Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 305—316 (1979)

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИНКЛЮЗИВНОМ ПРОЦЕССЕ $e^+e^- \to VX$ В МОДЕЛИ ПАРТОНОВ

Г. Н. ХАЧАТРЯН, Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

На основе ковариантной партонной модели рассмотрен инклюзивный процесс $e^+e^- \to VX$ в случае, когда суммирование по поляризациям векторного мезона не проводится. В бьеркеновском скейлинговом пределе найдено поведение всех восьми структурных функций, описывающих такой процесс, в предположении, что партоны имеют спин 0 или 1/2. Обсуждены некоторые следствия найденного поведения структурных функций.

1. В работе [1] с учетом поляризационных состояний векторного мезона был проведен феноменологический анализ инклюзивного процесса

$$e^+ + e^- \to V + X, \tag{1}$$

который в общем случае описывается восемью структурными функциями. С целью проверки различных теоретических представлений, в частности, кварк-партонных моделей, в указанной работе [1] обсуждалась возможность экспериментального определения спиновых структурных функций, характеризующих этот процесс.

В настоящей работе мы рассматриваем процесс (1) на основе ковариантной партонной модели [2]. В бьеркеновском скейлинговом пределе будет найдено поведение всех структурных функций в случае скалярных партонов и партонов спина 1/2 и даны предсказания для угловых распределений продуктов распада векторного мезона и поляризационных параметров в конечном состоянии.

2. Дифференциальное сечение процесса (1) имеет вид [1]

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{2\, s^2}\, L_{\mu\nu}\, t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}\, P_{\alpha\beta}\, \frac{d\mathbf{p}}{p_0} \tag{2}$$

(здесь и далее используются обозначения работы [1], если это не оговорено). Лептонная часть хорошо известна, и в дальнейшем мы будем заниматься изучением взаимодействия виртуального γ-кванта с адронным блоком. Это взаимодействие описывается тензором $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$, который схематически можно изобразить диаграммой рис. 1. На ней $\mu(\nu)$ и $\alpha(\beta)$ — соответственно индексы 4-векторов, описывающих γ-квант и векторный мезон, значок (+) относится к физической амплитуде перехода $\gamma^* \to VX$, а значок (—) — к комплексно-сопряженной амплитуде, внутренние линии соответствуют всевозможным наборам реальных частиц, из которых слагается X.

Тензор $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ был построен в работе [1]. Удобно разбить его на симметричную и антисимметричную по индексам μ и ν части:

$$t_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}\left(\bar{\delta}_{\mu\nu} t_1 + \frac{1}{m_V^2} \bar{p}_\mu \bar{p}_\nu t_2\right) + \frac{1}{m_V^2} q_\alpha q_\beta \left(\bar{\delta}_{\mu\nu} t_3 + \frac{1}{m_V^2} \bar{p}_\mu \bar{p}_\nu t_4\right) +$$

$$+ (\bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta} + \bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha}) t_5' + \frac{1}{m_V^2} (\bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha + \bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta) t_6' +$$

$$+ (\bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta} - \bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha}) t_7' + \frac{1}{m_V^2} (\bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha - \bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha - \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta) t_8', \qquad (3)$$

где

$$\bar{\delta}_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}, \quad \bar{p}_\mu = p_\mu - \frac{(qp)}{q^2} q_\mu.$$

Структурные функции $t_5' \div t_8'$ связаны с соответствующими функциями, используемыми в работе [1], соотношениями

$$t_{5,7}' = \frac{1}{2}(t_5 \pm t_6), \quad t_{6,8}' = \frac{1}{2}(t_7 \pm t_8).$$

Входящие в (3) структурные функции зависят от двух независимых инвариантов: $s = -q^2$ и $\nu = -(qp)$, которые в физической области процесса (1) положительно определены в используемой метрике.

Рассмотрим матричный элемент виртуального комптон-эффекта $\gamma_\nu^* V_\beta \to \gamma_\mu^* V_\alpha$ (рис. 2):

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(s_0, t_0, u_0, -q_1^2, -q_2^2) = i \int d^4x e^{-i\frac{1}{2}(q_1+q_2)\cdot x} \langle p_2, \alpha | T(J_\mu(x) J_\nu(0)) | p_1, \beta \rangle, \qquad (4)$$

где T означает хронологическое упорядочение, s_0, t_0, u_0 — обычные мандельстамовские переменные:

$$s_0 = -(p_1 + q_1)^2, \quad t_0 = -(q_1 - q_2)^2, \quad u_0 = -(p_1 - q_2)^2.$$

Аналитические свойства 4-хвосток хорошо изучены, и обычно считается, что при $t_0 \leqslant 0$ комптоновская амплитуда является аналитической функцией своих аргументов с правым и левым разрезами по переменной s_0 и правыми разрезами по переменным $(-q_1^2)$ и $(-q_2^2)$.

