КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123.17; 539.124.17

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРИНО В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ НУКЛОНЕ

Б. К. Керимов, М. Я. Сафин

(кафедра теоретической физики)

Получены аналитические выражения для энергетического распределения нуклона отдачи в упругом $\nu(\bar{\nu})N$-рассеянии на поляризованной нуклонной мишени с учетом электромагнитных формфакторов ($f_{1\nu}(q^2)$, $f_{2\nu}(q^2)$), поведения спиральности ($\nu_L \to \nu_{L,R}$) нейтрино и слабых и электромагнитных формфакторов нуклона. Исследована зависимость асимметрии сечения по спину протонной мишени от зарядового радиуса нейтрино.

В настоящее время обсуждаются экспериментальные возможности прецизионного измерения [1] сечения упругого нейтрино-протонного рассеяния при низких и средних энергиях для изучения выходящих за рамки Стандартной модели электрослабого взаимодействия (СМ) свойств нейтрино, а также для выявления вклада странных кварков в спин протона. В этой связи особый интерес представляет изучение упругого рассеяния нейтрино на поляризованном протоне [2], которое может дать дополнительную информацию о природе нейтрино-протонного взаимодействия и, в частности, об аксиальном формфакторе нейтрального нуклонного тока.

В работах [3—5] и [4, 6] исследовалось соответственно упругое нейтрино-электронное и нейтрино-нуклонное рассеяние с целью выявить возможные отклонения от СМ за счет массы и электромагнитных моментов дираковского нейтрино.

В данной работе рассчитаны энергетические распределения нуклона отдачи в процессе упругого рассеяния (анти)нейтрино $\nu=\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ на поляризованном нуклоне

$$\nu(\bar{\nu})+N\to\nu(\bar{\nu})+N \tag{1}$$

с учетом одновременно слабого и прямого электромагнитного взаимодействия нейтрино, а также поведения его спиральности ($\nu_L\to\nu_{L,R}$, $\bar{\nu}_R\to\bar{\nu}_{R,L}$). Получено и исследовано выражение для асимметрии сечения по спину протонной мишени

$$A_p=\frac{d\sigma(\mathbf{s}\uparrow\uparrow\mathbf{n})-d\sigma(\mathbf{s}\downarrow\uparrow\mathbf{n})}{d\sigma(\mathbf{s}\uparrow\uparrow\mathbf{n})+d\sigma(\mathbf{s}\downarrow\uparrow\mathbf{n})} \tag{2}$$

в случаях рассеяния нейтрино без изменения и с изменением его спиральности. В (2) $\mathbf{s}$ и $\mathbf{n}$ — единичные векторы в направлении спина протона и импульса налетающего нейтрино (антинейтрино).

Слабое нейтрино-нуклонное рассеяние описывается эффективной амплитудой

$$M_W=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}_\nu(k',\zeta')\gamma_\alpha(1+\gamma_5)u_\nu(k,\zeta)\right]\times$$

$$\times\left[\bar{u}_N(p')\left(\gamma^\alpha(g_{VN}+g_{AN}\gamma_5)-\frac{1}{2m_N}f_{VN}P^\alpha\right)u_N(p,\ s)\right]. \qquad (3)$$

Амплитуда электромагнитного нейтрино-нуклонного рассеяния имеет вид

$$M_{EM}=\frac{4\pi\alpha}{q^2}\left[\bar{u}_\nu(k',\ \zeta')\left(f_{m\nu}\gamma_\alpha-\frac{1}{2m_e}f_{2\nu}K_\alpha\right)u_\nu(k,\ \zeta)\right]\times$$

$$\times\left[\bar{u}_N(p')\left(G_{MN}\gamma^\alpha-\frac{1}{2m_N}F_{2N}P^\alpha\right)u_N(p,\ s)\right]. \qquad (4)$$

