

ЭФФЕКТЫ АТОМНОЙ СВЯЗИ В НЕУПРУГОМ ν_e -РАССЕЯНИИ

А.Б.Доброцветов, С.А.Фаянс, В.Ю.Добрецов

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова

123182, Москва

Поступила в редакцию 21 февраля 1992 г.

В минимальной электрослабой модели с учетом электромагнитных факторов нейтрино вычислены энергетические спектры электронов, выбиваемых в ν_e -рассеянии с различных атомных оболочек. Найдено, что эти спектры заметно отличаются от случая свободного рассеяния не только при энергиях налетающих нейтрино, сравнимых с энергией связи электрона, но и на порядок ее превышающих. Для рассеяния за счет магнитного момента сечение на связанных электронах всегда меньше, чем на свободных, причем спектр электронов отдачи при малых кинетических энергиях не расходится, а естественным образом обрезается и выходит на плато. Исследована роль этих эффектов в рассеянии реакторных $\bar{\nu}_e$.

Рассеяние нейтрино на электронах является фундаментальным процессом, исследование которого имеет особое значение. Это - единственный пример чисто лептонного слабого процесса, который можно изучать в лабораторных условиях с использованием нейтринных источников, находящихся как на Земле (ядерные β -распадчики, реакторы, ускорители), так и за ее пределами (Солнце, сверхновые,...). К настоящему времени все экспериментальные данные по ν_e -рассеянию как для мюонных, так и для электронных нейтрино согласуются с предсказаниями минимальной электрослабой модели Вайнберга-Салама-Глешоу, и, хотя их точность в ряде случаев пока невелика, нет сомнений, что она превосходно работает. Усилия экспериментаторов и теоретиков направлены на поиск явлений, лежащих вне рамок стандартной модели. К ним, в первую очередь, относятся процессы, которые могут быть обусловлены такими гипотетическими свойствами нейтрино, как отличной от нуля массой и (или) аномально большими электромагнитными факторами, что может привести к осцилляциям и к перевороту спина нейтрино, сделав их тем самым нерегистрируемыми (по каналу слабого взаимодействия). Интерес к этим явлениям связан, главным образом, с так называемым парадоксом солнечных нейтрино — недостаточной скоростью счета нейтринных событий на эксперименте ¹ (примерно в 3 раза меньше, чем предсказывается стандартной солнечной моделью) и с указанием на антикорреляцию этой скорости с солнечной активностью ². Наиболее привлекательным объяснением служит предположение о резонансном усилении нейтринных осцилляций в веществе Солнца ^{3,4} совместно со спиновой и спин-флейворной прецессией ^{5,6} в магнитных полях. Для этого нужно, чтобы нейтрино обладало, по крайней мере, не слишком малым магнитным моментом. Из экспериментов по рассеянию реакторных $\bar{\nu}_e$ ^{7,8} вытекает ограничение $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$ ^{9,10} (см., однако, ¹¹, где использование более точного спектра $\bar{\nu}_e$ от реактора дает для эксперимента ⁷ $\mu_{\bar{\nu}_e} = (2 - 4) \cdot 10^{-10} \mu_B$). Ограничение на магнитный момент электронного нейтрино, найденное в LAMPF ¹², на порядок хуже. Из анализа астрофизических данных по красным гигантам получено ¹³ более жесткое ограничение $\mu_{\bar{\nu}} < 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$, но даже при таком сильном ограничении все еще возможно объяснение солнечных данных с помощью механизма спин-флейворной прецессии ⁶.

Таким образом, прямое измерение или нахождение еще более жестких ограничений на $\mu_{\bar{\nu}}$ представляет чрезвычайно актуальную задачу. Единственным подходящим процессом для этих целей является ν_e -рассеяние, поскольку обнаружить столь малые значения $\mu_{\bar{\nu}}$ можно попытаться лишь в случае, когда

вклад магнитного рассеяния в полное сечение составляет измеримую долю от электрослабого сечения, которое растет с ростом энергии нейтрино; сечение же магнитного рассеяния логарифмически расходится на нижнем пределе спектра регистрируемой частицы отдачи, что видно на примере свободного νe -рассеяния¹¹. Поэтому надеяться на успех можно, если регистрировать электроны отдачи с малой кинетической энергией. Хотя такие эксперименты очень трудны из-за малости эффекта и плохих фоновых условий, прогресс в экспериментальной технике может оказаться столь значительным (см., например,¹⁴), что измерения станут возможными. Тогда, конечно, необходимо будет адекватно учесть эффекты связи электронов в атомах.

