

3. Rich J. A., Prescott L. E., Cobine J. D.—J. Appl. Phys. 1971, v. 42, p. 587.
4. Кимблин С. У.—В сб.: Экспериментальные исследования плазматронов.—Новосибирск, 1977, 226 с.
5. Miller H. C.—IEEE Trans. Plasma Sci., 1977, v. PS-5, N 3, p. 181.
6. Rich J. A.—Proc. IEEE, 1971, v. 59, N 4, p. 539.
7. Анисимов С. И. и др. Действие излучения большой мощности на металлы.—М., 1970, 272 с.
8. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.—М., 1970.

Поступила в редакцию
03.02.81.

НИИ ПФП, кафедра радиотехники
и физической электроники

УДК 539.12

Т. В. КУХТО, Н. М. ШУМЕНКО

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ К ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ АСИММЕТРИИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ IN -РАССЕЯНИИ

В последние годы наступил новый этап в экспериментальном исследовании глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах (ГНР) $l \pm N \rightarrow l \pm \text{адроны}$. Во-первых, после серии электронных опытов при энергии $E < 20$ ГэВ (см., например, [1, 2]), проводятся мюонные эксперименты в области $E < 300$ ГэВ [3—5] и планируются опыты с мюонами еще больших энергий [6]. Во-вторых, после довольно подробного изучения сечения, усредненного по состояниям поляризации (структурные функции $W_{1,2}$), началось исследование спиновых свойств взаимодействий (структурные функции $G_{1,2}$) [5, 7].

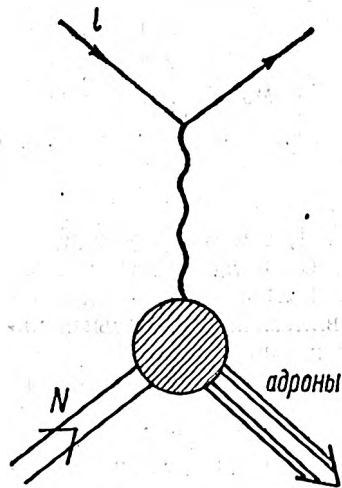


Рис. 1. Диаграмма глубоконеупругого IN -рассеяния в однофотонном приближении

Для того, чтобы интерпретировать экспериментальные данные по ГНР в терминах структурных функций с некоторой точностью Δ , необходимо учесть ненаблюдаемые радиационные поправки к борновскому вкладу (диаграмма рис. 1) с точностью, лучшей Δ . К настоящему времени детально рассмотрены поправки к сечению ГНР неполяризованных частиц [8—12], а также к P -нечетным асимметриям в рассеянии поляризованных лептонов на неполяризованных нуклонах [13].

В предлагаемой работе в связи с экспериментами [5—7] исследуются электромагнитные поправки (ЭП) для ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. В ковариантной форме получены точные формулы ЭП низшего порядка к лептонному току — основного вклада в ЭП. На их основе построено и проанализировано выражение для наблюдаемой величины — продольной асимметрии:

$$A(E, x, y) = [d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\uparrow\uparrow)] / [d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\uparrow)], \quad (1)$$

где $[d\sigma(\uparrow\downarrow)]d\sigma(\uparrow\uparrow)$ — дифференциальное сечение ^{*}) $d\sigma(k_1, k_2) \equiv k_2^0 d^3\sigma / d^3k_2$ с (анти)параллельной ориентацией продольных поляризаций лептона и нуклона; x и y — обычные скейлинговые переменные. Проведены подробные численные расчеты ЭП при $E=200$ и 500 ГэВ для μp -ГНР и при $E=10$ и 16 ГэВ для ep -ГНР. Анализ численных результатов показывает, что ЭП к борновской асимметрии A_0 в большей части кинематической области не превосходит 10%, но в области $x \rightarrow 0$, $y \rightarrow 1$ может достигать нескольких десятков процентов.

^{*} $p_1, p_2, k_1(k_2)$, k — импульсы (например, $k = (k, k^0)$) соответственно нуклона, конечных адронов, начального (конечного) лептона и фотона.

V-вклад. Вклад в сечение диаграмм с обменом дополнительным виртуальным фотоном (V-вклад), как и в случае рассеяния неполяризованных частиц [10], имеет вид

$$d\sigma_V(k_1, k_2) = d\sigma_0(k_1, k_2) \frac{\alpha}{\pi} \delta_V + d\sigma^{AMM}(k_1, k_2). \quad (2)$$

Здесь

$$d\sigma_0(k_1, k_2) = \frac{N}{Y^2} \{ 2 M W_1(W^2, Y) (Y - 2m^2) + W_2(W^2, Y) (SX - M^2 Y) / M + 4m [M^2 G_1(W^2, Y) (Q \cdot \xi Q \cdot \eta - Y \xi \cdot \eta) - Y G_2(W^2, Y) (p_1 \cdot \xi Q \cdot \eta - p_1 \cdot Q \xi \cdot \eta)] \} \quad (3)$$

сечение ГНР в борновском приближении;

$$d\sigma^{AMM}(k_1, k_2) = \frac{\alpha}{\pi} 2m^2 L_m \left\{ d\sigma_0(k_1, k_2) + \frac{N}{Y^2} \left[M W_1(W^2, Y) (Y + 4m^2) - \frac{1}{4} W_2(W^2, Y) (S + X)^2 / M \right] \right\} \quad (4)$$