В (3) и (4) k и k' — 4-импульсы падающего и рассеянного нейтрино, $\zeta=\pm1$ и $\zeta'=\pm1$ — соответствующие спиральности; p и s — 4-импульс и поляризация начального нуклона, p' — 4-импульс нуклона отдачи; $K=k+k'$, $P=p+p'$, $q=k-k'=p'-p$; m_e и m_N — массы электрона и нуклона; $g_{VN}(q^2)$, $f_{VN}(q^2)$ и $g_{AN}(q^2)$ — векторные и аксиально-векторный формфакторы нуклонного нейтрального тока; $f_{m\nu}=f_{1\nu}+(m_\nu/m_e)f_{2\nu}$, $f_{1\nu}(q^2)$ и $f_{2\nu}(q^2)$ — дираковский и паулиевский электромагнитные формфакторы нейтрино. Зарядовый радиус нейтрино $r_\nu=\langle r_\nu^2\rangle^{1/2}$ определяется из выражения $\langle r_\nu^2\rangle=6\left(\partial f_{1\nu}/\partial q^2\right)_{q^2=0}$, а магнитный момент $\mu_\nu=f_{2\nu}(0)\mu_B$, где $\mu_B=e/2m_e$ — магнетон Бора.

Электромагнитная структура нуклона описывается электрическим G_{EN} и магнитным G_{MN} формфакторами ($N=p, n$):

$$G_{EN}(q^2)=F_{1N}(q^2)+\frac{q^2}{4m_N^2}F_{2N}(q^2),\ \ G_{MN}(q^2)=F_{1N}(q^2)+F_{2N}(q^2). \qquad (5)$$

Здесь F_{1N} и F_{2N} — дираковский и паулиевский электромагнитные формфакторы нуклона, нормированные условиями $F_{1p}(0)=1$, $F_{2p}(0)=\varkappa_p$ и $F_{1n}(0)=0$, $F_{2n}(0)=\varkappa_n$, где $\varkappa_p=1{,}793$ и $\varkappa_n=-1{,}913$ — значения аномальных магнитных моментов протона и нейтрона. В лабораторной системе $q^2=-2m_NE_k$, E_k — кинетическая энергия нуклона отдачи.

Дифференциальное сечение реакции (1) содержит вклады, обусловленные слабым $d\sigma_W$ и электромагнитным $d\sigma_{EM}$ взаимодействиями, а также их интерференцией $d\sigma_{W\gamma}$:

$$d\sigma=d\sigma_W+d\sigma_{EM}+d\sigma_{W\gamma}. \qquad (6)$$

В случае рассеяния нейтрино на поляризованном протоне ($N=p$) без изменения спиральности ($\zeta'=\zeta=-1$), пренебрегая массой нейтрино ($m_\nu/m_e\ll1$, $m_\nu/E_\nu\ll1$), для вкладов в (6) получим следующие выражения:

$$\frac{d\sigma_W(s;\ \nu_L\to\nu_L)}{dy}=\sigma_{0p}\left\{C_+^2(1+\mathrm{sn})+C_-^2(1-y)\times\right.$$

$$\times\left[1-y-\mathrm{sn}\left(1-y-\frac{y}{\omega}\right)\right]-C_+C_-\frac{y}{\omega}(1+\mathrm{sn})+$$

$$\left.+f_{VN}\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\left[f_{VN}(\omega y+2)-2C_+(1+\mathrm{sn})-2C_-(1-\mathrm{sn}(1-y))\right]\right\}, \qquad (7)$$

$$\frac{d\sigma_{EM}(s;\ \nu_L\to\nu_L)}{dy}=\sigma_\gamma\frac{2f_{1\nu}^2}{\omega y^2(\omega y+2)}\left\{2G_{Ep}^2\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)+\right.$$

$$+G_{Ep}G_{Mp}2y\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\mathrm{sn}+$$

$$+\omega y G_{Mp}^2\left[1-y+\frac{y^2}{2}+\frac{y}{2\omega}+\mathrm{sn}\left(1-\frac{y}{2}\right)\omega_0 y\right]\Big\},\tag{8}$$