В области $q^2 > 0$, которая реализуется в процессах электророждения, комптоновская амплитуда является аналитической при наличии разрезов только по переменной s_0. Поэтому адронный тензор, описывающий процесс глубоконеупругого электророждения, с помощью условия унитарности непосредственно выражается через мнимую часть амплитуды комптоновского рассеяния вперед.

Для времениподобных значений квадрата импульса виртуального фотона мнимая часть комптоновской амплитуды наряду с диаграммой рис. 1 содержит также другие диаграммы [3], существование которых связано с возможностью непосредственного перехода такого фотона в адроны. Для выделения вклада интересующего нас члена, изображаемого диаграммой рис. 1, необходимо в (4) положить $p_1 = p_2 = -p$, $-q_1^2 = s + i\varepsilon'$, $-q_2^2 = s - i\varepsilon'$ и найти скачок [4, 5] по переменной $\nu = \frac{1}{4}(u_0 - s_0)$:

$$2i\pi t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(\nu, s) = K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(\nu + i\varepsilon, s + i\varepsilon', s - i\varepsilon') - K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(\nu - i\varepsilon, s + i\varepsilon', s - i\varepsilon'). \tag{5}$$

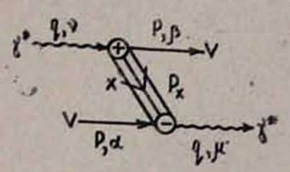

Рис. 1.

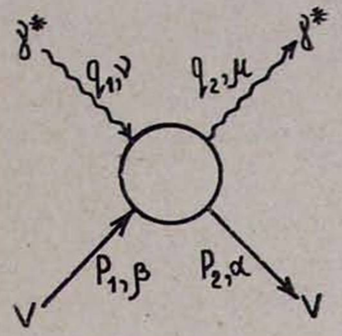

Рис. 2.

Таким образом, задача нахождения поведения структурных функций, описывающих процесс (1), в бьеркеновском скейлинговом пределе (при $\nu \to \infty$ и фиксированном $\omega = 2\nu/s$) сводится к исследованию комптоновской амплитуды $K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$. Наше дальнейшее рассмотрение будет базироваться на партонной модели [2], не связанной с теорией возмущений. В основе модели лежит динамический постулат, согласно которому адронная амплитуда с внешними партонными линиями быстро стремится к нулю, когда квадрат импульса какого-либо партона становится большим. Как было показано в [2], в скейлинговом пределе основной вклад в комптоновскую амплитуду дают диаграммы типа изображенных на рис. 3, на кото-

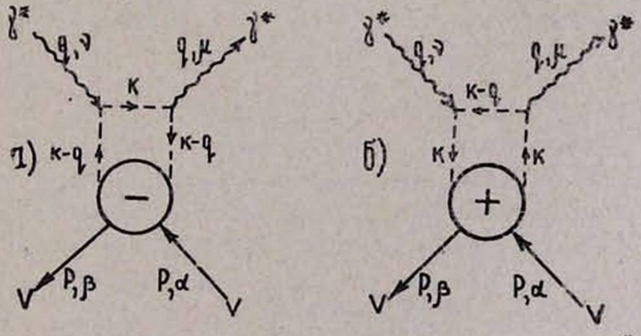

Рис. 3.

рых пунктирные линии относятся к партонам, а стрелки на них указывают направление импульса и положительного заряда. Они не являются фейнмановскими диаграммами, и кружочки на них обозначают полные амплитуды.

Ниже будут рассмотрены случаи скалярных партонов и партонов спина 1/2. Если имеются партоны нескольких типов, то в скейлинговом пределе сечение будет некогерентной суммой вкладов различных типов партонов [2].

3. Для партонов, описываемых заряженным скалярным полем, амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 3, записывается в виде

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}=\frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\,(2k-q)_\mu(2k-q)_\nu\,[R_{\alpha\beta}^{-}\Delta_F'(k^2)+R_{\alpha\beta}^{+}\Delta_F'((k-q)^2)], \tag{6}$$

где $R_{\alpha\beta}^{\mp}$ — партон-вектонные амплитуды, Δ_F' — пропагатор скалярного поля.