Здесь мы исследуем неупругое низкоэнергетическое νe -рассеяние на электронах атома, сопровождающееся ионизацией последнего. В этом случае для матричных элементов процесса имеем

$$M_{fi}^{(\omega)} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}\hbar c} \bar{u}_{\vec{p}\lambda\nu_2} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) u_{\vec{p}\lambda\nu_1} \int d^3r \bar{\psi}_{\vec{p}\lambda e_2}^{(-)}(\vec{r}) \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma^5) \psi_{n_j l m_{e_1}}(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}/\hbar}, \quad (1)$$

$$M_{fi}^{(\gamma)} = -\frac{4\pi e^2 \hbar}{c} \bar{u}_{\vec{p}\lambda\nu_2} \frac{\Gamma^\mu(q)}{(q^{(0)})^2 - (\vec{q})^2} u_{\vec{p}\lambda\nu_1} \int d^3r \bar{\psi}_{\vec{p}\lambda e_2}^{(-)}(\vec{r}) \gamma_\mu \psi_{n_j l m_{e_1}}(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}/\hbar}. \quad (2)$$

Здесь Γ^μ – электромагнитная вершина, имеющая вид

$$\Gamma^\mu(q) = F_1(q) \gamma^\mu - \frac{F_2(q)}{2m_\nu c} \sigma^{\mu\nu} q_\nu, \quad (3)$$

где q – переданный 4-импульс. При малых q электромагнитные формфакторы нейтрино есть

$$F_1(q) = \frac{1}{6} \frac{q^2}{\hbar^2} < r^2 >, \quad F_2(q) = \mu_\nu \frac{m_\nu}{m_e}, \quad (4)$$

где μ_ν – магнитный момент нейтрино в магнетонах Бора $\mu_B = e\hbar/2m_e c$. В формулах (1) и (2) $u_{\vec{p}\lambda}$ – амплитуда налетающего ультрарелятивистского дираковского нейтрино с импульсом \vec{p} и спиральностью λ ($\lambda_{\nu_1} = -1$). В стандартной модели для электронного нейтрино $g_V = 1/2 + 2\sin^2\theta_W$, $g_A = 1/2$. Вклад зарядового радиуса нейтрино можно перенести из (1) в (2), сделав замену $g_V \rightarrow g'_V = g_V + x$, где $x = \sqrt{2}\pi e^2 < r^2 > / 3G_F$. Начальный электрон e_1 считается находящимся в связанном состоянии на подоболочке атома с главным квантовым числом n_1 и угловыми квантовыми числами $j_1 l_1 m_1$. Конечный электрон e_2 рассматривается в непрерывном спектре с поляризацией λ_2 и импульсом \vec{p}_2 на бесконечности. Его волновая функция бралась в виде разложения по парциальным волнам. Дифференциальное сечение, приходящееся на один электрон атома, выражается через матричные элементы (1) и (2) следующим образом.

$$\frac{d\sigma}{dT_e}(T_e, E_{\nu_1}, n_j l_{e_1}) = \frac{p_{\nu_2} p_{e_2}}{2^8 \pi^5 \hbar^5 p_{\nu_1} (2j_1 + 1)} \sum_{m_1} \sum_{\lambda_{e_2}} \int d\omega_{e_2} \sum_{\lambda_{\nu_2}} \int d\omega_{\nu_2} |M_{fi}^{(\omega)} + M_{fi}^{(\gamma)}|^2, \quad (5)$$

где $T_e = \epsilon_{e_2} - m_e c^2$ есть кинетическая энергия конечного электрона. Здесь произведено усреднение по проекции углового момента начального электрона и суммирование по всем конечным состояниям нейтрино и электрона.

Волновые функции и энергии связанных состояний атома рассчитывались на основе релятивистского самосогласованного метода Хартри-Фока-Дирака с

локальным обменно-корреляционным потенциалом ¹⁸. Парциальные радиальные волновые функции вылетевших электронов находились численным решением уравнения Дирака в том же потенциале, что и для волновых функций дискретного спектра.

