УДК 539.12.01

ПРАВО-ЛЕВАЯ АСИММЕТРИЯ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЯДРАМИ С УЧЕТОМ ВТОРОГО БОРНОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Б. К. Керимов, В. Н. Ализаде, М. Я. Сафин

(кафедра теоретической физики)

1. Открытие в экспериментах на встречных $p\bar{p}$-пучках в ЦЕРНе заряженных $W^{\pm}$ и нейтрального Z^0 промежуточных векторных бозонов [1] вместе с результатами измерений электрослабой асимметрии в e^-e^+-аннигиляции [2] и глубоко неупругом e^-d-рассеянии [3] подтверждает правильность основных идей единой теории электромагнитного и слабого взаимодействий Глэшоу — Вайнберга — Салама (ГВС).

В последнее время значительное внимание уделяется также исследованию эффектов интерференции электромагнитного и слабого взаимодействий в электрон-ядерном рассеянии (эффектов электрослабой интерференции, пропорциональных $\rho = G_F q^2/(2\pi\sqrt{2}\alpha)$, где G_F — константа Ферми, q^2 — квадрат переданного 4-импульса). Это обусловлено необходимостью получения более детальной информации о структуре слабого нейтрального тока (СНТ) адронов (кварков). Имеющиеся экспериментальные данные [3—5] о взаимодействии СНТ электрона и нуклона в целом согласуются с теорией электрослабого взаимодействия ГВС, но они относятся только к взаимодействию изоскалярного адронного векторного тока $V_\mu^{0,0}$ с аксиальным током электрона A_μ^e (несохранение пространственной четности в атомных оптических переходах [4, 5]) и к взаимодействию изовекторного адронного векторного тока $V_\mu^{1,0}$ с A_μ^e (асимметрия сечения глубоко неупругого электрон-дейтронного рассеяния $e^-_{L,R}+d\to e^-+X$ [3]).

Отсутствующая в настоящее время экспериментальная информация о взаимодействии изоскалярной $A_\mu^{0,0}$ и изовекторной $A_\mu^{1,0}$ компонент адронного аксиально-векторного тока с векторным СНТ электрона V_μ^e может быть получена, например, при изучении право-левой асимметрии

$$A_{RL} = (d\sigma_R - d\sigma_L)/(d\sigma_R + d\sigma_L) \tag{1}$$

в упругом рассеянии электронов ядрами с произвольным спином [6], а также при возбуждении электронами изоскалярных переходов ядер [7].

В этом плане большое значение имеет постановка экспериментов по измерению A_{RL} в электрон-ядерном рассеянии [8].

Обычно асимметрия (1) вычисляется в первом борновском приближении [6, 7, 9], применимость которого, как известно, ограничена областью достаточно легких ядер. В работе [10] поведение A_{RL} изучалось методом фазового анализа, который позволяет численно учесть вклад многофотонных обменов в основном состоянии. Однако более полезными и наглядными являются аналитические выражения для поправок второго порядка к первому борновскому приближению, особенно в случае ядер с ненулевым спином [11].

В данной работе дифференциальное сечение и асимметрия (1) упругого рассеяния продольно поляризованных электронов бесспиновыми ядрами

$$e^-_{L,R}+A\to e^-+A \tag{a}$$

исследуются во втором борновском приближении, а именно с учетом интерференции диаграмм, пропорциональных α, G_F и α^2, αG_F.

Получены выражения для сечения и асимметрии A_{RL}, содержащие некоторые интегралы от ядерных формфакторов. В случае точечного ядра найдено простое выражение для поправки второго порядка к A_{RL}, справедливое при не очень больших энергиях электронов ($E \lesssim 50$ МэВ). Получено также аналитическое выражение для поправки второго порядка к асимметрии в случае ядер $1p$-оболочки, формфакторы которых описываются моделью гармонического осциллятора. Показано, что учет конечных размеров ядер приводит к уменьшению величины поправки по сравнению со случаем точечных ядер, причем эта поправка увеличивает асимметрию в области до дифракционного минимума и уменьшает ее после дифракционного минимума.