вклад аномального магнитного момента лептона;

$$\delta_V = J_0 \ln \frac{\lambda}{m} - Y_m \left[\frac{V \lambda_m}{2} L_m^2 + \frac{2}{V \lambda_m} \Phi \left(\frac{2 V \lambda_m}{V \lambda_m + Y} \right) \right] + \left(\frac{3}{2} Y + 4m^2 \right) L_m - 2 + \sum_{i=e, \mu, \tau} \left[\frac{2}{3} (Y + 2m_i^2) L_m^i - \frac{10}{9} + \frac{8m_i^2}{3Y} (1 - 2m_i^2 L_m^i) \right]. \quad (5)$$

В выражениях (3)–(5) $m(M)$ и $\xi(\eta)$ — соответственно масса и вектор поляризации рассеивающегося лептона (нуклона); λ — масса фотона; сумма по i учитывает вклад поляризации вакуума электроном, мюоном и τ -лептоном,

$$S = -2p_1 \cdot k_1, \quad X = -2p_1 \cdot k_2, \quad Y \equiv Q^2 = (k_1 - k_2)^2, \\ W^2 = M^2 + S - X - Y, \quad \lambda_S = S^2 - 4m^2 M^2, \quad N = 2\alpha^2 / \sqrt{\lambda_S}, \quad (6)$$

$$\lambda_m = Y^2 + 4m^2 Y, \quad L_m = \lambda_m^{-\frac{1}{2}} \ln \frac{V \lambda_m + Y}{V \lambda_m - Y}, \quad L_m^i = L_m(m \rightarrow m_i),$$

$$Y_m = Y + 2m^2, \quad J_0 = 2(Y_m L_m - 1), \quad \Phi(x) = \int_x^0 1/t \cdot \ln |1 - t| dt.$$

R-вклад. Вклад тормозного излучения лептоном (R-вклад) в сечение ГНР запишем в форме $d\sigma_R(k_1, k_2) = d\tilde{\sigma}_R(k_1, k_2) + d\sigma_R^p(k_1, k_2)$, где усредненная по спинам часть $\tilde{d\sigma}_R$ дается формулами (1), (2) работы [11], а часть, зависящая от ξ и η , имеет вид

$$d\sigma_R^p(k_1, k_2) = N \frac{\alpha}{\pi^2} \int \frac{d^3 k}{k^0} \frac{1}{t^2} \frac{1}{2} M S_{\alpha\beta}(\xi) W_{\alpha\beta}(\eta); \quad (7)$$

$$S_{\alpha\beta}(\xi) = 4m [\chi^2 \varepsilon(\alpha\beta\xi q) + \frac{k_2 \cdot \xi}{z z_1} \varepsilon(\alpha\beta k q) - \frac{k \cdot \xi}{z z_1} \varepsilon(\alpha\beta k_1 q) + \frac{k \cdot \xi}{z_1^2} \varepsilon(\alpha\beta k_2 q)], \quad (8)$$

$$W_{\alpha\beta}(\eta) = M G_1(M_X^2, t) \varepsilon(\alpha\beta q \eta) + \frac{G_2(M_X^2, t)}{M} \varepsilon(\alpha\beta q \rho) [p_1^0 q \cdot \eta + \frac{1}{2} \eta^0 T]. \quad (9)$$

Здесь $t \equiv q^2 = (k_1 - k_2 - k)^2$; $z = -2k_2 \cdot k$; $z_1 = -2k_1 \cdot k = z + t_d$; $T = t + M_X^2 - M^2$; $M_X^2 = -p_2^2$; $\chi^2 = -\frac{m^2}{z^2} - \frac{m^2}{z_1^2} + \frac{Y_m}{z z_1}$; $t_d = t - Y$, а, например, $\varepsilon(\alpha\beta\xi q) = \varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} \xi^\rho q^\sigma$, где $\varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma}$ — тензор Леви-Чивита.

В условиях инклюзивного эксперимента, когда регистрируется только рассеянный лептон, интегрирование в (7) следует проводить по полному фазовому объему ненаблюдаемого тормозного фотона. Свертывая тензоры $S_{\alpha\beta}$ и $W_{\alpha\beta}$ и производя преобразования, имеем

$$d\sigma_R^p(k_1, k_2) = N \frac{\alpha}{\pi^2} \int_{(M+m_\pi)^2}^{W^2} dM_X^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} \int \frac{d^3k}{k^0} \delta[M_X^2 + (p_1 + q)^2] \delta(t - q^2) R^p(M_X^2, t, k), \quad (10)$$

$$R^p(M_X^2, t, k) \equiv \frac{1}{2} M S_{\alpha\beta}(\xi) W_{\alpha\beta}(\eta) = M G_1(M_X^2, t) R_1(M_X^2, t, k) - G_2(M_X^2, t) R_2(M_X^2, t, k)/M. \quad (11)$$

Здесь m_π — масса пиона.

$$t_{\min}^{\max} = [(W^2 - M_X^2)(S_X \pm \sqrt{A_2}) + 2M_X^2 Y]/2W^2, \quad (12)$$

$$S_X = S - X, \quad A_2 = S_X^2 + 4M^2 Y;$$

$$R_1(M_X^2, t, k) = 2mM \left\{ 2\chi^2(q \cdot \xi q \cdot \eta - t \xi \cdot \eta) - \frac{k_2 \cdot \xi}{z z_1} [t_d Q \cdot \eta + (t + Y) k \cdot \eta] + t k \cdot \xi \left[\frac{(k_1 + k_2 + k) \cdot \eta}{z z_1} - \frac{(k_1 + k_2 - k) \cdot \eta}{z_1^2} \right] \right\}, \quad (13)$$

$$R_2(M_X^2, t, k) = 2mMt \left\{ \chi^2(2p_1 \cdot \xi q \cdot \eta + T \xi \cdot \eta) + \frac{k_2 \cdot \xi}{z z_1} (TQ \cdot \eta - S_X q \cdot \eta) + k \cdot \xi \left(\frac{Sq \cdot \eta - T k_1 \cdot \eta}{z z_1} - \frac{Xq \cdot \eta - T k_2 \cdot \eta}{z_1^2} \right) \right\}.$$