Для анализа интеграла в (6) применяется техника Грибова [6], использующая переменные Судакова. Представим 4-импульс k_μ в виде

$$k_\mu=-xp_\mu+yq_\mu+\varkappa_\mu, \tag{7}$$

где $\varkappa_\mu$ удовлетворяет условиям $(\varkappa p)=(\varkappa q)=0$ и в силу этого является пространственноподобным двумерным вектором. Следовательно, величины x, y и $\varkappa$ можно использовать в качестве новых переменных интегрирования, причем

$$d^4k=\nu\sqrt{1-\frac{2m_V^2}{\nu\omega}}\,dx\,dy\,d^2\varkappa. \tag{8}$$

Рассмотрим первый член в (6), соответствующий диаграмме рис. 3*а*. Амплитуда $R_{\alpha\beta}^{-}$ должна быть построена из 4-импульсов, характеризующих партон-вектонную 4-хвостку на этой диаграмме, но не должна содержать p_α и p_β. Она имеет вид

$$R_{\alpha\beta}^{-}=\delta_{\alpha\beta}R_1^{-}+(k-q)_\alpha(k-q)_\beta R_2^{-}. \tag{9}$$

Для указанной 4-хвостки мандельстамовские переменные есть

$$s'=-(p+k-q)^2,\ t'=0,\ u'=-(p-k+q)^2.$$

Они связаны соотношением

$$s'+u'=2m_V^2+2\mu^2,$$

где $\mu^2=-(k-q)^2$ — квадрат импульса партона.

Если в качестве независимых инвариантов взять u' и μ^2, то согласно общим идеям аналитичности инвариантные амплитуды $R_{1,2}^{-}$ могут иметь особенности по μ^2 и разрезы по u'. Выразив с помощью (7) эти инварианты через x, y и $\varkappa$, перейдя к пределу $\nu\to\infty$ и требуя, чтобы μ^2 при этом было конечным, как этого требует динамический постулат, нетрудно видеть, что основной вклад в интеграл по y дает область $y\sim 1$. Произведя замену переменной

$$y=1+\frac{y'}{2\nu},$$

в скейлинговом пределе находим

$$\begin{aligned}u'&=m_V^2(1+x)^2-(1+x)y'-\varkappa^2,\\ \mu^2&=m_V^2x^2-xy'-\varkappa^2,\\ k^2&=2\nu x-s.\end{aligned} \tag{10}$$

Подставим (9) в (6) и исследуем тензорную структуру соответствующей комптоновской амплитуды. Заметим, что произведение нечетного числа векторов $\varkappa_\mu$ не дает вклада в интеграл. В случае четного числа векторов $\varkappa_\mu$ под интегралом можно заменить

$$\varkappa_\mu \varkappa_\nu \to \frac{1}{2}\varkappa^2\left(\bar{\delta}_{\mu\nu} - \frac{s}{\nu\lambda}\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu\right),$$

$$\varkappa_\mu \varkappa_\nu \varkappa_\alpha \varkappa_\beta \to \frac{1}{8}\varkappa^4\Big[\bar{\delta}_{\alpha\beta}\bar{\delta}_{\mu\nu} + \bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta} + \bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha} - \frac{m_V^2}{\nu\lambda}\bar{\delta}_{\mu\nu} q_\alpha q_\beta -$$

$$- \frac{s}{\nu\lambda}\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\alpha\beta} + \frac{1}{\lambda}(\bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha + \bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta) + \tag{11}$$

$$+ \frac{1}{\lambda^2}\left(2 + \frac{m_V^2 s}{\nu^2}\right)\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu q_\alpha q_\beta\Big],$$

$$\lambda = \nu\left(1 - \frac{m_V^2 s}{\nu^2}\right).$$

С учетом сохранения электромагнитного тока партонов $(2(kq)+s=0)$ для вклада диаграммы рис. 3а в комптоновскую амплитуду в скейлинговом пределе получаем

