

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА И ГИПОТЕЗА ФЛУКТОНОВ В ЯДРАХ

В. К. Лукьянов, А. И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Рассмотрены ядерные реакции с единым признаком — большой передачей импульса. Показано, что они находят качественное понимание и количественную интерпретацию на основе гипотезы о существовании флуктуаций ядерной плотности и кварк-партоном механизме взаимодействия. Раскрыта физическая природа флуктонов как многокварковых конфигураций в ядрах. Даны оценки вероятности их существования в модели кваркового мешка.

Nuclear reactions are treated to the only feature, the large momentum transfer. It is shown that they can be interpreted both qualitatively and quantitatively on the basis of the hypothesis about the existence of the nuclear density fluctuations and the quark-parton mechanism of interactions. Physically fluctuations are shown to be the multi-quark configurations in nuclei. The probability of their existence is estimated within the quark-bag model.

Интерес к ядерным реакциям с большой передачей импульса связан с проблемами релятивистской ядерной физики [1], которая возникла на стыке физики ядра и элементарных частиц. Исследование этих реакций заставило вводить новые для обычной ядерной физики кварк-партоновые представления не только о структуре нуклонов, но и о структуре самого ядра. В данной работе будем развивать этот тезис и акцент делать на идее о возможном существовании «флуктонов» [2] — многобарионных конфигураций — в атомных ядрах.

1. ОСНОВНЫЕ РЕАКЦИИ

К настоящему времени известно несколько классов ядерных реакций с большой ($q > 1 \text{ Гэв}/c$) передачей импульса (табл. 1). Чтобы передать ядру такой импульс, необходим объект, который мог бы его воспринять. Из соотношения неопределенности следует, что его характерные размеры имеют порядок размеров кора ядерных сил:

$$r \gtrsim q_m^{-1} \approx 0,1 \div 0,5 \text{ ферми.} \quad (1)$$

Таблица 1

Тип	Процесс	$q_{\text{макс}}$		Литература
		Гэв/с	ферми ⁻¹	
1	eA -рассеяние	1	5	[3]
2	ed -рассеяние	2,5	12	[4]
3	$(p, 2p)$ - и др. квазиупругие	1,5	7	[5]
4	$pA \rightarrow \pi + \dots$ $pA \rightarrow p + \dots$ кумулятивного типа	2	40	[1, 6]

Тогда естественен вопрос: причем здесь ядро? Ведь на этих расстояниях в реакции в лучшем случае может участвовать только нуклон. Ответ дают реакции кумулятивного типа.

2. КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Главный результат изучения большого класса ядерных реакций с вылетом вторичных частиц назад (тип 4 в табл. 1) следующий:

1. Такие частицы не могут рождаться в элементарном акте — на одиночных нуклонах. Так, для соответствующего процесса $pp \rightarrow p + \dots$ кинематика вообще запрещает вылет протонов назад. Для другой реакции $pp \rightarrow \pi (180^\circ) + \dots$ кинематика дает, например $T_\pi^0 = 0,26$ Гэв для энергии падающих протонов $E_p = 8,4$ Гэв, в то время как на ядерной мишени наблюдаются пионы с энергией $T_\pi \gtrsim 1$ Гэв. Превышение составляет ≈ 4 . Получить нужную энергию можно, если увеличить «массу мишени» $M_k = kt$ (t — масса нуклона). В данном случае $k \approx 4$.

Другими важными признаками таких реакций являются:

2. Экспоненциальный спад инвариантных сечений как функции кинетической энергии T вторичных частиц

$$E \frac{d\sigma}{dp} \equiv \sigma_{inv} \approx C \exp(-T/T_0). \quad (2)$$

«Температура» T_0 и «мощность» C почти не зависят от энергии и вида падающих частиц.

3. Зависимость от атомного номера A ядра мишени проявляется в (2) только как

$$C \sim A^n, \quad (3)$$

причем параметр n близок к 1 для указанных реакций (π , p , углы назад) и может немного (\sim на $20 \div 30\%$) возрасти при измерении вторичных частиц под углами $\theta \neq 180^\circ$.

Вывод. В реакции участвует сразу k нуклонов ядра. Отсюда и название — кумулятивные [1]. Теперь ясно, что роль ядра — поставлять нуклоны. Однако неясно, как могут эти k нуклонов проявлять себя одновременно, когерентно в объеме порядка объема одного нуклона.

3. ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ

Может показаться, что реакции (типа 4 в табл. 1) удастся объяснить и без введения новых идей, — только на основе обычных методов ядерной физики. Рассмотрим наиболее типичные из таких попыток.

Учет ферми-движения нуклонов ядра. Нуклон находится в среднем ядерном поле, создаваемом остальными $A - 1$ нуклона-

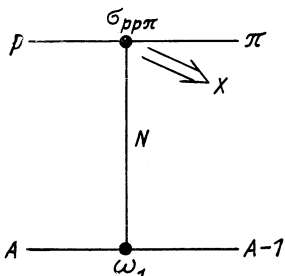
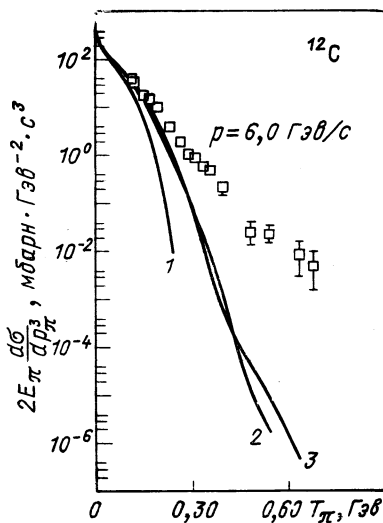


Рис. 1. Диаграмма импульсного приближения реакции пинообразования на ядерном нуклоне

Рис. 2. Расчет сечения \rightarrow пинообразования в реакции $p^{12}\text{C} \rightarrow \pi + \dots$ [1]:

1 — образование на неподвижных нуклонах; 2 — с учетом ферми-движения; 3 — с учетом релятивистских эффектов



ми, его потенциал $V \approx -45$ Мэв. Это поле сообщает нуклону средний импульс $p_F = \sqrt{2m(E^* - V)}$. Пренебрегая энергией связи $E^* \approx 7$ Мэв, находим $p_F \approx 0,3$ Гэв/с. Ясно, что это мало по сравнению с тем, что наблюдается. Тем не менее сделаем расчет реакции в импульсном приближении согласно диаграмме рис. 1. В верхней вершине — экспериментальное сечение пиноорождения на нуклоне. Распределение по импульсам последнего задается в соответствии с его волновой функцией в потенциале

среднего поля ядра. Тогда [7]

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{dp_{\pi}} (pA \rightarrow \pi + \dots) = \int \Re E_{\pi} \frac{d\sigma}{dp_{\pi}} (pp_F \rightarrow \pi + \dots) \omega_1(\mathbf{p}_F) \frac{d\mathbf{p}_F}{(2\pi)^3}. \quad (4)$$

$$\omega_1(\mathbf{p}_F) = \sum_n \left| \int \psi_n(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{p}_F \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2. \quad (5)$$

Фактор \Re учитывает немассовые эффекты и переопределение потока частиц [8]. Результат расчета показан на рис. 2 (кривая 2). Из рисунка видно, что расхождение с экспериментом весьма значительное.

Релятивизация ядерной функции. При больших $p_F \approx 0,3 \text{ Гэв}/c$ скорость внутриядерного нуклона велика и для отыскания его волновой функции нельзя пользоваться нерелятивистским уравнением и потенциалом. Однако для выявления этого эффекта, можно воспользоваться так называемой *процедурой релятивизации обычной функции* ψ . Для этого согласно работе [9], сделаем переход от обычного импульсного представления, которое осуществляется преобразованием Фурье — Бесселя, к релятивистскому конфигурационному пространству. Тогда вместо плоской волны в (5) будем использовать функции из [10] (в обозначениях работы [9]):

$$\exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) \rightarrow \xi(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \left(\frac{\sqrt{p^2 + m^2} - \mathbf{p}\mathbf{n}}{m} \right)^{-1 - i\mathbf{r}\mathbf{m}}; \quad \mathbf{r} = r\mathbf{n}; \quad n^2 = 1. \quad (6)$$

Для s -волны имеем соответственно

$$\omega_1 = \left| 4\pi \int \frac{\sin(\chi r m)}{pr} \psi_s(r) r^2 dr \right|^2, \quad (7)$$

где $\text{sh } \chi = p/m$.

Из рис. 2 видно (кривая 3), что эффект релятивизации в данном случае мал [7].