Вычисление внутреннего интеграла в (10) проводим методом инвариантного интегрирования тензоров. В результате для R -вклада получаем

$$d\sigma_R(k_1, k_2) = N \frac{\alpha}{\pi} \int_{(M+m_\pi)^2}^{W^2} dM_X^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} R(M_X^2, t), \quad (14)$$

$$R(M_X^2, t) = 2M W_1(M_X^2, t) S_1(M_X^2, t) + \frac{W_2(M_X^2, t)}{2M} S_2(M_X^2, t) + M G_1(M_X^2, t) R_1(M_X^2, t) - \frac{G_2(M_X^2, t)}{M} R_2(M_X^2, t). \quad (15)$$

Основные черты способа интегрирования и выражения для $S_{1,2}(M_X^2, t)$, $R_{1,2}(M_X^2, t)$ приведены в приложении.

Выделение инфракрасной расходимости в (14) (в точке $M_X^2 = W^2$, $t = Y$) проведем, используя приемы работ [9, 10]. С этой целью представим R -вклад в виде $d\sigma_R(k_1, k_2) = d\sigma_R^{IR}(k_1, k_2) + d\sigma_R^F(k_1, k_2)$, где $d\sigma_R^{IR}$ — инфракрасно-расходящаяся, а $d\sigma_R^F$ — конечная части. Для первой имеем [11]:

$$d\sigma_R^{IR}(k_1, k_2) = d\sigma_0(k_1, k_2) \frac{\alpha}{\pi} \delta_R^{IR}, \quad \delta_R^{IR} = \frac{1}{\pi} \int \frac{d^3k}{k^0} \chi^2 = J_0 \ln \frac{V_{\max}}{\lambda \sqrt{W^2}} + \frac{1}{2} (S' L_{S'} + X' L_{X'}) + S_\Phi(Y_m, \lambda_m, S', X' - 2W^2, \lambda_{X'}), \quad (16)$$

где функция S_Φ определяется формулами (57), (58) работы [9], а

$$S' = X + Y, \quad X' = S - Y, \quad V_{\max} = W^2 - (M + m_\pi)^2, \quad \lambda_{S'(X')} = S'^2(X'^2) - 4m^2 W^2, \quad (17)$$

$$L_{S'(X')} = \lambda_{S'(X')}^{-1/2} \ln \frac{S'(X') + \sqrt{\lambda_{S'(X')}}}{S'(X') - \sqrt{\lambda_{S'(X')}}}.$$

Конечная часть R -вклада равна

$$d\sigma_R^F(k_1, k_2) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{(M+m_\pi)^2}^{W^2} dM_X^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \left[\frac{N}{t^2} R(M_X^2, t) - d\sigma_0(k_1, k_2) F^{IR} \right]. \quad (18)$$

Свободная от расходимостей сумма V - и R -вкладов $d\sigma_V + d\sigma_R^{IR} + d\sigma_R^F$ определяет ЭП к сплошному спектру в ГНР поляризованных частиц. Еще один вклад в полную ЭП дает, как известно [8], радиационный хвост от упругого пика ($l + N \rightarrow l + N + \gamma$). Сечение этого процесса $d\sigma_R^N(k_1, k_2)$ получим из (14) путем замен:

$$\begin{aligned} W_{1,2}(M_X^2, t) &\rightarrow 2MW_{1,2}^N(t) \delta(M_X^2 - M^2), \\ G_{1,2}(M_X^2, t) &\rightarrow \frac{G_{1,2}^N(t)}{2M} \delta(M_X^2 - M^2), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} W_1^N(t) &= \tau G_M^2(t), \quad W_2^N(t) = [G_E^2(t) + \tau G_M^2(t)]/(1 + \tau), \\ G_1^N(t) &= 2G_M(t) [G_E(t) + \tau G_M(t)]/(1 + \tau), \\ G_2^N(t) &= -G_M(t) [G_M(t) - G_E(t)]/(1 + \tau), \end{aligned} \quad (20)$$

$\tau = t/4M^2$, а $G_{E,M}(t)$ — электромагнитные формфакторы нуклона. В результате имеем

$$d\sigma_R^N(k_1, k_2) = N \frac{\alpha}{\pi} \int_{t_{\min}^N}^{t_{\max}^N} \frac{dt}{t^2} R(t), \quad (21)$$

где $t_{\min}^N$ и $R(t)$ получаются из приводившихся величин $t_{\min}^{\max}$ и $R(M_X^2, t)$ при условии $M_X^2 = M^2$ (т. е. $T = t$).

Асимметрия. Используем теперь полученное выражение для сечения ГНР с точностью $\sim \alpha^3$:

$$d\sigma(k_1, k_2) = d\sigma_0(k_1, k_2) + d\sigma_V(k_1, k_2) + d\sigma_R^{IR}(k_1, k_2) + d\sigma_R^F(k_1, k_2) + d\sigma_R^N(k_1, k_2) \quad (22)$$

для построения наблюдаемой величины — поляризационной асимметрии (1). Имеем

$$\begin{aligned} A_1(E, x, y) &= \left[d\sigma_0^p(\uparrow\downarrow) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \delta_{V,R} \right) + d\sigma_p^{AMM}(\uparrow\downarrow) + d\sigma_{R,p}^F(\uparrow\downarrow) + \right. \\ &\quad \left. + d\sigma_{R,p}^N(\uparrow\downarrow) \right] / \left[d\tilde{\sigma}_0 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \delta_{V,R} \right) + d\tilde{\sigma}^{AMM} + d\tilde{\sigma}_R^F + d\tilde{\sigma}_R^N \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $\delta_{V,R} = \delta_V + \delta_R^{IR}$; величины с индексом « p » обозначают поляризационные ($W_{1,2} = 0$) части выражений (3), (4), (18), (21) при $\xi^\alpha = \frac{1}{m} (E \vec{k}_1 / |\vec{k}_1|, i|\vec{k}_1|)$, $\eta^\alpha = (-\vec{k}_1 / |\vec{k}_1|, 0)$, а величины с чертой — не зависящие от ξ и η части ($G_{1,2} = 0$) тех же выражений.