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta(-)} = -\frac{1}{2(2\pi)^4}\int \frac{dx\,dy'\,d^2\varkappa}{2\nu x - s}\Big\{2\varkappa^2\left(R_1^- + \frac{1}{4}\varkappa^2 R_2^-\right)\delta_{\alpha\beta}\bar{\delta}_{\mu\nu} +$$

$$+ 2x^2(2R_1^- + \varkappa^2 R_2^-)\,\delta_{\alpha\beta}\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu + \Big[\frac{\varkappa^2}{2\nu^2}(y'^2 - m_V^2 x^2)\,q_\alpha q_\beta \bar{\delta}_{\mu\nu} +$$

$$+ \frac{1}{\nu^2}(x^2 y'^2 - 2m_V^2 x^2\varkappa^2 - 4xy'\varkappa^2 + \varkappa^4)\,q_\alpha q_\beta \bar{p}_\mu \bar{p}_\nu + \tag{12}$$

$$+ \frac{1}{2}\varkappa^4(\bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta} + \bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha}) + \frac{\varkappa^2}{2\nu}(\varkappa^2 - 2xy')(\bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha +$$

$$+ \bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta)\Big] R_2^-\Big\}.$$

При вычислении скачка полученного выражения по ν необходимо иметь в виду, что величины $R_{1,2}^-$, будучи функциями инвариантов u' и μ^2, не зависят от ν. Поэтому можно воспользоваться формулой

$$\frac{1}{x(\nu+i\varepsilon)^n - \frac{s}{2}(\nu+i\varepsilon)^{n-1}} - \frac{1}{x(\nu-i\varepsilon)^n - \frac{s}{2}(\nu-i\varepsilon)^{n-1}} =$$

$$= -\frac{2i\pi}{\nu^n}\delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right),\ n \geqslant 1. \tag{13}$$

Наличие мнимых добавок к s в (5) приводит к отличному от случая электророждения расположению особенностей инвариантных амплитуд (типа $R_{1,2}^-$) в плоскости y', чем и обусловлена невозможность в общем случае аналитического продолжения структурных функций электророждения в область e^+e^--аннигиляции [2].

Чтобы найти вклад диаграммы рис. 3(*б*) в комптоновскую амплитуду, необходимо в (6) подставить

$$R^+_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} R^+_1 + k_\alpha k_\beta R^+_2. \tag{14}$$

Замечая, что для этой диаграммы в интеграле по y существенной является область $y \sim 0$, полагая $y = -y'/2\nu$ и учитывая, что при вычислении скачка по ν в этом случае возникает $\delta(x+1/\omega)$, мы приходим к выражению для скачка, которое получается из (12), если $R^-_{1,2} \to -R^+_{1,2}$.

Введем амплитуды

$$R_{1,2} = R^-_{1,2} - R^+_{1,2},$$

которые являются функциями инвариантов

$$u' = m_V^2\left(1+\frac{1}{\omega}\right)^2 - \left(1+\frac{1}{\omega}\right)y' - \varkappa^2,$$

$$\mu^2 = \frac{m_V^2}{\omega^2} - \frac{y'}{\omega} - \varkappa^2.$$

Из сравнения (3) и (5) для структурных функций в бьеркеновском скейлинговом пределе получаем

$$\frac{\nu}{m_V^2} t_{1,2} = F_{1,2}(\omega), \quad \frac{\nu^3}{m_V^6} t_{3,4} = F_{3,4}(\omega), \quad \frac{\nu}{m_V^2} t_5' = F_5(\omega),$$
$$\frac{\nu^2}{m_V^4} t_6' = F_6(\omega), \quad t_7' = t_8' = 0, \tag{15}$$

где

$$F_i(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int dy'\, d^2\varkappa\, f_i(\omega, y', \varkappa^2), \tag{16}$$

$$f_1 = \frac{\varkappa^2}{2m_V^2}\left(R_1 + \frac{1}{4}\varkappa^2 R_2\right), \quad f_2 = \frac{1}{\omega^2}\left(R_1 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_2\right),$$

$$f_3 = \frac{\varkappa^2}{8m_V^4}(y'^2 - m_V^2\varkappa^2) R_2, \quad f_4 = \frac{1}{4m_V^2}\left(\frac{y'^2 - 2m_V^2\varkappa^2}{\omega^2} - \frac{4y'\varkappa^5}{\omega} + \varkappa^4\right) R_2,$$

$$f_5 = \frac{\varkappa^4}{8m_V^2} R_2, \quad f_6 = \frac{\varkappa^2}{8m_V^2}\left(\varkappa^2 - \frac{2y'}{\omega}\right) R_2.$$