В качестве мишеней были взяты атомы ¹⁹F ($Z = 9$) и ⁹⁶Mo ($Z = 42$). Такой выбор, с одной стороны, позволяет проследить влияние эффектов связи при переходе от легких атомов к средним, и, с другой, объясняется тем, что фтор входит в состав вещества сцинтилляционных детекторов, используемых в уже ведущихся экспериментах ⁸, а атомы с близкими к молибдену Z могут применяться в calorиметрических детекторах, основанных на сверхпроводящем фазовом переходе ¹⁴.

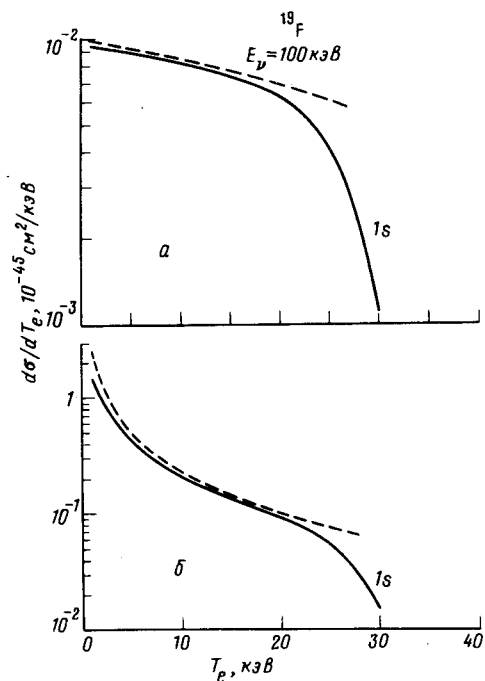


Рис.1.

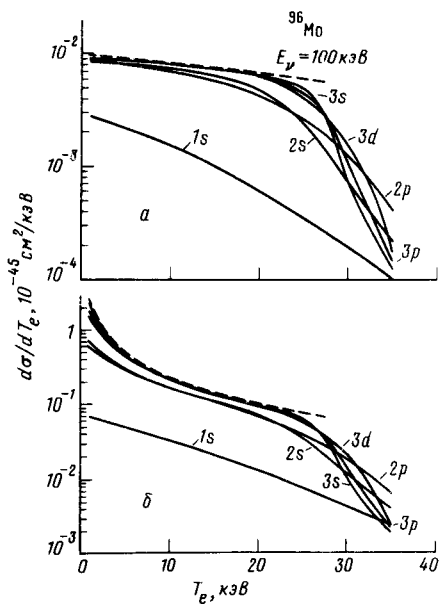


Рис.2.

Рис.1. Спектры электронов, выбиваемых с K -оболочки атома фтора при рассеянии нейтрино с энергией $E_{\nu_1} = 100$ кэВ за счет слабого взаимодействия (а) и за счет магнитного момента $\mu_{\nu} = 10^{-10} \mu_B$ (б). Пунктир – спектры, отвечающие свободному νe -рассеянию

Рис.2. Спектры электронов, выбиваемых с различных оболочек атома молибдена при рассеянии нейтрино с энергией 100 кэВ. Обозначения те же, что на рис.1

На рис.1 приведены рассчитанные спектры электронов отдачи, выбиваемых с K -оболочки атома ¹⁹F за счет слабого (а) и магнитного (б) взаимодействий при энергии налетающего нейтрино $E_{\nu_1} = 100$ кэВ. Результаты аналогичных расчетов для глубоких оболочек атома ⁹⁶Mo показаны на рис.2. Для сравнения там же пунктирными кривыми показаны соответствующие сечения рассеяния на свободном электроне ^{11,19} :

$$\frac{d\sigma^{(\omega)}}{dT_e} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi \hbar^4 c^2} \{ (g_V' + g_A)^2 + (g_V' - g_A)^2 (1 - T_e/E_{\nu_1})^2 + (g_A'^2 - g_V'^2) m_e c^2 T_e / E_{\nu_1}^2 \}, \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma^{(m)}}{dT_e} = \frac{\pi e^4 \mu_\nu^2}{m_e^2 c^4} \frac{1 - T_e/E_{\nu_1}}{T_e}. \quad (7)$$

Входящая в последнюю формулу кинетическая энергия электрона отдачи ограничена, как это следует из закона сохранения 4-импульса, сверху:

$$T_e^{\max} = \frac{2E_\nu^2}{2E_\nu + m_e c^2}. \quad (8)$$

В таблице приведены рассчитанные энергии связи электронных оболочек рассматриваемых атомов с валентными конфигурациями $2p_{1/2}^2 2p_{3/2}^2$ для фтора и $4d_{3/2}^4 5s_{1/2}^2$ для молибдена.