Формула (23) значительно упрощается, если пренебречь массой лептона. В этом приближении для величин $R_{1,2}(M_X^2, t)$ следует использовать выражения (П 9), (П 10) с $P_l = 1$; кроме того,

$$d\sigma^{AMM}(k_1, k_2) = 0, \quad N = 2\alpha^2/S,$$

$$\begin{aligned} d\tilde{\sigma}_0 &= \frac{N}{Y^2} [2MYW_1(W^2, Y) + (SX - M^2Y)W_2(W^2, Y)/M], \\ d\sigma_0^p(\uparrow\downarrow) &= \frac{NM}{Y} [(S_p - 2M^2Y/S)G_1(W^2, Y) - 2YG_2(W^2, Y)], \end{aligned} \quad (24)$$

$$\delta \nu_R = (l_m - 1) \ln \frac{V_{\max}^2}{S' X'} - \frac{1}{2} \ln^2 \frac{S'}{X'} + \frac{13}{6} l_m + \frac{2}{3} \ln \frac{Y}{m_l^2} - \frac{48}{9} + \frac{2}{3} (Y + 2 m_\tau^2) L_m + \frac{8 m_\tau^2}{3 Y} (1 - 2 m_\tau^2 L_m) + \Phi \left(\frac{S X - M^2 Y}{S' X'} \right) - \frac{\pi^2}{6},$$

где $l_m = \ln \frac{Y}{m^2}$, $m_l = m_e (m_\mu)$, если $m = m_\mu (m_e)$.

Обсуждение результатов

При анализе ЭП к асимметрии удобно выделить в выражении (23) поправки δ и δ_p так *, что

$$A_1 = \frac{1 + \delta_p}{1 + \delta} A_0, \quad A_0 = d \sigma_0^e (\uparrow \downarrow) / d \tilde{\sigma}_0. \quad (25)$$

Как видно из (25), ЭП не приводят к дополнительному (кроме борновского (A_0)) вкладу в асимметрию лишь в случае $\delta_p = \delta$.

На рис. 2 в зависимости от y представлены численные результаты для δ и δ_p в μp - и $e p$ -ГНР при нескольких значениях E и Q^2 , полученные с использованием подгонок структурных функций из работ [2, 7]. Для формфакторов протона бралась подгонка из работы [16]. Как видно из рис. 2, характер поведения y поправки δ_p такой же, как и у δ . Крутые загибы кривых в области минимальных и максимальных y обусловлены соответственно преобладанием вкладов излучения мягких и жестких фотонов. При данном E величина разности $\Delta_\delta = \delta - \delta_p$ растет с уменьшением Q^2 и увеличением y , т. е. в области, где в ЭП доминирует вклад жестких фотонов. Зависимость от энергии, как у δ и δ_p , так и у Δ_δ довольно слабая. Заметим также, что с возрастанием Q^2 разность Δ_δ становится знакопеременной (в зависимости от y), что приводит, естественно, к знакопеременности ЭП к асимметрии.

Вклад радиационного хвоста от упругого пика в δ_p , как и в δ , быстро растет в области малых Q^2 и $y \rightarrow 1$, достигая здесь более половины всего радиационного эффекта.

Вычислив δ и δ_p с использованием структурных функций из работ [1, 17, 18], мы исследовали чувствительность ЭП к выбору различных вариантов структурных функций. Наш анализ показывает, что δ_p , как и δ , практически во всей кинематической области слабо зависит от выбора конкретного варианта.

На рис. 3 приведены численные результаты для ЭП к асимметрии. В качестве меры ЭП примем величину $\delta_A = (A_1 - A_0) / A_0 \cdot 100\%$. Из рис. 3 видно, что в широком интервале E и Q^2 δ_A изменяется примерно от 0 при малых y до 65% при $y \sim 1$ для $e p$ -ГНР, а для μp -ГНР может достигать 100% (при $y > 0,95$). Для $e p$ -ГНР, при $E = 10$ ГэВ δ_A может превышать 10%, начиная с $y = 0,25$, для μp -ГНР это значение δ_A достигается при $y > 0,9$. Отметим, что большие ЭП к асимметрии в области $y \rightarrow 1$ обусловлены вкладом излучения жестких реальных фотонов.

С целью изучения чувствительности асимметрии к выбору структурных функций мы провели расчеты с двумя подгонками $W_{1,2}$ [1, 2] и тремя вариантами $G_{1,2}$ [7, 17, 18]. Разница асимметрий, вычисленных с различными $W_{1,2}$, оказалась незначительной ($\leq 1\%$). Зависимость же от выбора $G_{1,2}$ оказалась очень сильной. Из рис. 3 видно также, насколько значительны могут быть неопределенности, обусловленные экстраполяцией структурных функций в более широкую область W^2 и Q^2 . Следствием именно такой, по-видимому, незаконной экстраполяции является «пик» (см. рис. 3, б, кривая 3в). Подчеркнем, однако, что отмеченная сильная чувствительность асимметрии к свойствам структурных функций $G_{1,2}$ происходит почти исключительно от борновского вклада A_0 .