2. Амплитуда процесса (а) с учетом взаимодействия СНТ электрона $\bar{e}\gamma_\mu(g_{Ve}+g_{Ae}\gamma_5)e$ и нуклона ядра в рассматриваемом приближении при малых $q^2 \ll m_{Z_0}^2$ и $E \gg m_e$ дается выражением

$$M = \frac{4\pi\alpha}{q^2}\bar{u}(k')\gamma^0 u(k, \zeta)\,\Phi(E, q^2; \zeta), \tag{2}$$

где

$$\Phi(E, q^2; \zeta) = F_C(q^2) + \frac{\alpha}{\pi^2}G(E, q^2) - \rho(g_{Ve} - \zeta g_{Ae}) \times$$
$$\times \left[\mathcal{F}_C(q^2) + \frac{\alpha}{\pi^2}H(E, q^2)\right].$$

Здесь $F_C(q^2)$ и $\mathcal{F}_C(q^2)$ — зарядовые электромагнитный и слабый формфакторы ядра; функции G и H определяются выражениями

$$G(E, q^2) = \frac{Eq^2}{2P^2}\int d\varkappa \frac{P^2 + 2\varkappa\mathbf{P}}{\varkappa^2 - E^2 - i0}\cdot\frac{F_C(q_1^2)F_C(q_2^2)}{(q_1^2+\delta^2)(q_2^2+\delta^2)}, \tag{3}$$

$$H(E, q^2) = \frac{E}{2P^2}\int d\varkappa \frac{P^2 + 2\varkappa\mathbf{P}}{\varkappa^2 - E^2 - i0}\left[\frac{F_C(q_1^2)\mathcal{F}_C(q_2^2)}{q_1^2+\delta^2} + \frac{F_C(q_2^2)\mathcal{F}_C(q_1^2)}{q_2^2+\delta^2}\right], \tag{4}$$

причем $\mathbf{q}_1 = \mathbf{k} - \varkappa$, $\mathbf{q}_2 = \varkappa - \mathbf{k}'$, $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $\mathbf{P} = \mathbf{k} + \mathbf{k}'$, δ — малая масса фотона, регуляризирующая интегралы в (3) и (4); $\zeta = \pm 1$ — спиральность налетающих электронов.

Формфакторы нормированы условиями

$$F_C(0) = Z,\ \mathcal{F}_C(0) = Z_W \equiv \frac{1}{2}[(Z+N)\beta_V^{(0)} + (Z-N)\beta_V^{(1)}],$$

где $\beta_V^{(0)}$ и $\beta_V^{(1)}$ — константы изоскалярной и изовекторной компонент векторного нуклонного тока. В модели ГВС $g_{Ve} = -1/2 + 2\sin^2\theta_W$, $g_{Ae} = -1/2$, $\beta_V^{(0)} = -2\sin^2\theta_W$, $\beta_V^{(1)} = 1 - 2\sin^2\theta_W$. Экспериментальное значение $\sin^2\theta_W = 0{,}233 \pm 0{,}009$ [12].

Из (2) с точностью до членов, пропорциональных α^2, α^3, αG_F и $\alpha^2 G_F$, для дифференциального сечения процесса (а) получим выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M(\theta)\left\{F_C^2(q^2) + 2\frac{\alpha}{\pi^2}F_C(q^2)\,\mathrm{Re}\,G(E, q^2) - \right.$$
$$- 2\rho(g_{Ve} - \zeta g_{Ae})(F_C(q^2)\mathcal{F}_C(q^2) +$$
$$\left. + \frac{\alpha}{\pi^2}\mathrm{Re}[F_C(q^2)H(E, q^2) + \mathcal{F}_C(q^2)G(E, q^2)]\right)\Big\}, \tag{5}$$

которое содержит вклады как от P-четных ($\propto g_{Ve}$), так и от P-нечетных ($\propto g_{Ae}$) поправок.