Энергия связи оболочек атомов фтора и молибдена в (эВ).

подоболочки	$1s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$3p_{1/2}$	$3p_{3/2}$
F	662	31,7	13,6	13,5	-	-	-
Mo	19788	2798	2576	2470	479	394	377

подоболочки	$3d_{3/2}$	$3d_{5/2}$	$4s_{1/2}$	$4p_{1/2}$	$4p_{3/2}$	$4d_{3/2}$	$5s_{1/2}$
F	-	-	-	-	-	-	-
Mo	227	223	67,9	43,7	41,2	6,8	6,1

Все кривые на рис.1 и 2, а также на последующих рисунках соответствуют сечениям, приходящимся на один электрон атома-мишени. Во всех расчетах полагалось $\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$ и $\langle r^2 \rangle = 0$. Вычисления проводились с константами, взятыми из ²⁰.

Как видно из рис.1, при энергиях нейтрино $E_{\nu_1} = 100$ кэВ спектры электронов, выбиваемых с *K*-оболочки атома фтора, глобально мало отличаются от спектров свободного рассеяния, что и следовало ожидать, поскольку E_{ν_1} в данном случае более чем на два порядка превышает энергию связи *K*-электронов. Однако даже в такой ситуации имеются заметные различия спектров в области вблизи $T_e \approx 20$ кэВ, в окрестности верхнего кинематического предела (8), что обусловлено эффектами несохранения импульса в рассеянии на связанных электронах. Такие эффекты, приводящие к размытию жесткой части энергетических спектров электронов отдачи, вместо их резкого обрыва для свободного рассеяния, характерны практически для всех оболочек, что можно видеть из рис.2. На этом рисунке приведены спектры электронов, выбиваемых с различных оболочек атома молибдена при той же энергии нейтрино $E_{\nu_1} = 100$ кэВ. Существенные глобальные отличия от свободного рассеяния наблюдаются здесь не только для самой глубокой *1s*-оболочки, энергия связи которой в данном случае примерно в 5 раз меньше энергии налетающего нейтрино E_{ν_1} , но и для оболочек *2s* и *2p*, имеющих на порядок меньшую энергию связи. Это объясняется тем, что различия в сечениях определяются характерным несохранением импульса Δp_e в процессе рассеяния, по порядку величины равным импульсу электрона на рассматриваемой оболочке, то есть $\Delta p_e \approx \alpha Z m_e c/n$, а не его энергией связи $\epsilon_b \approx -(\alpha Z)^2 m_e c^2/2n^2$. На энергетической шкале T_e это соответствует интервалу $\Delta T_e \approx c^2 p_e \Delta p_e/E_e$, в котором сечения $d\sigma/dT_e$ и должны различаться. На верхнем краю спектра отдачи, используя (8), получим $\Delta T_e \approx 2(\alpha Z/n) E_\nu (1+x)/(1+2x+2x^2)$, где $x = E_\nu/m_e c^2$. В нерелятивистской ситуации имеем $\Delta T_e \approx 2\alpha Z E_\nu/n$. Результаты, показанные на рис.1 и 2, хорошо согласуются с этой оценкой. При ультрарелятивистских энергиях $\Delta T_e \approx \alpha Z m_e c^2/n$. Отметим, что относительный вклад интервала ΔT_e падает обратно пропорционально E_ν .

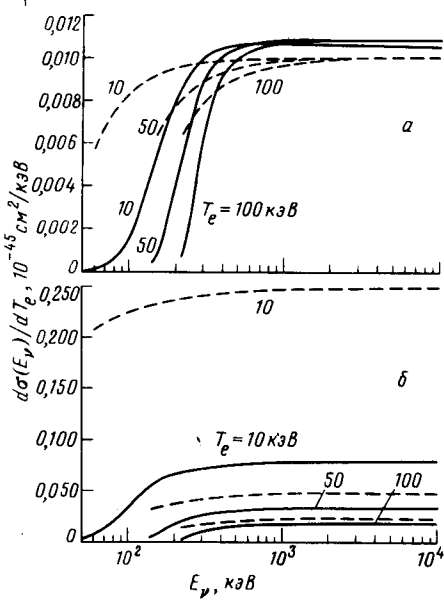


Рис.3.