Отметим, что на рис. 2, 3 мы не приводим величин δ , δ_p , A_1 в области,

* Поправка δ , представляющая собой ЭП к сечению ГНР неполяризованных частиц, подробно исследована в [8, 10].

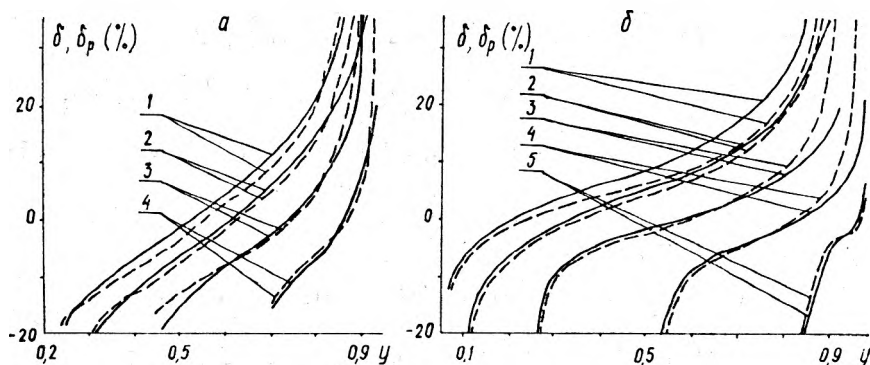


Рис. 2. Электромагнитные поправки δ (сплошные линии) и δ_p (пунктирные линии) в ep -ГНР(а) и μp -ГНР(б); а: 1 — $E=10$ ГэВ, $Q^2=4$ ГэВ²; 2 — $E=16$ ГэВ, $Q^2=8$ ГэВ²; 3 — $E=10$ ГэВ, $Q^2=8$ ГэВ²; 4 — $E=10$ ГэВ, $Q^2=12$ ГэВ²; б: 1 — $E=200$ ГэВ, $Q^2=20$ ГэВ²; 2 — $E=500$ ГэВ, $Q^2=100$ ГэВ²; 3 — $E=200$ ГэВ, $Q^2=100$ ГэВ²; 4 — $E=200$ ГэВ, $Q^2=200$ ГэВ²; 5 — $E=200$ ГэВ, $Q^2=300$ ГэВ²

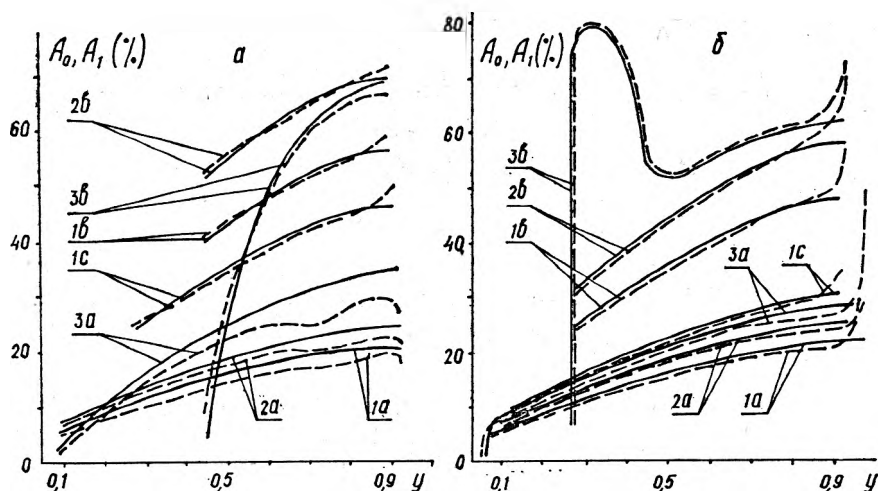


Рис. 3. Борновская асимметрия A_0 (сплошные линии) и асимметрия с поправками A_1 (пунктирные линии) в ep -ГНР(а) и μp -ГНР(б); а: а — $E=10$ ГэВ, $Q^2=1$ ГэВ²; б — $E=10$ ГэВ, $Q^2=8$ ГэВ²; с — $E=16$ ГэВ, $Q^2=8$ ГэВ²; б: а — $E=200$ ГэВ, $Q^2=20$ ГэВ²; б — $E=200$ ГэВ, $Q^2=100$ ГэВ²; с — $E=500$ ГэВ, $Q^2=100$ ГэВ². Цифры 1, 2, 3 у кривых отвечают использованию подгонок [2, 7], [2, 18], [2, 17].

где $|\Delta_0| > 30\%$ и, следовательно, не исключена возможность значительного вклада от неучтенных ЭП более высокого порядка. Как видно из рисунков, это крайне узкая область значений y , близких к 1.

Сравнение наших расчетов по точным формулам с оценками ЭП по формулам эквивалентного радиатора [8], сделанными в эксперименте [7], показало, что оба результата для ЭП согласуются по характеру зависимости от x и y , знаку и масштабу величины поправок. Однако нам трудно судить о точности оценок поправок в [7], поскольку последние сделаны с учетом конкретных условий эксперимента.

