

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Д. 525

P4-88-708

А.Е.Дорохов, З.Каноков\*, М.М.Мусаханов\*,  
А.М.Рахимов\*

ФОТОРОЖДЕНИЕ ПИОНОВ НА НУКЛОНЕ  
В КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ МЕШКОВ  
С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ДВИЖЕНИЯ  
НУКЛОНА ОТДАЧИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Научно-исследовательский институт прикладной  
физики ТашГУ, Ташкент

1988

## 1. Введение

Явления конфайнмента и спонтанного нарушения киральной симметрии (СНКС) в квантовой хромодинамике (КХД) являются основными для понимания структуры адронов и их взаимодействия. Эти явления, по-видимому, тесно связаны со свойствами вакуума КХД. В частности, в модели инстантонного вакуума КХД удалось понять, как происходит СНКС  $/1/$ , сопровождающееся появлением динамической массы кварка и голдстоуновских пионов.

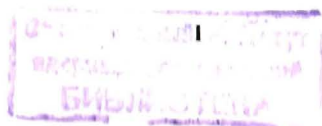
В то же время нет удовлетворительного объяснения конфайнмента, что заставляет обратиться к моделям, где конфайнмент обеспечивается "руками".

Популярной моделью такого сорта являются киральные модели мешков (КММ), где учитывается как конфайнмент, так и СНКС. КММ успешно применялась при нахождении спектра масс легких барионов и их статических характеристик  $/2/$ , а также при исследовании реакций и распадов  $/3/$ . Однако большинство расчетов в рамках КММ проводилось в статическом приближении, которое в ряде случаев может оказаться довольно грубым. Как показывают результаты работ  $/4/$ , учет эффектов, обусловленных движением центра масс, и отдачи в модели мешков дает дополнительные поправки к статическим характеристикам барионов и улучшает согласие теории с экспериментом.

Учет эффектов движения нуклона отдачи, к примеру, в расчетах электромагнитных и аксиальных формфакторов нуклона приводит к необходимости построения ковариантного решения для волновой функции кварков нуклона. В работах  $/4/$  эта проблема изучалась в рамках модели мешков МИТ. В работе  $/5/$  рассматривается спинорное поле  $\Psi(x, t)$ , взаимодействующее со скалярным полем  $\bar{\phi}(x, t)$ , которое обеспечивает задержание кварка. В рамках этой модели с помощью канонического преобразования Н.Н. Боголюбова (метод коллективных координат) в  $/5/$  построено приближенное ковариантное решение. В нашей работе мы используем метод, развитый в этой работе.

Для описания свойств решения относительно преобразований Лоренца вводится произвольно выбранное направление движения и алгебра операторов:

$$H, P = (\vec{P} \vec{e}), \vec{P}_\perp, K, L = (\vec{L} \vec{e}), \quad (1)$$



удовлетворяющих коммутационным соотношениям:

$$\begin{aligned} [H, P] &= 0, [K, L] = 0, [H, K] = i g H, [H, L] = -i g P, \\ [P, K] &= i g P, [P, L] = -i g H, [\vec{P}_\perp, H] = [\vec{P}_\perp, P] = 0, \\ [\vec{P}_\perp, L] &= [\vec{P}_\perp, K] = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы построить ковариантное поле  $\Psi(x, t)$ , необходимо выполнить преобразования Боголюбова, реализующие спинорное представление алгебры (I) /6/. В этом случае преобразование Боголюбова, которое приводит к преобразованию спинорной части оператора Гамильтона:

$$H_\Psi = S^{-1}(\theta) H_\Psi S(\theta), \quad (3)$$

дополняется преобразованием спинорной волновой функции /4/:

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{x}, t) &= S(\theta) \tilde{\Psi}(\hat{\xi}(\vec{x}, t), \hat{\xi}_\perp(\vec{x}), \hat{\tau}(\vec{x}, t)), \\ \tilde{\Psi}(\vec{x}, t) &\equiv \int d f d \vec{f}_\perp d \omega \exp[i(\omega \tau - f \xi - \vec{f}_\perp \vec{z}_\perp)] \tilde{\Psi}(f, \vec{f}_\perp, \omega). \end{aligned} \quad (4)$$

Матрица  $S(\theta)$ , являющаяся неприводимой спинорной составляющей представления группы Пуанкаре, имеет вид

$$S(\theta) = \exp\{i \theta(\vec{P}) \sigma_{0i} e_i\}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{0i} = \frac{1}{2} [\gamma_0, \gamma_i]$ .

Таким образом, построено следующее приближенное ковариантное решение для модели мешков, предложенной в работе /7/:

$$\begin{aligned} \Psi_1(\vec{x}, t) &= \int d f d \omega d \vec{f}_\perp (\exp[\omega \hat{\tau}(\vec{x}, t) - f \hat{\xi}(\vec{x}, t) - \vec{f}_\perp \hat{\xi}_\perp(\vec{x})]) \Phi(\omega, \vec{f}) S(\theta), \\ \Phi(\omega, \vec{f}) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d \beta d \alpha d \vec{a}_\perp e^{-i(\beta \omega - \vec{f} \alpha)} \tilde{\Psi}_1(\alpha, \vec{a}_\perp, \beta), \\ \tilde{\Psi}_1(\xi, \vec{z}_\perp, \tau) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} N_m B_m \begin{pmatrix} J_0(k_m r) \\ i \vec{\sigma} \vec{r} J_1(k_m r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i k_m \tau}, \\ [B_m, B_n^\dagger] &= \delta_{m, n}, B_m |M\rangle = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $J_0(k_m r), J_1(k_m r)$  - сферические функции Бесселя.