Многократное рассеяние. Рассмотрим наиболее благоприятный случай: падающий протон n раз рассеивается на ядерных нуклонах и в результате улетает назад под углом θ . Максимальный импульс p_n и энергия E_n после n -кратного рассеяния получаются, если в каждом перерассеянии углы $\theta_n = \theta/n$. Можно показать, что

$$p_n = \frac{2m\xi_0 z_n^n}{1 - \xi_0^2 z_n^{2n}} = \frac{p_0 z_n^n}{(1 - (1 - z_n^{2n}) \xi_0 (p_0/2m))}; \quad (8)$$

$$E_n = \frac{E_0 - (1 - z_n^{2n}) \xi_0 (p_0/2m)}{1 - (1 - z_n^{2n}) \xi_0 (p_0/2m)}, \quad (9)$$

где

$$\xi_0 = p_0/(E_0 + m_0); \quad z_n = \cos(\theta/n); \quad (10)$$

p_0, E_0, m — импульс, энергия, масса нуклона в л. с. Как и должно быть, при $n \rightarrow \infty$ имеем $z_n \rightarrow 1, p_n \rightarrow p_0, E_n \rightarrow E_0$. Максимальное число соударения в ядре зависит от его размеров. Вводя

эффективный радиус нуклона в ядре $r_0 \approx 1,2$ ферми, оценим $n_{\text{макс}}$ из рис. 3.

$$R = a + r_0 = \frac{r_0}{\sin(\theta/2n)} + r_0 \approx r_0 A^{1/3}; \quad (11)$$

$$n_{\text{макс}} = \theta/[2 \arcsin(A^{1/3} - 1)^{-1}]. \quad (12)$$

Отсюда, например, для ядра Та ($A = 154$) при $\theta = 180^\circ$ имеем $n_{\text{макс}} \approx 7$, т. е. для $p_0 = 1,5$ Гэв/с следует $p_{\text{макс}} \approx 0,5$ Гэв/с; аналогично для Си ($A = 64$), $\theta = 135^\circ$, $p_0 = 4,5$ Гэв/с имеем $n_{\text{макс}} = 3$, $p_{\text{макс}} \approx 0,6$ Гэв/с. В эксперименте же наблюдаются протоны с импульсом $p \gtrsim 1$ Гэв/с [11]. Итак:

1) учет ферми-движения и многократного рассеяния дает «добавку» к импульсам примерно $0,2-0,3$ Гэв/с; эффект релятивизации мал. При больших импульсах остается качественное расхождение с экспериментом;

2) приходится считать, что рождение частиц происходит на «сгустке» нуклонов массы $M_k = km$, тогда порог сдвигается примерно в k раз;

3) появляются вопросы: что такое «сгусток»; каков механизм «кооперации» нуклонов; как увязать все явления с большой передачей импульса. Их и будем рассматривать дальше.

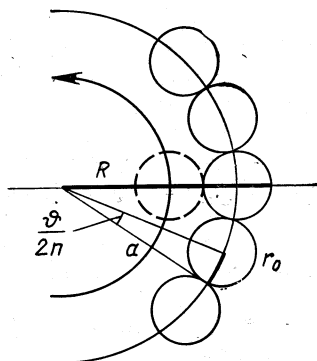


Рис. 3. Траектория «максимальной передачи импульса» в ядре A

4. ИДЕЯ ФЛУКТОНОВ В ЯДРАХ

Идея о том, что в реакцию могут вступать сразу несколько частиц ядра появилась 20 лет назад [2] в связи с интерпретацией экспериментов по квазиупругому рассеянию протонов ядрами [12], где в энергетических распределениях наблюдались пики, кинематически соответствующие рассеянию на «внутриядерных дейтонах». Было предположено [2], что этот объект на самом деле есть флуктуация плотности ядерного вещества (в малом объеме корреляции $V_\xi \approx (4/3) \pi r_\xi^3$ (r_ξ — радиус корреляции)). Тогда протон может взаимодействовать с ней как с единым объектом массы $M_k = km$ (масса «флуктона»). По классической теории флуктуации идеального газа можно оценить вероятность такого события (нормировка на A нуклонов ядра):

$$\beta_k^A = \binom{A}{k} (V_\xi/V_0)^{k-1} A^{1-k} \approx A \gg k (A/k!) (V_\xi/V_0)^{k-1}. \quad (13)$$

при $A \gg k$

Здесь AV_0 — объем всего ядра; $V_0 = (4/3)\pi r_0^3$ — объем нуклона; r_0 — его эффективный радиус ($\approx 1,2$ ферми). Такая флуктуация имеет время жизни τ_k малое по сравнению, например, с периодом движения нуклона по орбите t^A . Должно быть $\tau_k/t^A \approx \beta_k^A$.