Нетрудно установить также скейлинговое поведение структурных функций, непосредственно характеризующих зависимость адронного тензора [1]

$$T_{\mu\nu} = \bar{\delta}_{\mu\nu} T_1 + \frac{1}{m_V^2}\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu T_2 + \frac{1}{m_V} a_\rho e_{\mu\nu\gamma\sigma} q_\sigma\left(\delta_{\rho\gamma} T_3 + \frac{1}{m_V^2} q_\rho q_\gamma T_4\right) +$$
$$+ D_{\alpha\beta}\left[\frac{1}{m_V^2} q_\alpha q_\beta\left(\bar{\delta}_{\mu\nu} T_5 + \frac{1}{m_V^2}\bar{p}_\mu \bar{p}_\nu T_6\right) + \bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta} T_7 + \right. \tag{17}$$
$$\left. + \frac{1}{m_V^2} q_\alpha (\bar{p}_\mu \bar{\delta}_{\nu\beta} + \bar{p}_\nu \bar{\delta}_{\mu\beta}) T_8\right]$$

от вектора поляризации вектона и его квадрупольной поляризации. Воспользовавшись приведенными в работе [1] соотношениями, находим

$$
\begin{gathered}
\frac{\nu}{m_V^2} T_1 = F_1 + \frac{1}{3}(F_3 + 2F_5), \\
\frac{\nu}{m_V^2} T_2 = F_2 + \frac{1}{3}(F_4 + 2F_5 - 4F_6), \\
T_3 = T_4 = 0, \quad \frac{\nu^3}{m_V^6} T_{5,6} = -\frac{1}{2} F_{3,4}, \\
\frac{\nu}{m_V^2} T_7 = -\frac{1}{2} F_5, \quad \frac{\nu^2}{m_V^4} T_8 = -\frac{1}{2} F_6.
\end{gathered}
\tag{18}
$$

Посмотрим теперь, к каким наблюдаемым следствиям мы приходим в случае скалярных партонов. Считая скейлинговые структурные функции $F_i(\omega)$ конечными и отличными от нуля, проанализируем общие формулы, полученные в работе [1]. Для структурных функций $\overline{W}_1$ и $\overline{W}_2$, определяющих сечение процесса (1) в случае, когда по поляризациям векторной частицы проводится суммирование, получаем

$$
\begin{gathered}
\frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_1 = 3F_1 + F_3 + 2F_5, \\
\frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_2 = 3F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6,
\end{gathered}
\tag{19}
$$

т. е. они имеют одинаковое скейлинговое поведение. В случае не очень малых углов θ рождения векторного мезона недиагональные элементы матрицы плотности $\rho_{\lambda\lambda'}$ векторного мезона малы по сравнению с диагональными элементами ($\rho_{\lambda\lambda'} \sim (m_V/\sqrt{\nu})^{\Delta\lambda}$, где $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda'| = 1, 2$), и угловое распределение продуктов распада векторного мезона на псевдоскалярные частицы принимает простой вид

$$
W(\theta', \varphi') = \frac{3}{4\pi}\left[\rho_{00} + \frac{1}{2}(1 - 3\rho_{00})\sin^2\theta'\right], \tag{20}
$$

не зависящий от азимутального угла, где

$$
\rho_{00} = \frac{F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6}{3F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6} \tag{21}
$$

при произвольной поляризации аннигилирующей e^+e^--пары и любом угле θ вылета векторного мезона. Для нормированного углового распределения продуктов распада векторного мезона на лептонную пару получаем

$$
W(\theta', \varphi') = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{1 + \frac{2m_l^2}{m_V^2}} \left\{1 - \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_V^2}\right)\left[\rho_{00} + \frac{1}{2}(1 - 3\rho_{00})\sin^2\theta'\right]\right\}, \tag{22}
$$

где m_l — масса лептона (члены, содержащие массу лептона, не отброшены с целью включения в рассмотрение также векторных мезонов, которые могли бы распадаться на пару тяжелых лептонов). Вектор поляризации вектона выражается через структурные функции T_3 и T_4 и тождественно равен нулю.