КММ допускает формулировку в рамках теории поля, и поэтому здесь также может быть применен вышеизложенный метод. Представим (5) в виде разложения по степеням  $|\vec{P}|/M_N$  и, сохраняя члены до  $|\vec{P}|^2/M_N^2$ , получим

$$S_{\vec{P}} = 1 + \frac{(\gamma_0 \vec{\gamma}) \vec{P}}{2 M_N} + \frac{|\vec{P}|^2}{8 M_N^2} + \left( \frac{|\vec{P}|^3}{M_N^3} \right), \quad (7)$$

где  $M_N$  - масса нуклона,  $\gamma_0, \vec{\gamma}$  - матрица Дирака.

Тогда аналогично (6) волновая функция кварка-мешка, движущегося как целое с импульсом  $\vec{P}$ , определяется формулой

$$q_{\vec{P}}(r) = S_{\vec{P}} q_0(r), \quad (8)$$

где

$$q_0(r) = \begin{pmatrix} u(r) \\ i \vec{\sigma} \vec{r} \ell(r) \end{pmatrix} \chi e^{-i \omega t} \quad (9)$$

сферически-симметричное статическое решение МТИ мешка /13/:

$$u(r) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi}} J_0\left(\frac{\omega_0 r}{R}\right), \quad \ell(r) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi}} J_1\left(\frac{\omega_0 r}{R}\right),$$

$$N_0^2 = \frac{\omega_0}{2(\omega_0 - 1) J_0^2(\omega_0) R^3}.$$

В настоящей работе мы исследуем процесс фоторождения пионов на нуклонах с учетом эффектов движения нуклона отдачи в рамках КММ, где пионы могут проникать внутрь мешка. При этом на классическом уровне есть две эквивалентные формулировки: в первой из них пионы взаимодействуют псевдоскалярным (PS) образом с кварками только на поверхности мешка /2/, во второй - псевдовекторным (PV) образом во всем объеме мешка /8/. В рамках лагранжиана КММ с PS - связью невозможно описать  $S_{8/}$  - волновое  $\pi N$  - рассеяние. Эта проблема исследовалась в работе /8/, где с помощью  $q(r) \rightarrow \tilde{q}(r) = \exp[i \vec{e} \vec{\pi}(r) \gamma_5 / 2 f_\pi] q(r)$  преобразования получен из лагранжиана КММ с PS - связью новый лагранжиан /8/:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(r) &= (i \tilde{q}(r) \vec{\gamma} \partial \tilde{q}(r) - B) \theta_v - \frac{1}{2} \tilde{q}(r) q(r) \Delta_3 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \tilde{\pi}(r))^2 - \\ &- \frac{1}{2} m_\pi^2 \tilde{\pi}(r) + \frac{1}{4 f_\pi} \tilde{q}(r) \gamma^i \gamma^j \tilde{e} q(r) \partial_\mu \tilde{\pi}(r) \theta_v - \frac{1}{4 f_\pi} \tilde{q} \gamma^i \tilde{e} [\vec{\pi} \cdot \vec{\pi}] q \theta_v, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\Delta_S = \delta(r-R)$ ;  $R$  - радиус мешка,

$$\Theta_V = \begin{cases} 1, & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases}$$

$$\pi_j(r) = \int N_k d\vec{k} [a_j(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} + a_j^+(\vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}}], \quad (II)$$

$$N_k = [(2\pi)^3 2\omega_k]^{-1/2}.$$

Из (10) видно, что взаимодействие пионов с кварками является псевдовекторным. Последнее слагаемое в (10) дает результат Томозавы - Вейнберга для  $S$ -волнового  $\pi N$ -рассеяния.

В нашей работе мы с помощью (10) рассмотрим поправки на отдачу в КММ с  $PV$ -связью.

## 2. Гамильтониан и вершины взаимодействия

Из (10) получим следующий гамильтониан  $\pi q q$ -взаимодействия в первом порядке по  $\pi(r)$ :

$$H_{PV} = -\frac{i}{2f_\pi} \int d\vec{r} \bar{q}(r) \gamma^5 \gamma^i (\vec{c} \cdot \partial_r \pi(r)) q(r) \Theta_V. \quad (I2)$$

Интегрируя по частям и учитывая, что

$$\partial_V \Theta_V = -\vec{r} \delta(r-R); \quad -i\vec{r} \cdot \vec{\gamma} q(r) = q(r),$$

из (I2) получим

$$H_{PV} = \frac{i}{2f_\pi} \int q(r) \gamma^5 (\vec{c} \cdot \vec{\pi}(r)) q(r) \delta(r-R) d\vec{r} \equiv H_{PS}, \quad (I3)$$

т.е. гамильтонианы КММ с  $PS$ - и  $PV$ -связями в статическом приближении эквивалентны, следовательно, вершина  $\pi q q$ -взаимодействия также будет одинакова в обоих вариантах КММ [8].

