воды и изменяет пространственное распределение теплового излучения океана. В настоящее время нет полного способа описания радиометрических свойств произвольных поверхностей. Тем не менее существуют приближенные модели, применение которых накладывает некоторые ограничения на свойства поверхности. Особый интерес представляют мелкомасштабные волнения, длина волны которых соразмерна с длиной волны электромагнитного излучения. Периодическая структура такого возмущения приводит к появлению так называемых критических явлений [1], представляющих собой дифракционные всплески излучения в определенных направлениях. В ранее опубликованных работах приводились методы расчета теплового из-