Из (1) и (5) получим следующее выражение для право-левой асимметрии рассеяния продольно поляризованных электронов ядрами нулевого спина:

$$A_{RL}(E, \theta) = 2\rho g_{Ae} \left\{ F_C(q^2) \mathcal{F}_C(q^2) + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha}{\pi^2} \operatorname{Re}\left[F_C(q^2) H(E, q^2) + \mathcal{F}_C(q^2) G(E, q^2)\right] \right\} \times$$

$$\times \left[F_C^2(q^2) + 2\frac{\alpha}{\pi^2} F_C(q^2) \operatorname{Re} G(E, q^2) \right]^{-1}. \qquad (6)$$

С помощью (6) может быть описана также асимметрия при рассеянии электронов на малые углы ядрами ненулевого спина.

В приближении точечного ядра, справедливом при не слишком больших энергиях, в (3) и (4) следует положить $F_C(q^2) \cong F_C(0) = Z$ и $\mathcal{F}_C(q^2) \cong \mathcal{F}_C(0) = Z_W$. Тогда, принимая во внимание, что

$$\operatorname{Re} G(E, q^2) = Z^2 \frac{\pi^3 q}{2P^2}(2E - q), \quad \operatorname{Re} H(E, q^2) = ZZ_W \pi^3,$$

из (6) найдем:

$$A_{RL}(E, \theta) = 2\rho g_{Ae}(Z_W/Z)(1 + \Delta^{(2)}), \qquad (7)$$

где

$$\Delta^{(2)} = \pi Z\alpha \frac{1 - f(\theta)}{1 + 2\pi Z\alpha f(\theta)}, \quad f(\theta) = \frac{\sin\theta/2}{2(1 + \sin\theta/2)}.$$

Отсюда видно, что в случае точечного ядра поправка $\Delta^{(2)}$ второго порядка к A_{RL} не зависит от энергии налетающих электронов, монотонно убывает от $\Delta^{(2)}{}_{\max} = \pi Z\alpha$ до $\Delta^{(2)}{}_{\min} = (3/4)\pi Z\alpha(1 + \pi Z\alpha/2)^{-1}$ с увеличением угла рассеяния и пропорциональна заряду Z, так что уже при $Z = 20$ она превышает 25%.

3. Для описания формфакторов ядер с массовыми числами $4 \leqslant A \leqslant 16$ воспользуемся оболочечной моделью с потенциалом гармонического осциллятора [13]:

$$F_C(q^2) = Z\left(1 - \frac{q^2}{a_1^2}\right) \exp\left(-\frac{q^2}{2a_2^2}\right) = ZF(q^2), \quad \mathcal{F}_C(q^2) = Z_W F(q^2).$$

Здесь параметром a_1 определяется положение дифракционного минимума сечения рассеяния, а параметр a_2 связан с параметром осцилляторной ямы a_0 и включает поправки как на конечные размеры нуклона, так и на движение центра масс ядра. Тогда из (3) и (4) получим

$$G(E, q^2) = Z^2 \frac{Eq^2}{2P^2} e^{-\beta} \int d\varkappa \frac{P^2 + 2\varkappa\mathbf{P}}{abc} \times$$

$$\times (1 - 2a\gamma + ab\gamma^2) \exp\left[-\left(\varkappa - \frac{1}{2}\mathbf{P}\right)^2 / a_2^2\right], \qquad (8)$$

$$H(E, q^2) = ZZ_W \frac{E}{2P^2} e^{-\beta} \int d\varkappa \frac{P^2 + 2\varkappa\mathbf{P}}{abc} \times$$

$$\times \left[\frac{q^2}{2} + 2\left(\varkappa - \frac{1}{2}\mathbf{P}\right)^2\right](1 - 2a\gamma + ab\gamma^2) \exp\left[-\left(\varkappa - \frac{1}{2}\mathbf{P}\right)^2 / a_2^2\right], \qquad (9)$$

где

$$a=q_1^2+\delta^2,\quad b=q_2^2+\delta^2,\quad c=\varkappa^2-E^2-i0,\quad \gamma=1/a_1^2,\quad \beta=q^2/(4a_2^2).$$