В случае движущегося мешка гамильтониан  $\pi q q$ -взаимодействия имеет вид

$$\tilde{H}_{PV} = -\frac{i}{2f_\pi} \int \bar{q}_{\vec{p}}(r) \gamma^5 \gamma^i (\vec{c} \cdot \partial_r \pi(r)) q_{\vec{p}}(r) \Theta_V d\vec{r}, \quad (I4)$$

как в статическом приближении, но с помощью (7)-(8), и, учитывая, что в этом случае

$$-i\vec{r} \cdot \vec{\gamma} q_{\vec{p}}(r) = q_{\vec{p}}(r) - i\vec{r} \cdot [\vec{\gamma}, S_{\vec{p}}] q_{\vec{p}}(r),$$

из (I4) получим

$$\tilde{H}_{PV} = \tilde{H}_{PS} + \Delta \tilde{H}_{PS}, \quad (I5)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{PS} &= \frac{i}{2f_\pi} \int \bar{q}_{\vec{p}}(r) \gamma^5 (\vec{c} \cdot \vec{\pi}(r)) q_{\vec{p}}(r) \delta(r-R) d\vec{r}, \\ \Delta \tilde{H}_{PS} &= \frac{i}{2f_\pi M_N} \int \bar{q}_{\vec{p}}(r) \gamma^5 \gamma_0 (\vec{c} \cdot \vec{\pi}(r)) (\vec{r} \cdot \vec{p}) q_{\vec{p}}(r) \delta(r-R) d\vec{r}. \end{aligned} \quad (I6)$$

Теперь, используя (7)-(9), (II) и (I4), (I6), вычислим вершины сильного и электромагнитного взаимодействий. Для этого гамильтониан пион-барионного взаимодействия представим в виде [2]

$$H_{\pi N} = \sum_{j=1}^3 \int d^3k \sum_{A_0, B_0} A_0^+ B_0 (U_j^{AB}(\vec{k}) a_j(\vec{k}) + W_j^{AB}(\vec{k}) a_j^+(\vec{k})), \quad (I7)$$

где  $A_0, B_0$  - операторы уничтожения голого барионного мешка,  $U_j^{AB}(\vec{k}) (W_j^{AB}(\vec{k}) \equiv (U_j^{AB}(\vec{k}))^*)$  - вершинная функция поглощения (испускания) пиона с импульсом  $\vec{k}$  и изоспином  $j$ :

$$U_j^{AB}(\vec{k}) = \frac{i}{2f_\pi} \int d\vec{r} e^{i\vec{k}\vec{r}} \langle A_0 | \bar{q}_{\vec{p}}(r) \tau_j \gamma_5 q_{\vec{p}}(r) | B_0 \rangle \delta(r-R), \quad (I8)$$

здесь  $|A_0\rangle, |B_0\rangle$  -  $SU(6)$ -состояния барионов [9]. Подставляя (7)-(9) в (I8), для  $\pi NN$ -вершины получим

$$U_j^{\pi NN}(\vec{k}, \vec{T}, R) = \frac{5i\omega_0 U(\vec{k}, \vec{T}, R)}{18f_\pi(\omega_0 - 1)} \left(1 + \frac{1}{M_N R}\right) \langle N | \tau_j (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) | N \rangle, \quad (I9)$$

где

$$U(\vec{k}, \vec{T}, R) = U^{\text{stat}}(\vec{k}, R) \left[1 + \frac{|\vec{T}|^2}{8M_N^2}\right]; \quad U^{\text{stat}}(\vec{k}, R) = \frac{3J_1(\kappa R)}{\kappa R},$$

$$\kappa = |\vec{k}|,$$

$|N\rangle, \langle N|$  - спин, изоспиновая волновая функция нуклона,  $\vec{T} = \vec{p} + \vec{p}'$ ,  $\vec{k}$  - импульс пиона,  $\vec{p}, \vec{p}'$  - импульсы начального и конечного нуклона. Аналогично из (I6) определим

$$\begin{aligned} \Delta U_j^{\pi NN}(\vec{k}, \vec{T}, R) &= \frac{i\omega_0}{16f_\pi M_N^2 R^2(\omega_0 - 1)} \langle N | [\tau_j (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) U_1(\vec{k}, \vec{T}, R) + \\ &+ \tau_j (\vec{\sigma} \cdot \vec{T}) U_2(\vec{k}, \vec{T}, R)] | N \rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$U_1(\vec{k}, \vec{p}, R) = \frac{1}{5} \{ [2J_3(kR) - 3J_1(kR)](kR) \} - \\ - \frac{|\vec{p}|^2}{|\vec{k}|^2} [(kR) (\vec{p} \cdot \vec{k})^2 J_3(kR) - J_2(kR)];$$

$$\hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}; \quad \hat{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|};$$

$$U_2(\vec{k}, \vec{p}, R) = 2 \frac{(\vec{p} \cdot \vec{k})}{|\vec{k}|^2} J_2(kR),$$

$$J_2(kR) = 3 \frac{J_1(kR)}{kR} - J_0(kR),$$

$$J_3(kR) = 5 \frac{J_2(kR)}{kR} - J_1(kR).$$

При  $\vec{p} = -\vec{k}$  (с.ц.м.)  $\Delta U_j^{NN}(\vec{p}, \vec{k}, R) = 0$ , т.е. учет эффекта отдачи так же, как в статическом случае, не нарушает эквивалентности

PS и PV  $\pi NN$ - вершины в обеих версиях КМ.