Приложение

Выполнение внутреннего интегрирования в (10) сводится к вычислению интегралов

$$I^n(\hat{I}^n)_{\langle 1, \alpha, \beta \rangle} \equiv \frac{1}{\pi} \int \frac{d^2 k}{k^0} \delta[M_X^2 + (p_1 + q)^2] \delta(t - q^2) z^{-n} (z_1^{-n}) \{1, k_\alpha, k_\alpha k_\beta\}. \quad (11)$$

Тензорные и векторные интегралы представим в виде

$$I^n (\hat{I}^n)_{\alpha\beta} = a_0^n (\hat{a}_0^n) \delta_{\alpha\beta} + a_1^n (\hat{a}_1^n) k_1^\alpha k_1^\beta + a_2^n (\hat{a}_2^n) k_2^\alpha k_2^\beta + a_3^n (\hat{a}_3^n) p_1^\alpha p_1^\beta + \\ + a_4^n (\hat{a}_4^n) (k_1^\alpha k_2^\beta + k_1^\beta k_2^\alpha) + a_5^n (\hat{a}_5^n) (k_1^\alpha p_1^\beta + k_1^\beta p_1^\alpha) + a_6^n (\hat{a}_6^n) (k_2^\alpha p_1^\beta + k_2^\beta p_1^\alpha), \quad (\Pi 2)$$

$$I^n (\hat{I}^n)_\alpha = A_1^n (\hat{A}_1^n) k_1^\alpha + A_2^n (\hat{A}_2^n) k_2^\alpha + A_3^n (\hat{A}_3^n) p_1^\alpha. \quad (\Pi 3)$$

Используя приемы инвариантного интегрирования тензоров (см., например, [15]), а также ковариантную технику вычисления скалярных интегралов [9, 10], находим:

$$\begin{aligned} a_1^n &= \frac{1}{\Delta} [c_1 A_1^{n-1} - (u c_2 + t_d \lambda_X) A_1^n - \lambda_X 2 a_0^n], \\ a_2^n &= \frac{1}{\Delta} [\hat{c}_1 A_2^{n-1} + (u \hat{c}_2 + t_d (\lambda_S + \hat{c}_1)) A_2^n - \lambda_S 2 a_0^n], \\ a_4^n &= \frac{1}{\Delta} [\hat{c}_1 A_1^{n-1} + (u \hat{c}_2 + t_d (\lambda_S + \hat{c}_1)) A_1^n + (\lambda_S + \hat{c}_1) 2 a_0^n], \\ a_5^n &= \frac{1}{\Delta} [Y S_p A_1^{n-1} - (u \lambda_m + t_d c_2) A_1^n - c_2 2 a_0^n], \\ a_6^n &= \frac{1}{\Delta} [Y S_p A_2^{n-1} - (u \lambda_m + t_d c_2) A_2^n + \hat{c}_2 2 a_0^n], \\ \hat{a}_i^n &= a_i^n (a_0^n \rightarrow \hat{a}_0^n, A_{1,2}^n \rightarrow \hat{A}_{1,2}^n, A_{1,2}^{n-1} \rightarrow \hat{A}_{1,2}^{n-1} - t_d \hat{A}_{1,2}^n), \\ &\quad i = 1, 2, 4, 5, 6; \end{aligned} \quad (\Pi 4)$$

$$A_{1,2,3}^n = a_{1,4,5}^n (a_0^n \rightarrow 0, A_1^{n,n-1} \rightarrow I_1^{n,n-1}),$$

$$\hat{A}_{1,2,3}^n = \hat{a}_{1,4,5}^n (\hat{a}_0^n \rightarrow 0, \hat{A}_1^{n,n-1} \rightarrow \hat{I}_1^{n,n-1}),$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 [Y (S_X - M^2 Y) - m^2 A_z], \quad u = S_X - T, \quad \lambda_X = X^2 - 4 m^2 M^2, \\ S_p &= S + X, \quad 2 a_0^n = A_1^{n-1} + A_2^{n-1} + t_d A_1^n + u A_3^n, \\ 2 \hat{a}_0^n &= \hat{A}_1^{n-1} + \hat{A}_2^{n-1} - t_d \hat{A}_2^n + u \hat{A}_3^n, \end{aligned} \quad (\Pi 5)$$

$$I_1^0 = \hat{I}_1^0 = 1/\sqrt{A_z}, \quad I_1^1 = C_z^{-1/2}, \quad \hat{I}_1^1 = \hat{C}_z^{-1/2},$$

$$I_1^2 = B_z C_z^{-3/2}, \quad \hat{I}_1^2 = -\hat{B}_z \hat{C}_z^{-3/2},$$

далее:

$$c_1 = X S_X - 2 M^2 Y, \quad c_2 = 2 m^2 S_X - X Y,$$

$$B_z = S Y u + X (S_X t - Y T) - 2 M^2 Y t_d,$$

$$C_z = [X t - Y (S - T)]^2 + 4 m^2 [u (S_X t - Y T) - M^2 t_d^2],$$

а соответствующие величины с «крышками» получаются с помощью замены $S \leftrightarrow -X$. Для величин $R_{1,2}(M_X^2, t)$ в (15) получаем

$$\begin{aligned} R_1(M_X^2, t) &= 2 m M \{ 2 F^{IR} (Q \cdot \xi Q \cdot \eta - t \xi \cdot \eta) - k_2 \cdot \xi Q \cdot \eta t_d I_1^d + k_2 \cdot \xi (k_1 \cdot \\ &\quad \cdot \eta [t_- A_2^d + t_+ a_4^d - Y_d A_2^d + t_m (\hat{a}_4^2 - \hat{A}_2^2) - 2 m^2 (A_1^2 + \hat{A}_1^2 + a_4^2 - \hat{A}_2^2)] + \\ &\quad + k_2 \cdot \eta [t_+ (A_2^d + a_2^d) - Y_d A_2^d + t (\hat{a}_2^2 - \hat{A}_2^2) - 2 m^2 (2 A_2^2 + 2 \hat{A}_2^2 + a_2^2 + \hat{a}_2^2)] + \\ &\quad + p_1 \cdot \xi (k_1 \cdot \eta [t_- A_3^d + t_+ a_5^d + t_m (\hat{a}_5^2 - \hat{A}_3^2) - 2 m^2 (a_5^2 - A_3^2)] + k_2 \cdot \eta [t_+ (A_3^d + \\ &\quad + a_6^d) + t (\hat{a}_6^2 - \hat{A}_3^2) - 2 m^2 (A_3^2 + \hat{A}_3^2 + a_6^2 + \hat{a}_6^2)] + \xi \cdot \eta (t_+ a_0^d + t_m \hat{a}_0^2 - \\ &\quad - 2 m^2 a_0^2) \}, \end{aligned} \quad (\Pi 6)$$