Далее, используя интегральное представление для четной, квадратично интегрируемой функции

$$\Phi(q^2)=\frac{1}{i\pi}\int\limits_{\Gamma}\frac{udu}{q^2-u^2}\Phi(u^2),$$

где Γ — контур интегрирования, обходящий сингулярные точки $q=\pm u$ сверху, при $\Phi(u^2)=e^{-u^2}$ сведем (8) и (9) к следующей форме:

$$G(E,q^2)=\frac{Z^2Eq^2}{2P^2}e^{-\beta}\operatorname{Re}\frac{1}{i\pi}\int\limits_{\Gamma}udue^{-u^2/a_2^2}J(u^2),\tag{10}$$

$$H(E,q^2)=\frac{ZZ_WE}{2P^2}e^{-\beta}\operatorname{Re}\frac{1}{i\pi}\int\limits_{\Gamma}\frac{q^2+4u^2}{2}udue^{-u^2/a_2^2}J(u^2),\tag{11}$$

где

$$J(u^2)=\int d\varkappa\left\{\frac{2}{abg}+\frac{4P^2+q^2-4u^2}{q^2+4u^2}\left[1-\frac{\gamma}{2}(q^2+4u^2)\right]\frac{2}{acg}+\right.$$

$$\left.+\frac{4\gamma}{ac}+\frac{\gamma^2}{2}(4P^2+q^2-4u^2)\frac{1}{\epsilon g}-\frac{4\gamma}{ag}\right\},\ g=\left(\varkappa-\frac{1}{2}\mathbf{P}\right)^2-u^2.$$

Отсылая за подробностями вычисления (10) и (11) к работе [13], приведем окончательную формулу для асимметрии рассеяния электронов ядрами с учетом второго борновского приближения и конечных размеров ядра:

$$A_{RL}(E,\theta)=2\rho g_{Ae}\frac{Z_W}{Z}\left[F(q^2)+\frac{\alpha Z}{4\pi}e^{-\beta}\Delta_2\right]\left[F(q^2)+\frac{\alpha Z}{\pi}e^{-\beta}\Delta_1\right]^{-1},\tag{12}$$

где

$$\Delta_1=2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\int\limits_0^\infty\left[\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}h_1(x)-2h_2(x)\right]dx+$$

$$+16\int\limits_0^\infty\frac{h_2(x)}{x^2-1}dx+\gamma^2q^2PE\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}h_3(x)\,dx+2\pi^2e^{-\beta}(\gamma q^2-1),\tag{13}$$

$$\Delta_2=2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\int\limits_0^\infty(x^2+3)\left[\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}h_1(x)-2h_2(x)\right]dx+$$

$$+16\int\limits_0^\infty\frac{x^2+3}{x^2-1}h_2(x)\,dx+\gamma^2q^2PE\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}(x^2+3)h_3(x)dx+8\pi^2e^{-\beta}(\gamma q^2-1),\tag{14}$$

а функции h_1, h_2 и h_3 имеют вид

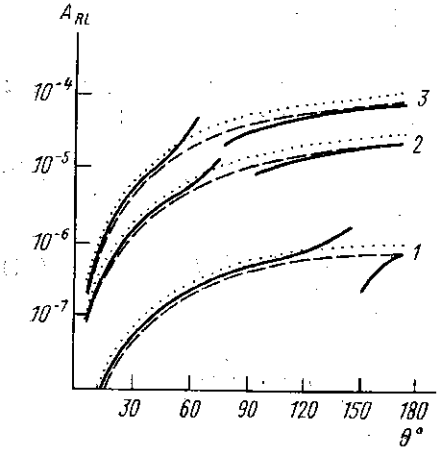
$$h_1(x)=\frac{xe^{-\beta x^2}}{x^2+1}[2+\gamma q^2(x^2+1)]\ln\frac{x+1}{x-1},$$

$$h_2(x)=\frac{xe^{-\beta x^2}}{x^2+1}\left[1-\frac{\gamma q^2}{2}(x^2+1)\right]\ln\frac{x^2+2x/(\sin(\theta/2))+1}{x^2-2x/(\sin(\theta/2))+1},$$

$$h_3(x) = xe^{-\beta x^2}\left[1 - \frac{1}{4}(x^2-1)\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]\ln\frac{x\,\mathrm{tg}(\theta/2) - 1/(\cos(\theta/2)) - 1}{x\,\mathrm{tg}(\theta/2) - 1/(\cos(\theta/2)) + 1}.$$

Формула (12) становится несправедливой вблизи дифракционного минимума, где требуется учет не исчезающих при $F(q^2)=0$ поправок следующего порядка, пропорциональных α^4 и $\alpha^3 G_F$. Поэтому далее мы рассмотрим влияние рассчитанных нами поправок на A_{RL} только вне дифракционного минимума.