Учитывая SU(6) - симметрии, легко получить вершинную функцию  $\pi NN$  - взаимодействия  $U_j^{NA}(k, R)^{1/2}$ :

$$U_j^{NA}(\vec{k}, \vec{p}, R) = \sqrt{\frac{72}{25}} U_j^{NN}(\vec{k}, \vec{p}, R). \quad (21)$$

Рассмотрим электромагнитные вершины. Для этого определим гамильтониан кварк-фотонного взаимодействия в следующем виде:

$$H_{\gamma q q} = e \int \sum_a Q_a \bar{q}_p(r) \gamma_\mu q_p(r) A^\mu(r) dr, \quad (22)$$

где  $A^\mu(r) = \int N_0 d\vec{q} \vec{E}(\vec{q}, r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}$  - волновая функция фотона;  $Q_a$  - заряды кварков ( $Q_u = \frac{2}{3}$ ;  $Q_d = -\frac{1}{3}$ ). Используя (22), (7)-(9), получим для  $\gamma NN$  - вершин следующее выражение:

$$\langle N(\vec{p}') | \int d\vec{r} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} [e \sum_a Q_a \bar{q}_p(r) \vec{\gamma} \vec{E}(\vec{q}, r) q_p(r)] | N(\vec{p}) \rangle = \\ = \langle N | \{ \frac{e}{6} (1 + 5\tau_3) [i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\lambda}_1) (2\beta(\mathcal{P}^2) \frac{J_2(q)}{|\vec{q}|} + \frac{J_2(q)}{2M_N}) + \\ + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}') (\vec{\sigma} \cdot \vec{\lambda}_2) \frac{J_2(q)}{|\vec{q}| M_N} ] + \frac{e}{2} (1 + \tau_3) \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}')}{2M_N} J_2(q) \} | N \rangle, \quad (23)$$

где  $\vec{E}$  - вектор поляризации фотона;  $\vec{q}$  - импульс фотона;  $\vec{\lambda}_1 = [\vec{q} \vec{E}]$ ;  $\vec{\lambda}_2 = [\vec{q} \vec{p}']$ ;  $\beta(\mathcal{P}^2) = 1 + \frac{\mathcal{P}^2}{8M_N^2}$ . Явный вид  $J_i(q)$  и  $G_M^0(k)$  приведен в приложении.

В (14) после замены  $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu$  получим гамильтониан  $\gamma q q \pi$ -взаимодействия:

$$H_{\gamma q q \pi} = -\frac{ie}{2f_\pi} \sum_a Q_a \int d\vec{r} q_p(r) \gamma^\mu \gamma^5 A_\mu(\vec{r}, \vec{\pi}(r)) q_p(r) \Theta_v. \quad (24)$$

Этот гамильтониан описывает взаимодействие четырех частиц в одной точке (контактный член). Вычислим следующий матричный элемент в с.ц.м.:

$$\langle \pi_n(\vec{k}), N(-\vec{k}) | H_{\gamma q q \pi} | \gamma(\vec{q}), N(-\vec{q}) \rangle = \frac{e}{2f_\pi} \sum_a Q_a \epsilon_{an3} \tau_a \times \\ \times \int d\vec{r} e^{i(\vec{q} - \vec{k}) \cdot \vec{r}} \Theta_v q_p^+(r) \sum_\alpha \gamma_\alpha (\vec{\gamma} \vec{E}) \gamma_5 S_{-\vec{q}} q_p(r). \quad (25)$$

Обозначим  $\sum_\alpha (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}) \gamma_\alpha S_{-\vec{q}} = \mathcal{D}(\vec{q}, \vec{k})$  и, учитывая (7), находим

$$\mathcal{D}(\vec{k}, \vec{q}) = \beta(\mathcal{P}^2) (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}) \gamma_5 - \frac{(\vec{E} \cdot \vec{k})}{2M_N} \gamma_5 + i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{\lambda}_1)}{2M_N} \gamma_5 - \\ - \frac{i}{4M_N^2} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\lambda}_2) (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}) \gamma_5, \quad (26)$$

где  $\vec{\alpha} = \gamma_0 \vec{\gamma}$ ,  $\vec{\lambda}_1 = [\vec{k} \vec{q}]$ ,  $\vec{p}' = -(\vec{k} + \vec{q})$ ,  $\vec{\lambda}_2 = [\vec{q} \vec{E}]$ ,  $\vec{\alpha} = \vec{q} - \vec{k}$ .

Формула (25) с учетом (26) приводит к амплитуде соответствующей диаграммы рис. I в (см. приложение).

Везде при определении вершины взаимодействия мы проводили усреднение по спин-изоспиновым операторам кварков, т.е.

$$\langle N | \sum_a \bar{b}_a \tau_a | N \rangle = \frac{5}{3} \langle N | \bar{b}_a \tau_a | N \rangle. \quad (27)$$

Вычислим амплитуды  $\gamma N \rightarrow N \pi$  процесса в борновском приближении, соответствующие диаграммам рис. I (а-г) и рис. II. Для этого определим состояние физического нуклона в виде  $^{1/2}$

$$|N\rangle = \sqrt{2}^{-1} (|N_0\rangle + \Lambda (E_N - H_0)^{-1} H_{\gamma b} |N_0\rangle), \quad (28)$$

где  $\Lambda = 1 - |M_0\rangle \langle M_0|$  - проекционный оператор,  $H_0$  - гамильтониан промежуточного состояния;  $Z$  - константа перенормировки.