$$\begin{aligned} R_2(M_X^2, t) &= 2 m M t \{ F^{IR} (T \xi \cdot \eta + 2 p_1 \cdot \xi Q \cdot \eta) - u k_2 \cdot \xi Q \cdot \eta I_1^d - (T k_1 \cdot \eta - \\ &\quad - S Q \cdot \eta) (k_2 \cdot \xi A_2^d + p_1 \cdot \xi A_3^d) + (T k_2 \cdot \eta - X Q \cdot \eta) (k_2 \cdot \xi \hat{A}_2^2 + p_1 \cdot \xi \hat{A}_3^2) + \end{aligned}$$

$$+ k_2 \cdot \xi [k_1 \cdot \eta (S_X A_1^d - S a_4^d + X \hat{a}_4^2) + k_2 \cdot \eta (S_X A_2^d - S a_2^d + X \hat{a}_2^2)] + \\ + p_1 \cdot \xi (k_1 \cdot \eta [X \hat{a}_5^2 - S a_5^d - 2 Y_m A_1^d + 2 m^2 (A_1^2 + \hat{A}_1^2)] + k_2 \cdot \eta [X \hat{a}_6^2 - \\ - S a_6^d - 2 Y_m A_2^d + 2 m^2 (A_2^2 + \hat{A}_2^2)]) + \xi \cdot \eta (X \hat{a}_0^2 - S a_0^d), \quad (\text{П } 7)$$

где

$$t_m = t - 2 m^2, \quad Y_d = t_m - Y_m, \quad t_{\pm} = t \pm 2 Y_m, \\ F^{IR} = Y_m I_1^d - m^2 (I_1^2 + \hat{I}_1^2), \quad I_1^d = \frac{1}{t_d} (I_1^1 - \hat{I}_1^1), \\ A_i^d = \frac{1}{t_d} (A_i^1 - \hat{A}_i^1), \quad a_i^d = \frac{1}{t_d} (a_i^1 - \hat{a}_i^1). \quad (\text{П } 8)$$

В случае продольно поляризованного $\left(\xi^z = \frac{P_e}{m} (k_1^0 \vec{k}_1 / |\vec{k}_1|, i |\vec{k}_1|) \right)$ ультрарелятивистского $\left(|\vec{k}_1| \simeq k_1^0, \xi^z = \frac{P_e}{m} k_1^z \right)$ лептона со степенью поляризации P_l выражения (П 6), (П 7) значительно упрощаются и принимают вид:

$$R_1(M_X^2, t) \simeq P_l M (2 F^{IR} (Q \cdot \eta Y_m - 2 t k_1 \cdot \eta) + Y_m Q \cdot \eta t_d I_1^d + k_1 \cdot \eta \{ t_- (2 m^2 A_1^d - \\ - I_1^1) + t_+ (2 m^2 a_1^d - A_1^1) + t_m [\hat{I}_1^1 - \hat{A}_1^1 + 2 m^2 (\hat{a}_1^2 - \hat{A}_1^2)] + Y_m [Y_d A_1^d + \\ + 2 m^2 (A_1^2 + \hat{A}_1^2)] + 2 m^2 [A_1^1 - I_1^1 + t_d A_1^2 - t_d I_1^2 + 2 m^2 (A_1^2 - a_1^2)] \} + \\ + k_2 \cdot \eta \{ t_+ [2 m^2 (A_1^d + a_4^d) - I_1^1 - A_2^1] + t_m (2 m^2 \hat{a}_4^2 - \hat{A}_2^1) - (t + 2 m^2) \times \\ \times (2 m^2 \hat{A}_1^2 - \hat{I}_1^1) + Y_m [Y_d A_2^d + 2 m^2 (A_2^2 + \hat{A}_2^2)] + 2 m^2 [A_2^1 + I_1^1 + t_d A_2^2 + \\ + t_d I_1^2 - 2 m^2 (A_1^2 + a_4^2)] \}), \quad (\text{П } 9)$$

$$R_2(M_X^2, t) \simeq P_l M t ((T k_1 \cdot \eta - S Q \cdot \eta) (2 F^{IR} - 2 m^2 A_1^d + I_1^1) + u Y_m Q \cdot \eta I_1^d + \\ + k_1 \cdot \eta \{ S [A_1^1 - 2 m^2 (A_1^2 + \hat{A}_1^2 + a_1^d)] + X [2 m^2 \hat{a}_1^2 - \hat{A}_1^1] + Y_m S_p A_1^d \} + \\ + k_2 \cdot \eta \{ S [A_2^1 - 2 m^2 (A_2^2 + a_4^d + \hat{A}_2^2)] + X (2 m^2 \hat{a}_4^2 - \hat{A}_2^1) + Y_m S_p A_2^d \} + \\ + (T k_2 \cdot \eta - X Q \cdot \eta) (2 m^2 \hat{A}_1^2 - \hat{I}_1^1)). \quad (\text{П } 10)$$