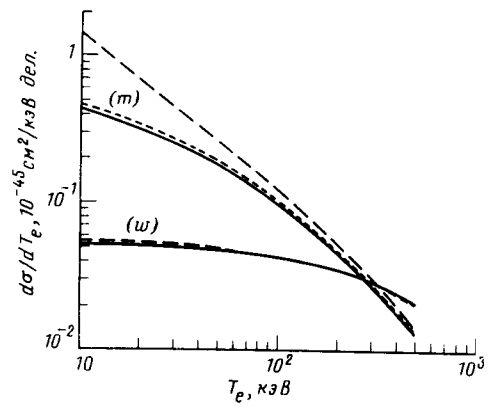


Рис.4

Рис.3. Дифференциальные сечения рассеяния на K -электроме атома молибдена в зависимости от энергии E_{ν_1} налетающего нейтрино при фиксированных кинетических энергиях электрона отдачи $T_e = 10, 50$ и 100 кэВ (указаны у кривых). Обозначения те же, что на рис.1

Рис.4. Спектры электронов, выбиваемых с K -оболочки атома молибдена реакторными $\bar{\nu}_e$ за счет слабого (ω) и магнитного (m) взаимодействий. Расчет с $\mu_{\bar{\nu}} = 10^{-10} \mu_B$. Использовался спектр $\bar{\nu}_e$ от осколков деления ^{235}U ¹¹. Пунктирные кривые - для свободного рассеяния, сплошные - точный расчет. Точечная кривая получена умножением спектра свободного магнитного рассеяния на фактор $T_e/(T_e + \epsilon_b)$, где ϵ_b - энергия связи K -электронов в ^{96}Mo

Из рис.1 и 2 видно, что рассчитанные сечения как для слабого, так и для магнитного рассеяния на связанных электронах при всех T_e оказываются меньше, чем на свободных. Однако с ростом E_{ν_1} ситуация со слабым рассеянием меняется на обратную, и соответствующие сечения $d\sigma/dT_e$ на атомах начинают превышать сечения свободного рассеяния. Это демонстрируется на рис.3, где приведены дифференциальные сечения $d\sigma/dT_e$ для электронов, выбиваемых с K -оболочки молибдена при фиксированных энергиях отдачи $T_e = 10, 50$ и 100 кэВ, в зависимости от E_{ν_1} в широком диапазоне вплоть до $E_{\nu_1} = 10$ МэВ. Видно, что при малых E_{ν_1} "слабое" сечение на K -электронах меньше, чем на свободных, с ростом E_{ν_1} оно становится больше на $\approx 5 - 10\%$ и затем асимптотически приближается к свободному сверху.

Что касается магнитного рассеяния, то для связанных электронов сечения везде оказываются меньше, чем для свободных. Наиболее важным эффектом здесь является то, что при рассеянии на связанных электронах возникает естественное обрезание расходимости спектра отдачи (7) при малых T_e . Причина этого проста: при переходе от свободных электронов к связанным, имеющим энергию связи ϵ_b , нужно при $T_e \rightarrow 0$ сделать в (7) замену $T_e \rightarrow T_e + \epsilon_b$. Результативно следует ожидать, что отношение двух сечений при $E_{\nu_1} \gg T_e$ будет определяться фактором $(T_e + \epsilon_b)/T_e$ и спектр электронов при $T_e \rightarrow 0$ должен выходить на плато. Результаты расчета, приведенные на рис.4(б),

подтверждают эти ожидания.