4. Перейдем к рассмотрению более реалистического случая, когда партоны, с помощью которых осуществляется взаимодействие γ-кванта с адронами, имеют спин 1/2. Комптоновская амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 3, есть

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\, \mathrm{Sp}\,[\gamma_\mu S_F'(k)\gamma_\nu R_{\alpha\beta}^- + \gamma_\nu S_F'(k-q)\gamma_\mu R_{\alpha\beta}^+], \tag{23}$$

где в отличие от (6) партон-вектонные амплитуды $R_{\alpha\beta}^{\mp}$ являются матрицами в спинорном пространстве. Для пропагатора партона используется спектральное представление [2]

$$S_F'(k) = \int_0^\infty dm^2\, \frac{i\hat{k}\rho_2(m^2) - \rho_1(m^2)}{k^2 + m^2} \tag{24}$$

с условием

$$\int_0^\infty dm^2 \rho_2(m^2) = 1,$$

следующим из требования, чтобы $S_F'(k) \to i\hat{k}/k^2$ при больших k^2.

Анализ выражения (23) значительно сложнее, чем выражения (6) в случае скалярных партонов. Разложим амплитуду $R_{\alpha\beta}^-$ по полному набору матриц 4×4:

$$R_{\alpha\beta}^- = IR_{\alpha\beta}^{(1)-} + i\gamma_\lambda R_{\alpha\beta\lambda}^{(2)-} + \frac{1}{2}(\gamma_\lambda\gamma_\tau - \gamma_\tau\gamma_\lambda)R_{\alpha\beta\lambda\tau}^{(3)-} + i\gamma_5\gamma_\lambda R_{\alpha\beta\lambda}^{(4)-}. \tag{25}$$

Здесь не выписан член, содержащий матрицу γ_5, так как он не дает вклада в (23). Соответствующие тензорные структуры в (25) должны быть построены из 4-импульсов p и $k' \equiv k - q$, но по-прежнему не должны содержать p_α и p_β. Из общих требований для указанных тензоров получаем

$$\begin{aligned} R_{\alpha\beta}^- &= \delta_{\alpha\beta} R_1^- + k_\alpha' k_\beta' R_2^-,\\ R_{\alpha\beta\lambda}^{(2)-} &= \delta_{\alpha\beta}(p_\lambda R_3^- + k_\lambda' R_4^-) + k_\alpha' k_\beta'(p_\lambda R_5^- + k_\lambda' R_6^-) + (\delta_{\alpha\lambda} k_\beta' + \delta_{\beta\lambda} k_\alpha') R_7^-,\\ R_{\alpha\beta\lambda\tau}^{(3)-} &= \delta_{\alpha\lambda}\delta_{\beta\tau} R_8^- + (\delta_{\alpha\lambda} k_\beta' - \delta_{\beta\lambda} k_\alpha')(p_\tau R_9^- + k_\tau' R_{10}^-),\\ R_{\alpha\beta\lambda}^{(4)-} &= e_{\rho\gamma\lambda\tau}[\delta_{\alpha\rho}\delta_{\beta\gamma}(p_\tau R_{11}^- + k_\tau' R_{12}^-) + (\delta_{\alpha\gamma} k_\beta' - \delta_{\beta\gamma} k_\alpha') p_\rho k_\tau' R_{13}^-], \end{aligned} \tag{26}$$

где $R_1^- \div R_{13}^-$ — инвариантные амплитуды, для которых остается справедливым все, что говорилось о соответствующих амплитудах в случае скалярных партонов.

Если подставить (24) и (25) в (23), вычислить след и исследовать получающийся при этом тензор, можно видеть, что члены, пропорциональные ρ_i, а именно те члены, которые содержат R_1^-, R_2^-, $R_8^- \div R_{10}^-$, в бьеркеновском скейлинговом пределе в главном порядке не дают вклада в комптоновскую амплитуду. Их вклад не мал лишь в градиентно-неинвариантных структурах, и требование сохранения электромагнитного тока партонов приводит к определенным интегральным соотношениям между указанными инвариантными амплитудами и остальными. Вычислив, наконец, с помощью формулы (13) скачок по ν, найдем вклад диаграммы рис. *3а* в интересующий нас тензор $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$. Вклад диаграммы рис. *3б* можно получить с помощью кроссинга, приводящего в конечном счете к заменам

$$R^-_{3,\,5,\,12} \to R^+_{3,\,5,\,12},\ R^-_{4,\,6,\,7,\,11,\,13} \to -R^+_{4,\,6,\,7,\,11,\,13}. \tag{27}$$