Используя (19) - (20), (23) и (33), вычислим следующие матричные элементы в с.ц.м.:

$$R^a(r, q, k) = \frac{\langle N_0(-\vec{k}) | W_j^{NN}(\vec{k}) | N_0(\vec{0}) \rangle \langle N_0(\vec{0}) | \bar{M} | N_0(-\vec{q}) \rangle}{E_N(\vec{k}) + \omega(\vec{k}) - M_N},$$

$$\bar{M} = \int d\vec{r} e^{i\vec{q}\vec{r}} (\vec{J}_a(r) \vec{E}); \quad \vec{J}_a(r) = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} \vec{q}(r) \vec{r} q(r), \quad (29)$$

$$R^b(r, q, k) = \frac{\langle N_0(-\vec{k}) | \bar{M} | N_0(-\vec{q}-\vec{k}) \rangle \langle N_0(-\vec{q}-\vec{k}) | W_j^{NN}(\vec{k}) | N_0(-\vec{q}) \rangle}{E_N(\vec{k}) - E_N(-\vec{k}-\vec{q}) - i\eta}, \quad (30)$$

$$R^d(r, q, k) = 2ie(2\pi)^3 N_a^2 \epsilon_{i n 3}(\vec{E}\vec{k}) \left[ \frac{\langle N_0(-\vec{k}) | W_j^{NN}(\vec{q}) | N_0(-\vec{q}) \rangle}{\omega(\vec{k}) - \omega(\vec{q}) - i\eta} + \right. \\ \left. + 2 \frac{\langle N_0(-\vec{k}) | U_j^{NN}(\vec{q}) | N_0(-\vec{q}) \rangle}{i\eta - \omega(\vec{k}) - \omega(\vec{q})} \right], \quad (31)$$

получим амплитуды, соответствующие рис. 1(a, б, г). Явный вид амплитуды рис. 1д приведен в приложении.

### 3. Результаты и обсуждение

Целью настоящей работы является оценка вклада эффектов отдачи в процессе фоторождения пионов на нуклонах в рамках КММ. В отличие от борновского приближения для процесса  $\gamma + N \rightarrow \pi^{\pm} + N$  с псевдоскалярным вариантом  $\pi N$ -взаимодействия, которому соответствуют только полюсные диаграммы, борновское приближение для процесса  $\gamma + N \rightarrow \pi^{\pm} + N$  с псевдовекторным вариантом взаимодействия описывается четырьмя диаграммами. Катастрофическая диаграмма вносит вклад только в матричный элемент фоторождения заряженных пионов и не вносит вклада в матричный элемент процесса фоторождения нейтрального пиона. Вклад этой диаграммы в  $PV$ -теории эквивалентен вкладу  $Z$  графов в  $PS$ -теории.

С помощью результатов предыдущих разделов мы вычислили мультиполя ( $\ell = 0; 1$ ), угловое и энергетическое распределение  $\pi^{\pm}$ -мезонов и поляризацию нуклона отдачи.

Реальные части электрического  $E1$ ,  $F0$  и магнитного  $M1$  мультиполей приведены на рис. 2а, б. Для сравнения на рис. 2а и 2б приведены результаты, полученные на нуклонном уровне в работе [11].

На рис. 3 и 4 представлено, соответственно, угловое распределение при  $E_{\gamma} = 260$  МэВ и энергетическое распределение при  $\theta = 90^{\circ}$  для фоторождения  $\pi^{\pm}$ -мезонов.

На рис. 5 и рис. 6 приведено отношение угловых и энергетических распределений  $\pi^{\pm}$ -мезонов на  $\pi^{\pm}$ -мезонах.

На рис. 7 и рис. 8 дана поляризация нуклона отдачи соответственно для  $E_{\gamma} = 300$  МэВ и  $E_{\gamma} = 380$  МэВ.

Как видно из этих результатов, учет эффектов движения нуклона отдачи приводит к повышению параметров на 10-15% относительно статического приближения. Все эти результаты получены при  $R = 1$  ферми. Экспериментальные данные взяты из работы [12].

Отметим, что КММ с псевдовекторным  $\pi N$ -взаимодействием более удобно применять в расчетах процесса фоторождения пионов.

Авторы благодарны П.Н. Боголюбову, С.Б. Герасимову за полезные обсуждения.

### Приложение

Общая формула для амплитуды фоторождения имеет вид [11]

$$F = i(\vec{\sigma}\vec{E})F_1 + (\vec{\sigma}[\vec{q}\vec{E}])F_2 + (\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{E}\vec{k})F_3 + (\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{E}\vec{k})F_4,$$