$$\frac{d\sigma_{W\gamma}(\mathrm{s};\ \nu_L\to\nu_L)}{dy}=-\sigma_{W\gamma}\frac{2f_{1\nu}}{y(\omega y+2)}\Big\{C_+\Big[\omega y G_{Mp}\left(1-\frac{y}{2\omega}+\frac{2}{\omega}\right)+$$

$$+2G_{Ep}\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\Big](1+\mathrm{sn})+$$

$$+C_-\Big[yG_{Mp}\left(\omega(1-y)^2(1-\mathrm{sn})-\frac{1}{2}(4-3y)+\frac{y}{2\omega}(\omega-2-2\omega y)\,\mathrm{sn}\right)+$$

$$+2G_{Ep}(1-\mathrm{sn}(1-y))\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\Big]-$$

$$-f_{Vp}\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)(\omega y+2)(2G_{Ep}+yG_{Mp}\,\mathrm{sn})\Big\}.\tag{9}$$

В формулах (7)—(9) приняты обозначения:

$$\sigma_{0p}=G_F^2 m_p E_\nu/2\pi,\ \sigma_\gamma=\pi\alpha^2/m_p^2,\ \sigma_{W\gamma}=\alpha G_F/\sqrt{2},\ y=-q^2/(2m_pE_\nu)=$$

$$=E_k/E_\nu,\ \omega=E_\nu/m_p,\ \omega_0=(\omega+1)/\omega,\ \mathbf{n}=\mathbf{k}_\nu/k_\nu;\ C_+=g_L=g_{Vp}+g_{Ap},$$

$$C_-=g_R=g_{Vp}-g_{Ap};\ g_{Vp}=(2g_{Vu}+g_{Vd})G_{Mp}+(g_{Vu}+2g_{Vd})G_{Mn},$$

$$g_{Ap}=\left(\frac{4}{5}g_{Au}-\frac{1}{5}g_{Ad}\right)g_A,\ f_{Vp}=(2g_{Vu}+g_{Vd})F_{2p}+(g_{Vu}+2g_{Vd})F_{2n},$$

где g_{Vu}, g_{Vd} и g_{Au}, g_{Ad} — векторные и аксиально-векторные константы связи кваркового слабого нейтрального тока; $g_A(q^2)$ — аксиальный формфактор заряженного тока, $g_A(0)=1{,}26$. Параметр $\rho_{0p}=\sigma_\gamma/\sigma_{W\gamma}=$ $=\alpha\pi\sqrt{2}/G_Fm_p^2=3{,}16\cdot 10^3$ определяет относительную величину электромагнитного и интерференционного вкладов в сечение (6), причем $\sigma_\gamma/\sigma_{0p}=\rho^2_{0p}/\omega$, $\sigma_{\mathrm{int}}/\sigma_{0p}=\rho_{0p}/\omega$, $\alpha=e^2/4\pi=(137)^{-1}$.

В рассматриваемом приближении $(m_\nu/m_e\ll 1)$ сечение рассеяния нейтрино с изменением спиральности $(\zeta'=-\zeta=1)$ практически определяется только электромагнитным взаимодействием нейтрино с протоном и оказывается не зависящим от поляризации протонной мишени:

$$\frac{d\sigma(\mathrm{s};\ \nu_L\to\nu_R)}{dy}=\frac{d\sigma_{EM}(\nu_L\to\nu_R)}{dy}=$$

$$=\sigma_\gamma\frac{m_p^2}{2m_e^2}\frac{f_{2\nu}^2}{y(\omega y+2)}\left[G_{Ep}^2(2-y)^2+2\omega y G_{Mp}^2\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\right].\tag{10}$$

Формулы для сечений упругого рассеяния антинейтрино на поляризованной нуклонной мишени могут быть получены из (7)—(10) заменой киральных параметров $C_+\to C_-$ и $C_-\to C_+$.