В результате в случае партонов спина 1/2 для структурных функций, определяющих процесс (1), получаем следующее скейлинговое поведение:

$$\begin{gathered}
t_1 = F_1(\omega),\ \frac{\nu}{m_V^2}t_2 = F_2(\omega),\ \frac{\nu^2}{m_V^4}t_3 = F_3(\omega),\ \frac{\nu^3}{m_V^6}t_4 = F_4(\omega),\\
\frac{\nu}{m_V^2}t'_5 = F_5(\omega),\ \frac{\nu^2}{m_V^4}t'_6 = F_6(\omega),\ t'_7 = F_7(\omega),\ \frac{\nu}{m_V^2}t'_8 = F_8(\omega);
\end{gathered} \tag{28}$$

$F_i(\omega)$ имеют интегральное представление (16), а f_i есть

$$\begin{gathered}
f_1 = -\frac{\omega}{2}f_2 = R_3 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_5 - \frac{1}{\omega}\left(R_4 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_6\right),\\
f_3 = \frac{1}{m_V^2}\left[\frac{1}{4}(y'^2 - 2m_V^2\varkappa^2)\left(R_5 - \frac{1}{\omega}R_6\right) - y'R_7\right],\\
f_4 = \frac{1}{m_V^2}\left[\left(-\frac{y'^2}{2\omega} + \left(y' + \frac{m_V^2}{\omega}\right)\varkappa^2\right)R_5 + \left(\frac{y'^2}{2\omega^2} - \left(\frac{m_V^2}{\omega^2} + \frac{2y'}{\omega} - \frac{1}{2}\varkappa^2\right)\varkappa^2\right)R_6\right],\\
f_5 = \frac{\varkappa^2}{4m_V^2}(\varkappa^2 R_6 + 4R_7),\\
f_6 = \frac{1}{4m_V^2}\left[y'\varkappa^2 R_5 - \left(2\frac{y'}{\omega} - \varkappa^2\right)\varkappa^2 R_6 - 2\left(\frac{y'}{\omega} - \varkappa^2\right)R_7\right],\\
f_7 = -f_8 = R_{11} - \frac{1}{\omega}R_{12} + \varkappa^2 R_{13},
\end{gathered} \tag{29}$$

где, согласно (27),

$$\begin{gathered}
R_n = R_n^- + R_n^+,\quad n = 3,\ 5,\ 12,\\
R_n = R_n^- - R_n^+,\quad n = 4,\ 6,\ 7,\ 11,\ 13.
\end{gathered}$$

Нетрудно видеть, что между скейлинговыми структурными функциями имеет место связь

$$F_1 = -\frac{\omega}{2}F_2,\ F_3 = -\frac{\omega}{2}(F_4 + 2F_5 - 4F_6),\ F_7 = -F_8. \tag{30}$$

Найдем скейлинговое поведение структурных функций T_i. В частности, для T_3 и T_4 в главном порядке по ν с учетом (30) имеем

$$T_3 = \frac{\nu}{m_V^2} T_4 = \frac{\omega}{2} (F_7 + F_8) = 0.$$

Поэтому эти функции необходимо найти в следующем порядке по ν. Для них получаем

$$T_3 = \frac{\omega}{2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8'\right) - t_8',$$

$$\frac{\nu}{m_V^2} T_4 = \frac{\omega}{2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8'\right),$$

где с учетом одного из не выписанных здесь соотношений, следующих из условия градиентной инвариантности,

$$\frac{\nu}{m_V^2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8'\right) = \frac{2}{\omega} F(\omega),$$

а $F(\omega)$ имеет интегральное представление (16), в котором

$$f = -\frac{1}{2} \varkappa^2 R_{13}.$$

Окончательно приходим к следующему скейлинговому поведению структурных функций T_i:

$$\begin{gathered} T_1 = F_1 + \frac{1}{3} F_3, \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_2 = F_2 + \frac{1}{3}(F_4 + 2F_5 - 4F_6), \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_3 = F - F_8, \quad \frac{\nu^2}{m_V^4} T_4 = F, \\ \frac{\nu^2}{m_V^4} T_5 = -\frac{1}{2} F_3, \quad \frac{\nu^3}{m_V^6} T_6 = -\frac{1}{2} F_4, \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_7 = -F_5, \quad \frac{\nu^2}{m_V^4} T_8 = -F_6. \end{gathered} \tag{31}$$

Замечая, что $\overline{W}_1 = 3T_1$, $\overline{W}_2 = 3T_2$, и используя связь (30), получаем соотношение типа Каллана—Гросса в электророждении:

$$\frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_2 = -\frac{2}{\omega} \overline{W}_1. \tag{32}$$

Что касается поведения структурных функций T_3 и T_4, определяющих зависимость адронного тензора от вектора поляризации вектона, то необходимо отметить, что аналогичное поведение для соответствующих структурных функций было получено в работе [7] при рассмотрении поляризационных эффектов в глубоконеупругом ep-рассеянии.