где

$$F_i = F_i^+ \delta_{n3} + F_i^- \frac{[\tau_n, \tau_3]}{2} + F_i^0 \tau_n.$$

Явный вид амплитуды, соответствующей рис. 1в:

$$F_i^{+,0} = 0, \quad i = 1 \div 4,$$

$$F_1^- = -\frac{g_{\pi N}}{2M_N B_0} \left\{ \beta(\vec{q}+\vec{k}) I_2(Q) + \frac{\vec{Q}^2 G_n^0(Q)}{4M_N^2} + \frac{3(\vec{q}\vec{k}) G_e^0(Q)}{20M_N^2} \right\},$$

$$F_2^- = -\frac{3g_{\pi N}}{2M_N B_0} \frac{|\vec{q}||\vec{k}|}{20M_N^2} G_e^0(Q),$$

$$F_3^- = -\frac{g_{\pi N}}{2M_N B_0} \left\{ \frac{G_n^0(Q)}{4M_N^2} - \frac{3G_e^0(Q) - 5J_2(Q)}{20M_N^2} \right. \\ \left. + \frac{2}{|\vec{Q}|^2} J_3(Q) \left( \beta(\vec{q}+\vec{k}) - \frac{q\vec{Q}}{4M_N^2} \right) \right\},$$

$$F_4^- = \frac{g_{\pi N}}{2M_N B_0} \left\{ 2 \frac{J_3(Q)}{|\vec{Q}|^2} \left( \beta(\vec{q}+\vec{k}) - \frac{q\vec{Q}}{4M_N^2} \right) + \frac{G_n^0(Q)}{4M_N^2} \right\},$$

$$\beta(\vec{q}+\vec{k}) = 1 + \frac{(\vec{q}+\vec{k})^2}{8M_N^2}, \quad B_0 = \frac{\omega_0}{3(\omega_0-1)},$$

$$\frac{g_{\pi N}}{2M_N} = \frac{540}{18f_{\pi}(\omega_0-1)}, \quad f_{\pi} = 93 \text{ МэВ}, \quad \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}.$$

Амплитуды, соответствующие рис. 1д:

$$F_i^0 = 0, \quad i = 1 \div 4; \quad F_2^- = C_D \times, \quad F_2^- = \frac{2}{3} C_D, \quad F_3^- = -C_D,$$

$$F_i^+ = -2F_i^-, \quad i = 1 \div 3,$$

$$C_D = -e \frac{M_D g_0 (M_D + M_W) g_3 G_M^0(q) (\vec{q} \cdot \vec{k}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}}{3 M_W (S - M_D^2 + i M_D \Gamma) m_\pi^2 G_M^0(0)},$$

$$g_0 = 0.40, \quad g_3 = 2.18, \quad \Gamma = 80 \text{ МэВ}, \quad M_D = 1225 \text{ МэВ},$$

$$G_M^0(q) = J_5(q);$$

$$J_1(A) = 4\pi \int_0^R [(u^2(r) + e^2(r)) J_0(Ar) - 4e^2(r) J_2(Ar)] r^2 dr,$$

$$J_2(A) = 4\pi \int_0^R [(u^2(r) - e^2(r)) J_0(Ar) + 2e^2(r) J_2(Ar)] r^2 dr,$$

$$J_3(A) = 4\pi \int_0^R J_2(Ar) e^2(r) r^2 dr,$$

$$J_4(A) = 4\pi \int_0^R e(r) u(r) J_2(Ar) r^2 dr,$$

$$J_5(A) = 4\pi \int_0^R [u^2(r) + e^2(r)] J_0(Ar) r^2 dr,$$

$$J_6(A) = \frac{1}{2} (J_5(A) - J_2(A)),$$

$$A \equiv |q|; \quad |\vec{k}|; \quad |\vec{Q}|,$$

$$E_N(\vec{k}) = \sqrt{k^2 + M_N^2}, \quad E_N(-\vec{k} - \vec{q}) = \sqrt{(\vec{k} + \vec{q})^2 + M_N^2},$$

$$\omega(\vec{k}) = \sqrt{k^2 + m_\pi^2}, \quad \omega(\vec{Q}) = \sqrt{(\vec{q} - \vec{k})^2 + m_\pi^2},$$

$$m_\pi = 140 \text{ МэВ}, \quad M_W = 938 \text{ МэВ}, \quad \chi = \cos \theta.$$

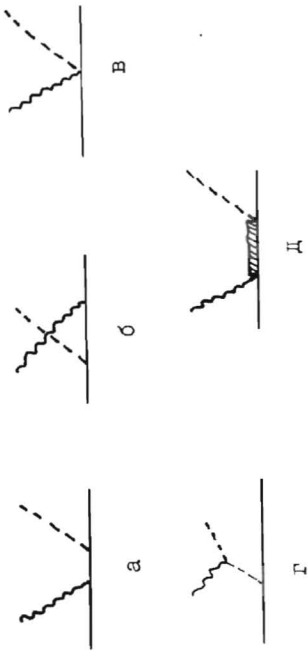


Рис. 1

Основные диаграммы  $\gamma N \rightarrow \pi \pi$  процесса в борновском приближении.