Наконец, приведем выражения для $S_{1,2}(M_X^2, t)$ (см. [10 — 11]).

$$S_1(M_X^2, t) = \left[t_m Y_m + \frac{1}{2} t_d^2 \right] I_1^d - m^2 t_m (I_1^2 + \hat{I}_1^2) + I_1^0,$$

$$S_2(M_X^2, t) = [t (\lambda_S + X^2 - S_X T) - M^2 (t^2 + Y^2) + 2 m^2 (2 S X + S_X T - \\ - T^2)] I_1^d - X T I_1^1 - S T \hat{I}_1^1 + 2 m^2 [(M^2 t - S (S - T)) I_1^2 + (M^2 t - \\ - X (X + T)) \hat{I}_1^2] - 2 M^2 I_1^0.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Stein S. et al. — Phys. Rev., 1975, v. D12, N 7, p. 1884.
2. Bodek A. et al. — Phys. Rev., 1979, v. D20, N 7, p. 1471.
3. Gordon B. A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 615.
4. Clifft R. et al. — CERN/SPSC/74-78, P18, 1974.
5. Krienen F. et al. — CERN/SPSC/74-79, P19, 1974.
6. Wilson R. R. — Rev. Mod. Phys., 1979, v. 51, N 1, p. 259.
7. Alguard M. J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, N 2, p. 70.
8. Mo L. W., Tsai Y. S. — Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, N 1, p. 205; Tsai Y. S. — SLAC — PUB — 848, 1971.
9. Bardin D. Yu., Shumeiko N. M. — Nucl. Phys., 1977, v. B127, N 2, p. 242.
10. Ахундов А. А., Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М. — ЯФ, 1974, т. 26, вып. 6, с. 1251; ОИЯИ, E2-10147, E2-10205, Дубна, 1976.

11. Шумейко Н. М.— ЯФ, 1979, т. 29, вып. 6, с. 1571.
12. Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М.— ЯФ, 1979, т. 29, вып. 4, с. 969.
13. Бардин Д. Ю., Федоренко О. М., Шумейко Н. М.— ЯФ, 1980, т. 32, вып. 3, с. 782.
14. Ахиезер А. И., Рекало М. П. Электродинамика адронов.— Киев, 1977, с. 251.
15. Байер В. Н., Катков В. Н., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов.— М., 1973, с. 351.
16. Биленькая С. И., Биленький С. М., Казаринов Ю. М., Лашидус Л. И.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, вып. 9, с. 613.
17. Kaur J.— Nucl. Phys., 1977, v. B128, N 2, s. 219.
18. Schwinger J. et al.— Nucl. Phys., 1977, v. B123, N 2, p. 223.

Поступила в редакцию
03.02.81.

Кафедра теоретической физики

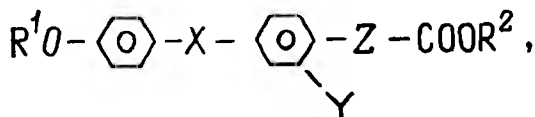
УДК 547.574 : 535.58

А. З. АБДУЛИН, В. С. БЕЗБОРОДОВ, О. Н. БУБЕЛЬ,
А. А. МИНЬКО, В. С. РАЧКЕВИЧ

МЕЗОМОРФНЫЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ПРОИЗВОДНЫХ БЕНЗОЙНОЙ И КОРИЧНОЙ КИСЛОТ

В ряде работ [1—3] исследовались закономерности изменения мезоморфных свойств нематических жидких кристаллов в зависимости от структурных особенностей строения молекул. Систематических исследований подобного рода для смектических жидких кристаллов известно сравнительно немного [4, 5].

С целью изучения закономерностей изменения жидкокристаллических свойств смектогенных соединений в зависимости от мостиковых звеньев и других фрагментов молекул нами были синтезированы мезоморфные эфиры структуры



где $R^1 = \text{CH}_3, \text{C}_2\text{H}_5, \text{C}_5\text{H}_{11}, \text{C}_{10}\text{H}_{21}$; $R^2 = \text{C}_5\text{H}_{11}, 2-\text{CH}_2\text{C}_4\text{H}_9$; $X = \text{CH}=\text{N}, \text{N}=\text{N}, \text{COO}, -, \text{N}-\text{N}$; $Y = \text{H}, \text{Cl}$; $Z = \text{CH}=\text{C}(\text{CH}_3), -, \text{а так-}$

же исследованы важные для практического использования общезначимые и электрооптические свойства.

Производные п-алкоксибензильден-п-аминобензойной кислоты ($X = \text{CH}=\text{N}$) получали взаимодействием соответствующих бензальдигидов с аминами [6], эфиры п-(п'-алкоксифенилазо)бензойных кислот ($X = \text{N}=\text{N}$)—согласно методикам [7]. Производные стильбена ($X = \text{CH}=\text{CH}$) синтезированы по Виттигу [8] взаимодействием бензальдигидов с эфирами ω-трифенилфосфонийбромид-п-толуоловой кислоты, а эфиры п-(п'-алкил, п'-алкоксибензоилокси)бензойных кислот ($X = \text{COO}$) получали взаимодействием хлорангидридов соответствующих кислот с эфирами п-оксибензойной кислоты в присутствии пиридина [9]. Окислением производных азобензола ($X = \text{N}=\text{N}$) синтезированы эфиры п-(п'-алкоксифенилазоокси) бензойных кислот ($X = \text{N}-\text{N}$) [10].

На рис. 1 представлены микрофотографии типичных текстур жидкокристаллических модификаций, которые проявляются у веществ с указанной структурой молекул.

Исследование данных веществ представляет интерес не только потому, что мезоморфные вещества подобных классов до сих пор мало