Для рассеяния $\nu_Lp\to\nu_Lp$ асимметрия (2) оказывается весьма чувствительной к величине зарядового радиуса нейтрино r_ν, а также к значениям параметров слабого нейтрального тока протона. Это обусловлено следующей структурой разности сечений $\Delta\sigma$, определяющей спиновую асимметрию A_p:

$$\Delta\sigma=d\sigma(\mathrm{s}\uparrow\uparrow\mathbf{n})-d\sigma(\mathrm{s}\downarrow\uparrow\mathbf{n})=$$

$$=2\sigma_0\frac{1}{(\omega y+2)}\left[2g_{Ap}+(g_{Vp}-g_{Ap})y-\frac{1}{3}\rho_{0p}G_{Mp}(m_pr_\nu)^2y\right]\times$$

$$\times \left\{\left[2(g_{Vp}-f_{Vp})-(g_{Vp}-g_{Ap})\left(1+\frac{1}{\omega}\right)y+2f_{Vp}\left(1+\frac{1}{2\omega}\right)y\right](\omega y+2)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{3}\rho_{0p}(m_p r_\nu)^2\left[G_{Mp}(1+\omega)(2-y)y+4G_{Ep}\left(1-y-\frac{y}{2\omega}\right)\right]\right\}. \qquad (11)$$

В пределе очень малых $y \to 0$ из (11) следует, что $\Delta\sigma = 8\sigma_{0p} g_{Ap}(g_{Vp}-f_{Vp})$, т. е. асимметрия пропорциональна аксиально-векторной константе слабого нейтрального тока протона. При конечных же значениях y, например при $y=0{,}1\,y_{\max}$, где $y_{\max}=2\omega/(2\omega+1)$, поправки к $\Delta\sigma$, вносимые слабым взаимодействием (член, пропорциональный $(g_{Vp}-g_{Ap})$) и электромагнитным взаимодействием за счет зарядового радиуса нейтрино (член, пропорциональный $\rho_{0p}(m_p r_\nu)^2$), оказываются одного порядка.

Кварковые константы стандартной модели даются следующими выражениями:

$$g_{Vu}=\frac{1}{2}-\frac{4}{3}x,\ g_{Au}=\frac{1}{2},\ g_{Vd}=-\frac{1}{2}+\frac{2}{3}x,$$

$$g_{Ad}=-\frac{1}{2},\ x=\sin^2\theta_W=0{,}232. \qquad (12)$$

Экспериментальные значения [7] киральных констант связи $\varepsilon_{L,R}(i)$ адронного нейтрального тока:

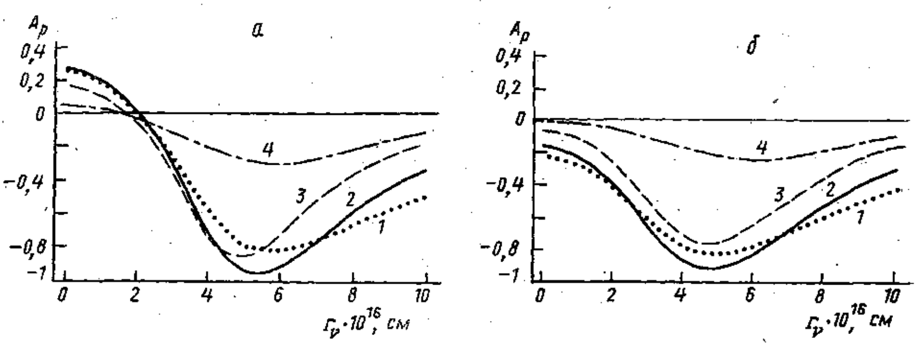
$$\varepsilon_L(u)=\frac{1}{2}(g_{Vu}+g_{Au})=0{,}332\pm 0{,}016,$$