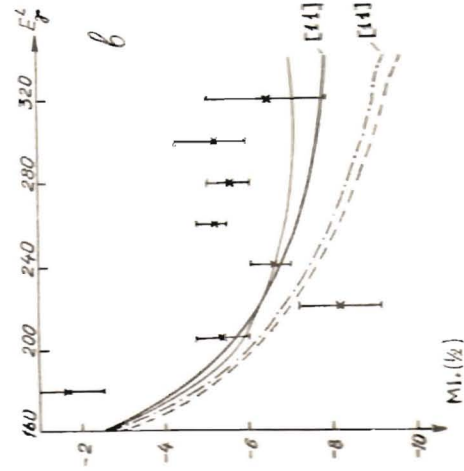
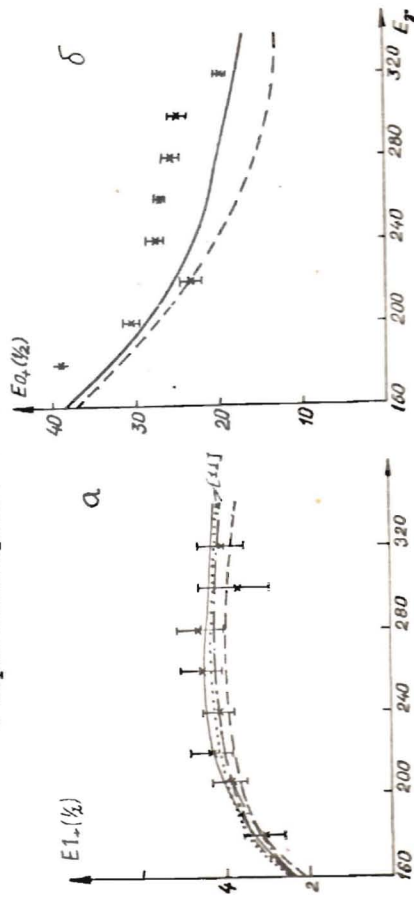


Рис. 2(а)  
 — КММ с учетом отдачи,  
 - - - КММ без учета отдачи,  
 ..... PV из работы [II],  
 - - - P $\beta$  из работы [II].

Рис. 2(б)  
 — КММ с учетом отдачи,  
 - - - КММ без учета отдачи.

Рис. 2(в)  
 — КММ с учетом отдачи,  
 - - - КММ без учета отдачи,  
 - - - P $\beta$  из работы [II],  
 - - - PV из работы [II].

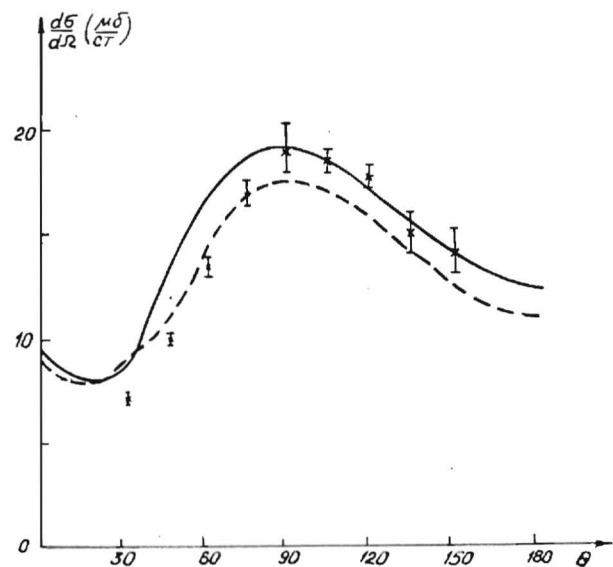


Рис. 3.

— — — — — КММ с учетом отдачи,  
 - - - - - КММ без учета отдачи.

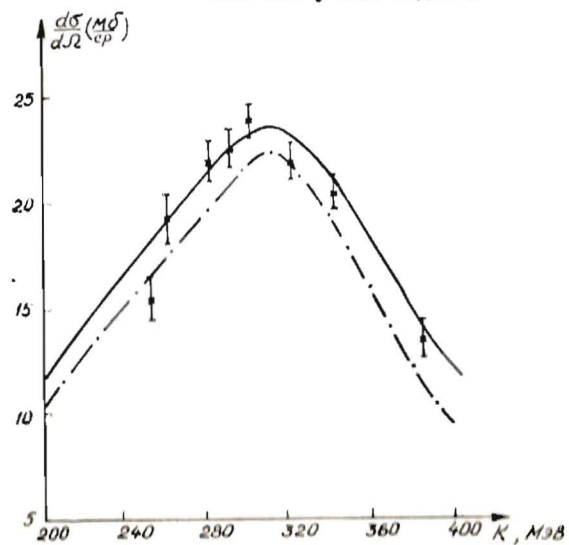


Рис. 4

— — — — — КММ с учетом отдачи,  
 - - - - - КММ без учета отдачи.

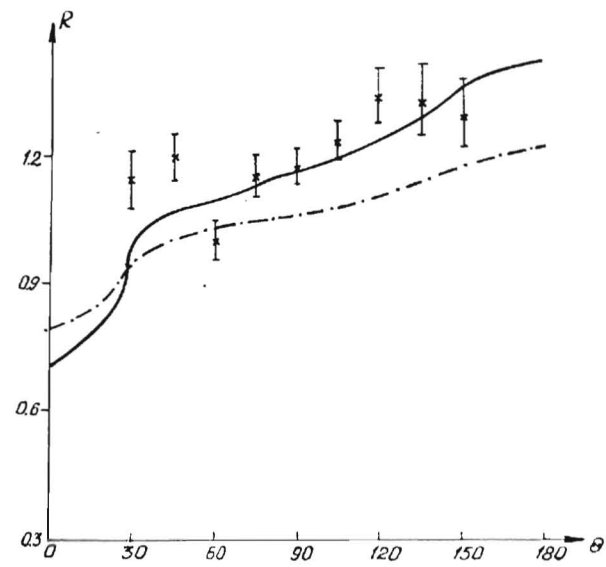


Рис. 5

— — — — — КММ с учетом отдачи,  
 - - - - - КММ без учета отдачи.