4. Для иллюстрации полученных формул применим их к описанию A_{RL} при рассеянии электронов на ядре ^{12}C. На рисунке приведены угловые



Зависимость A_{RL} от угла рассеяния θ электронов на ядре ^{12}C. Кривые *1*, *2* и *3* соответствуют энергии электронов $E=50$, 250 и 500 МэВ. Сплошные кривые — A_{RL} с учетом 2-го борновского приближения, пунктирные — A_{RL} в 1-м борновском приближении; точками показана A_{RL} с учетом 2-го борновского приближения для точечного ядра

зависимости A_{RL} при трех энергиях падающих электронов: $E=50$, 250, 500 МэВ. Сплошными кривыми показано поведение A_{RL} с учетом конечных размеров ядра ^{12}C ($Z=6$, $a_1=1{,}82$ Фм$^{-1}$, $a_2=0{,}83$ Фм$^{-1}$) и второго борновского приближения. Пунктирные кривые дают асимметрию в первом борновском приближении, когда она не зависит от структуры ядра. Точками показано поведение A_{RL} с учетом второго борновского приближения для точечного ядра (формула (7). Как видно, учет конечных размеров ядра мишени приводит к заметному уменьшению величины поправки второго приближения к A_{RL} и делает ее отрицательной в области после дифракционного минимума. В противоположность случаю точечного ядра эта поправка оказывается зависящей от энергии начальных электронов и составляет при $\theta=60°$ соответственно $\sim$20, 12 и 10%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Arnison G. et al. Phys. Lett., 1983, **122B**, p. 103; Ibid., 1983, **126B**, p. 398; Banner M. et al. Ibid., 1983, **122B**, p. 476; Bagnaia P. et al. Ibid., 1983, **129B**, p. 130. [2] Brandelik R. et al. Phys. Lett., 1982, **110B**, p. 173; **117B**, p. 365; Bartel W. et al. Ibid., 1982, **108B**, p. 140; Fernandez E. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, p. 1238. [3] Prescott C. Y. et al. Phys. Lett., 1978, **77B**, p. 347; 1979, **84B**, p. 524. [4] Барков Л. М., Золотарев М. С. Письма в ЖЭТФ, 1978, **27**, с. 379; 1978, **28**, с. 544. [5] Bucksbaum P. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, p. 640; Hollister J. H. et al. Ibid., p. 643. [6] Керимов Б. К. и др. В кн.: Тез. докл. 32 Совещ. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Л.: Наука, 1982, с. 397; Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат., 1983, № 4, с. 16. [7] Агаларов А. З., Керимов Б. К., Сафин М. Я. В кн.: Тез. докл. 33 Совещ. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Л.: Наука, 1983, с. 494. [8] Ahrens J. et al. In: High Energy Spin Phys. — 1982. AIP Conf. Proc. N 95. N. Y., 1983, p. 159; Souder P. et al. Ibid., p. 574. [9] Donnelly T. W., Peccei R. D. Phys. Rep., 1979, **50**, p. 1. [10] Rufa G. Nucl. Phys., 1982, **384A**, p. 273. [11] Керимов Б. К., Сафин М. Я., Аль-Хамиси И. М. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, **19**, № 5, с. 50. Ядерная физика, 1981, **34**, с. 996. [12] Myatt G. Rep. Progr. Phys., 1982, **45**, p. 1. [13] Керимов Б. К., Сафин М. Я., Аль-Хамиси И. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, **42**, с. 1976.

Поступила в редакцию
01.03.84