В рассматриваемом случае партонов спина 1/2 при всех значениях угла рождения θ недиагональные элементы матрицы плотности векторного мезона малы по сравнению с диагональными элементами, и для распада векторного мезона на псевдоскалярные частицы угловое распределение имеет вид (20), где теперь

$$\rho_{00}=\frac{F_1+F_3}{3F_1+F_3} \tag{33}$$

независимо от поляризации начальных частиц и угла рождения векторного мезона. Прежний вид (22) имеет также угловое распределение продуктов распада $V\to l^+l^-$. Однако разность распределений, соответствующих спиральностям $\xi_1^{\parallel}=\xi_2^{\parallel}=\pm 1$ распавшихся лептонов, в отличие от случая скалярных партонов, не обращается в нуль и дается выражением [1]

$$W^+(\theta',\varphi')-W^-(\theta',\varphi')=(\rho_{11}-\rho_{-1-1})\cos\theta', \tag{34}$$

где

$$\rho_{11}-\rho_{-1-1}=2\frac{F_7}{R}\cos\theta\,(\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel}),$$

$$R=\frac{1}{2}(3F_1+F_3)\left[(1+\cos^2\theta)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel})+\sin^2\theta\cos(\varphi_1+\varphi_2)\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}\right].$$

Из формулы

$$a_l^0=\frac{2}{R}\left[-\frac{\sqrt{s}}{m_V}T_3v_l+\left(\frac{-\nu+m_V\sqrt{s}}{m_V^2}T_3+\frac{sp^2}{m_V^4}T_4\right)\cos\theta\,n_l\right](\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel}) \tag{35}$$

для вектора поляризации вектона в его системе покоя в скейлинговом пределе получаем

$$a_l^0=2\frac{F_8}{R}\cos\theta(\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel})\,n_l, \tag{36}$$

т. е. за исключением области углов $\theta\sim\frac{\pi}{2}$ вектор $\mathbf{a}^0$ ориентирован по импульсу вектона.

Авторы выражают благодарность С. Г. Матиняну за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

Ереванский физический
институт

Поступила 30.V.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Н. Хачатрян, Ю. Г. Шахназарян.* ЯФ, 26, 1258 (1977).
2. *P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne, R. D. Short.* Nucl. Phys., B 28, 225 (1971). *P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne.* Phys. Reports, 5C, 1 (1972).
3. *S. D. Drell, D. J. Levy, T. M. Yan.* Phys. Rev., D 1, 1617 (1970).
4. *A. H. Mueller.* Phys. Rev., D 2, 2963 (1970).
5. *P. M. Fishbane, J. D. Sullivan.* Phys. Rev., D 6, 3568 (1972).
6. *В. Н. Грибов.* ЖЭТФ, 53, 654 (1967).
7. *C. Nash.* Nucl. Phys., B 31, 419 (1971).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ $e^+ e^- \to VX$ ԻՆԿԼՅՈՒԶԻՎ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ ՊԱՐՏՈՆԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Գ. Ն. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Կովարիանտ պարտոնային մոդելի հիման վրա ուսումնասիրված է $e^+ e^- \to VX$ ինկլյուզիվ պրոցեսը այն դեպքում, երբ չի կատարվում գումարում ըստ վեկտորական մեզոնի բևեռացումների։ Բյորկենի սահմանային դեպքում գտնված է այդպիսի պրոցեսը նկարագրող բոլոր ութ կառուցվածքային ֆունկցիաների վարքը սպինի 0 և 1/2 արժեք ունեցող պարտոնների համար։ Քննարկված են կառուցվածքային ֆունկցիաների գտնված վարքի որոշ հետևանքները։

POLARIZATION EFFECTS IN INCLUSIVE PROCESS $e^+e^- \to VX$ IN THE PARTON MODEL

G. N. KHACHATRYAN, Yu. G. SHAKHNAZARYAN

On the basis of covariant parton model, the inclusive process $e^+ e^- \to VX$ is considered in the case, when the summation over the polarizations of vector meson is not performed. The behaviour of all the eight structure functions describing such a process was found in the Bjorken scaling limit under the assumption of spin 0 and spin 1/2 partons. Some consequences of the obtained behaviour of structure functions were discussed.