$$\varepsilon_L(d)=\frac{1}{2}(g_{Vd}+g_{Ad})=-0{,}438\pm 0{,}012,$$

$$\varepsilon_R(u)=\frac{1}{2}(g_{Vu}-g_{Au})=-0{,}178\pm 0{,}013,$$

$$\varepsilon_R(d)=\frac{1}{2}(g_{Vd}-g_{Ad})=-0{,}026\pm 0{,}065. \qquad (13)$$

На рисунке показана вычисленная из (7)—(9) и (11) зависимость



Зависимость спиновой асимметрии A_p от зарядового радиуса нейтрино r_ν для кварковых констант связи по стандартной модели (12) (*а*) и по экспериментальным данным (13) (*б*) при $y=0{,}1\,y_{\max}$: $\omega=E_\nu/m_p=0{,}03$ (*1*); 1 (*2*); 10 (*3*) и 100 (*4*)

асимметрии A_p от зарядового радиуса нейтрино r_ν в единицах 10^{-16} см соответственно для значений кварковых констант нейтрального тока (12), предсказываемых СМ, и значений этих констант, полученных из экспериментально измеренных кварковых киральных констант (13).

Кривые даны при $y=0{,}1\,y_{\max}$, где $y=E_k/E_\nu$, E_k — кинетическая энергия протонов отдачи для различных значений энергии налетающих нейтрино $\omega=E_\nu/m_p$. Из рисунка видно, что A_p весьма существенно зависит от значения зарядового радиуса нейтрино, а в области $r_\nu<3\times\times10^{-16}$ см — от констант связи кваркового слабого нейтрального тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. CERN Courier. 1993. 33, N 6. P. 10.
2. Керимов Б. К., Сафин М. Я., Ишанкулиев Д.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1976. 17, № 5. С. 621; Ядерная физика. 1980. 32. С. 765.
3. Керимов Б. К., Сафин М. Я.//Изв. РАН, сер. физ. 1994. 58. С. 159; 1993. 57. С. 93 и ссылки в них.
4. Kerimov B. K., Safin M. Ya.// Proc. 5-th International Workshop SPIN-93. IHEP, Protvino, 1994. P. 196.
5. Allen R. C., Chen N. N., Doe P. J. et al.//Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 11 and references therein.
6. Керимов Б. К., Сафин М. Я., Муалла Т.//Ядерн. спектр. и структура атомн. ядра: Тезисы докл. Междунар. совещ. С.-Пб. 1994. С. 193; Изв. РАН, сер. физ. 1995. **59**. С. 198.
7. Particle Data Group//Phys. Rev. 1994. **D50**. P. 1305.

Поступила в редакцию
05.04.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.33

МНОГОЧАСТОТНЫЙ КОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР НА ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ

Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин

(НИИЯФ)

Приводятся результаты экспериментального исследования генерации многочастотного комбинационного лазера на сжатом водороде. Показано, что многофокусная схема лазера, реализованная в настоящей работе с помощью оптической линии задержки, резко повышает эффективность генерации старших стоксовых компонент.

Одновременная генерация большого числа стоксовых и антистоксовых компонент при вынужденном излучении позволяет значительно расширить возможности практического применения комбинационных лазеров. Такие лазеры могут найти применение при генерации предельно коротких импульсов света, лазерной спектроскопии, оптической связи и т. п. Эффективность преобразования зависит от спектрального состава и соотношения интенсивностей взаимодействующих волн [1]. Однако при реализации традиционных схем комбинационных лазеров, когда отсутствует возможность управления интенсивностями взаимодействующих компонент, эффективность генерации старших комбинационных компонент, как правило, оказывается весьма малой.

В работе [2] показано, что использование двухчастотной накачки позволяет повысить эффективность преобразования частот в комбинационных лазерах. Реализация этой идеи в [3] позволила получить одновременную генерацию 13 комбинационных компонент.

Еще более значительное расширение спектра генерации комбинационного лазера, как будет показано ниже, может быть получено при