Рассмотрим теперь, каковы могут быть эффекты атомной связи в рассеянии реакторных электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$. С экспериментальной точки зрения ядерный реактор считается наиболее подходящим источником для изучения νe -рассеяния. Типичный реактор атомной станции испускает в секунду $\approx 5 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e$ со сравнительно небольшими энергиями: энергетический спектр реакторных $\bar{\nu}_e$ простирается примерно до 10 МэВ с максимумом при $E_{\bar{\nu}_e} \ll 1$ МэВ. Измерению подлежит спектр электронов отдачи, даваемый выражением

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \int_{E_{\bar{\nu}_e}^{\min}(T_e)}^{\infty} n(E_{\bar{\nu}_e}) \frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{dT_e} dE_{\bar{\nu}_e}, \quad (9)$$

где $n(E_{\bar{\nu}_e})$ – спектр реакторных $\bar{\nu}_e$, а интегрирование по $E_{\bar{\nu}_e}$ ведется от нижнего предела $E_{\bar{\nu}_e}^{\min}$, определяемого для свободного рассеяния из (8) при фиксированной кинетической энергии T_e , либо, для рассеяния на связанном электроны, – из закона сохранения энергии: $E_{\bar{\nu}_e}^{\min} = T_e + \epsilon_b$. Используя спектр реакторных $\bar{\nu}_e$ от осколков деления ^{235}U ¹¹, мы рассчитали дифференциальные сечения (9) для электронов, выбиваемых с K -оболочки атома ^{96}Mo . Результаты для интервала $10 \leq T_e \leq 500$ кэВ приведены на рис.4. Видно, что в слабом рассеянии эффекты атомной связи незначительны. В то же время в магнитном рассеянии эти эффекты проявляются весьма заметно, особенно при малых T_e . В хорошем приближении их можно учесть простым умножением сечения свободного магнитного рассеяния на фактор $T_e/(T_e + \epsilon_b)$, как это видно из сравнения точечной кривой на рис.4 с соответствующим точным расчетом: при $T_e = 10$ кэВ отличие приближенного расчета от точного составляет $\approx 7,5\%$, а при $T_e = 500$ кэВ – $\approx 4\%$.

Исследованные эффекты могут оказаться важными при планировании экспериментов по изучению νe -рассеяния и анализе получаемых данных, особенно, если в качестве мишени будут использоваться атомы средних или тяжелых элементов.

Авторы благодарны Е.Х.Ахмедову и С.В.Толоконникову за полезные обсуждения и А.А.Солдатову за предоставленную программу расчета электронной структуры атома. Один из нас (С.Ф.) весьма признателен Ф.Файлишу за гостеприимство во время визита в Технический Университет Мюнхена в мае 1991 г., когда была начата данная работа, и ему же за стимулирующие дискуссии.

-
1. R.Davis, Jr. talk at XXIst Int. Conf. on Cosmic-Ray Phys. Adelaide, Australia, 1990.
 2. K.Lande, talk at "Neutrino-90", 14th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics. CERN, Geneva, June 1990.
 3. L.Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
 4. С.П.Михеев, А.Ю.Смирнов, ЯФ **42**, 1441 (1985).
 5. М.Б.Волошин, М.И.Высоцкий, Л.Б.Окунь, ЖЭТФ **91**, 754 (1986).
 6. Е.Кх.Ахмедов, Phys. Lett. B **257**, 163 (1991).
 7. F.Reines, H.S.Gurr., H.W.Sobel., Phys. Rev. Lett., **37**, 315 (1976).
 8. G.S.Vidyakin et al., Mosc. Phys. Soc. **1**, 85 (1991).
 9. С.В.Толоконников, С.А.Фаянс, Изв. АН СССР, сер.физ. **37**, 2667 (1973).
 10. A.V.Kyuldjiev, Nucl. Phys. B **243**, 387 (1984).
 11. P.Vogel, and J.Engel, Phys. Rev. D **39**, 3378 (1989).
 12. R.C.Allen et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2401 (1985); **64**, 1330 (1990).
 13. G.G.Raffelt, Phys. Rev. Lett., **64**, 2856 (1990).

14. F.von Feilitzsch, In *Test of Fundamental Laws in Phys.* Eds. Fackler and Trãn Tranh Vãn (Editions Frontières), IXth Moriond Workshop. 1989, с.435-441.
15. H.Bethe, *Proc. Cambr. Phil. Society.* **35**, 108 (1935).
16. Г.В.Домогацкий, Д.К.Надежин, *ЯФ* **12**, 1233 (1970).
17. S.L.Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961); S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); A.Salam, In: *Elementary Particle Theory.* Ed. N.Svatholm. Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968, p.367.
18. V.L.Moruzzi et al., *Calculated Electr. Properties of Metals.* N.Y.: Pergamon Press, 1978.
19. G.t Hooft, *Phys. Lett.* **37**, 195 (1971).
20. Particle data group, *Phys. Lett.* **239**, 1 (1990).