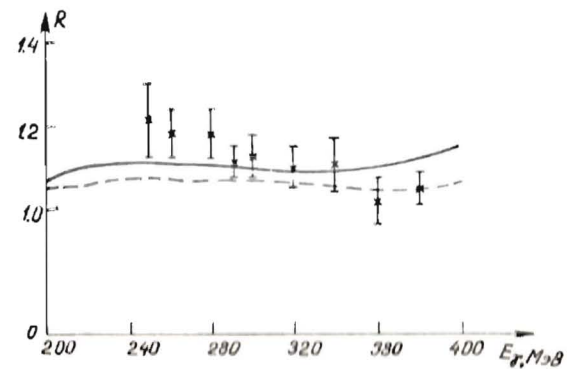


Рис. 6

— — — — — КММ с учетом отдачи,  
 - - - - - КММ без учета отдачи.



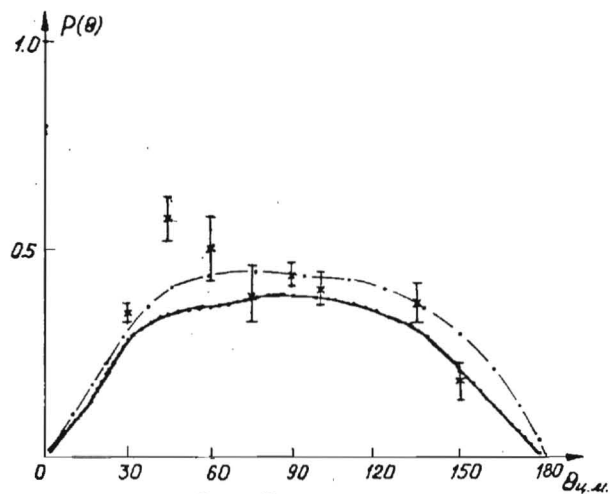


Рис. 7

— КММ с учетом отдачи,  
 - - - КММ без учета отдачи.

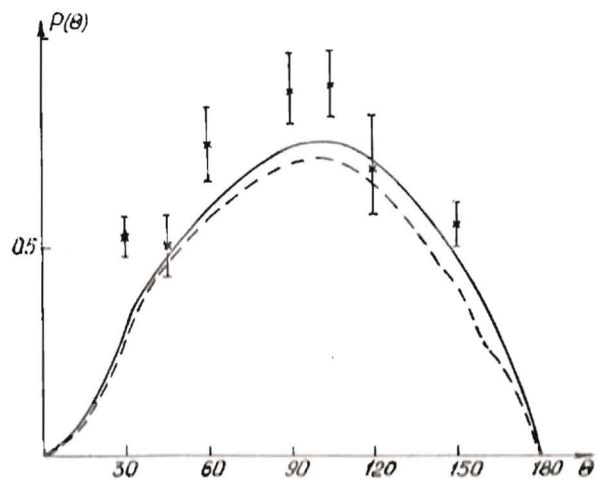


Рис. 8

— КММ с учетом отдачи,  
 - - - КММ без учета отдачи.

## Литература

1. Shuryak E.V. Nucl. Phys., 1982, B203, 93.  
 Dyakonov D.I., Petrov V.Yu. Nucl. Phys., 1984, E245, 259.
2. Мусаханов М.М. ЯФ, 1981, 33, 810; 33, 1621, 34, 1121.  
 Thomas A.W., Theberge S. and Miller G.A. Phys. Rev., 1981, D24, 216.  
 Theberge S., Thomas A.W. Nucl. Phys., 1983, A393, 252.
3. Kohyama Y. et al. Prog. Theor. Phys., 1985, 73, 1278.  
 Araki M. Z. Phys., 1986, C31, 121-128.  
 Dodd L.R. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1985, 11, 45-57.  
 Kälberman G., Eisenberg J.M. Phys. Rev., 1983, D28, 66, D28, 71.  
 Araki M., Kamal A.N. Phys. Rev., 1984, D29, 1340.
4. Tadic D., Tadic G. Phys. Rev., 1984, D29, 981.  
 Picek J., Tadic D. Phys. Rev., 1983, D27, N 3.  
 Hwang W.-Y.P. Z. Phys., 1983, C16, 327-330.  
 Hwang W.-Y.P., Ernest D.J. Phys. Rev., 1985, D31, 2874, D31, 2884.
5. Дорохов А.Е. ТМФ, 1984, 61, № 1, 64-83.
6. Солодовникова Е.П., Тавхелидзе А.Н., Хрусталев О.А. ТМФ, 1972, II, 317-330.
7. Fridberg R., Lee T.D. Phys. Rev., 1977, D15, 1694-1708, D16, 1096-1116.
8. Morgan M.A., Miller G.A., Thomas A.W. Phys. Rev., 1986, D33, No 3, 817.  
 Thomas A.W. J. Phys., 1981, G7, L283-L286.  
 Weit E.A. et al. Phys. Rev., 1986, D33, No 7, 1959.
9. Kokedee J. The Quark Model. Benjamin, New York, 1969.
10. Jennings B.K. and Maxwell O.V. Nucl. Phys., 1984, A22, 589-604.
11. Blomqvist J., Laget J.M. Nucl. Phys., 1977, A280, 405-428.
12. Fujii T. et al. Nucl. Phys., 1977, B120, 35.
13. Chodos A. Et al. Phys. Rev., 1975, D9, 3471-3495.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 27 сентября 1988 года.