Теперь сечение реакции и форм-факторы рассеяния на ядре A можно записать в виде:

$$\sigma = \sum_k \beta_k^A \sigma_k; \quad F = \sum_k \beta_k^A F_k, \quad (14)$$

где σ_k и F_k — сечения и форм-факторы взаимодействия падающей частицы с k -флуктоном (k — число нуклонов во флуктоне). Их вид при больших передачах импульса можно получить в рамках кварк-партоновой модели взаимодействия элементарных частиц с привлечением правил кваркового счета [13, 14].

Флуктоны в ядре не покоятся. Поэтому (14) надо усреднять по импульсному распределению флуктонов в ядре. Последнее определяется волновой функцией движения их центра тяжести. Найти ее можно [15], вычисляя перекрытие волновой функции внутреннего состояния флуктона χ_k с ядерной, которая построена, например, в виде произведения одночастичных функций нуклонов:

$$\Psi_k(\mathbf{R}) = c_k \int \chi_k(\xi) \phi_1(\mathbf{r}_1) \dots \phi_k(\mathbf{r}_k) \{d\xi\}_{1\dots(k-1)}; \quad (15)$$

$$\xi_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j.$$

По определению $\xi \approx r \xi \ll R$ ядра, значит $r_i \approx r_j \approx R$ и тогда

$$\Psi_k(\mathbf{R}) \approx c_k V_\xi^{(k-1)/2} \phi^k(\mathbf{R}) \approx c_k V_\xi^{(k-1)/2} n^{k/2}(R), \quad (16)$$

где $n(R) = |\phi(R)|^2$ — распределение плотности ядерной материи. Из условий нормировки

$$\int |\chi_k(\xi)|^2 \{d\xi\}_{1\dots(k-1)} = 1; \quad \int n(R) d\mathbf{R} = 1; \quad \int |\Psi_k(\mathbf{R})|^2 d\mathbf{R} = \beta_k^A \quad (17)$$

находим множитель $|c_k|^2 = \binom{A}{k}$. Таким образом, вероятность найти в ядре флуктон массы km с импульсом \mathbf{P} :

$$W_k(\mathbf{p}) = \left| \int \Psi_k(\mathbf{R}) \exp(i\mathbf{p}\mathbf{R}) d\mathbf{R} \right|^2 = \beta_k^A \omega_k(\mathbf{p}), \quad (18)$$

где вероятность импульсного распределения

$$\omega_k(\mathbf{p}) = (V_0 A)^{k-1} \left| \int n^{k/2}(R) \exp(i\mathbf{p}\mathbf{R}) d\mathbf{R} \right|^2, \quad (19)$$

нормированная как

$$\int \omega_k(\mathbf{p}) d\mathbf{p} / (2\pi)^3 = 1. \quad (20)$$

Итак, идея флуктонов в ядрах позволяет проводить расчеты сечений и форм-факторов (14). Для этого необходимо знать вероят-

ности β_k^A и уметь вычислять σ_k и F_k . Что касается β_k^A , то пока будем задавать их в виде (13), считая радиус корреляции r_ξ параметром. Ниже остановимся специально на вопросе о природе флюктонов. Вычисления же сечений и форм-факторов рассеяния на флюктонах σ_k и F_k можно вести двумя способами: первый — феноменологический, когда их находят из анализа независимых экспериментов; второй — микроскопический, основанный на кварк-партонных представлениях о механизме адрон- и лептон-флюкционного взаимодействия.

5. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ РЕАКЦИЙ $pA \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots$ И $pA \rightarrow p(180^\circ) + \dots$

Рассчитаем сначала сечение пинообразованием. Оно определяется суммой сечений пинообразования на k -флюктонах (14), существующих в ядре с вероятностью β_k^A (13). Кроме того, учтем движение флюктонов в ядре, интегрируя для этого (14) по импульсному распределению (19). Итак [15]:

$$E_\pi \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_\pi} (pA \rightarrow \pi + \dots) = \sum_k \beta_k^A \int \Re E_\pi \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_\pi} (pk(p_F) \rightarrow \pi) \omega_k(\mathbf{p}_F) \frac{d\mathbf{p}_F}{(2\pi)^3} \quad (21)$$

(\Re фактор тот же, что и в (4)). В качестве сечения протон-флюкционного взаимодействия возьмем параметризованное в переменных $x^\pi = r^\pi/p_{0 \text{ макс}}$ сечение $pp \rightarrow \pi + \dots$ -реакции с заменой в нем $x^\pi \rightarrow x_k^\pi = x^\pi/k$. Заметим, что указанное элементарное сечение $pp \rightarrow \pi + \dots$ быстро падает с ростом x и допускает, в принципе, разного вида его параметризации (нас интересует случай $p_\perp \approx 0$, поскольку $\theta = 180^\circ$). Ниже в расчетах используем параметризацию по x^π в виде произведения полинома на экспоненту, данную в [8]. Результаты сравнения с экспериментом [16] показаны на рис. 4, откуда видно, что:

1. Для объяснения эксперимента достаточно вводить флюктоны с $k = 1, 2, 3, 4$, т. е. вплоть до $k_{\text{макс}} = 4$. При этом в области кинематического предела ($x^\pi \approx k$) для k -флюктона вклад в сечение дает следующий $(k + 1)$ -й флюктон в области средних значений своей переменной $x_{k+1}^\pi \approx x^\pi/(k + 1)$. Таким образом *асимптотическое* поведение параметризованного $pp \rightarrow \pi + \dots$ сечения важно знать лишь для последнего $k_{\text{макс}} = \max k$. Вообще говоря, это может быть $k = A$.

2. Во всех случаях (разные k и A) радиус корреляции r_ξ во флюктоне лежит в пределах 0,5—0,7 ферми, т. е. порядка радиуса кора NN -сил.

3. Зависимость сечения от атомного номера A ядра мишени входит в β_k^A . Согласно (13) имеем:

$$\beta_k^A \sim A \text{ при } A \gg k. \quad (22)$$

При малых энергиях T_π вылетающих пионов надо учитывать фактор поглощения их в ядре, который $\sim A^{-1/3}$ при $T_\pi \rightarrow 0$ [2]. Таким образом, параметризуя сечение в виде $\sigma_{\text{inv}} \sim A^n$, получаем

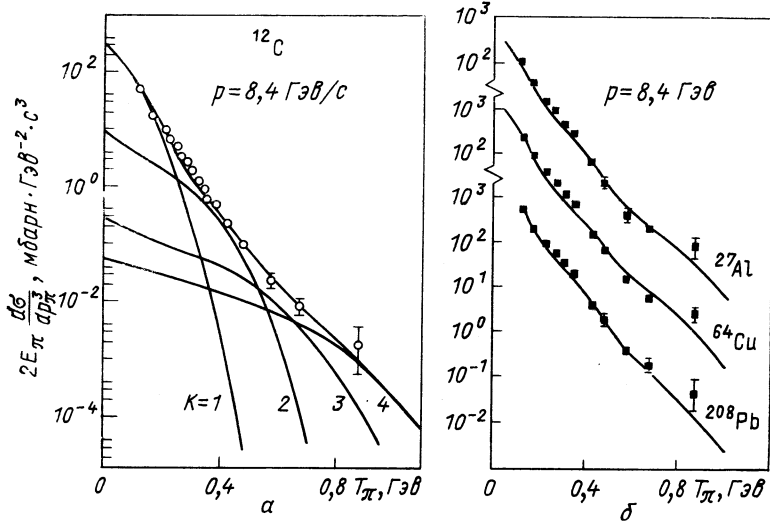


Рис. 4. Вклад в сечение пионообразования от отдельных флюктонов с массой $M_k = kt$ (а) и сравнение теоретических сечений с экспериментом для серии ядер (б)

результат, соответствующий тому, что наблюдается в эксперименте [16] (рис. 5). Заметим, что при измерении вторичных частиц в другой кинематической области по сравнению с областью, рассмотренной в [16] ($\theta = 180^\circ$), A -зависимость сечения может немного отличаться от приведенной здесь. Это связано с изменением механизма реакции и будет рассмотрено ниже.

Теперь несколько слов о феноменологии $pA \rightarrow p(180^\circ) + \dots$ реакции. Специфика ее в том, что вклад в нее от pp -столкновений запрещен по кинематике, поэтому сумма по флюктонам в сечении (14) начинается с $k = 2$. Далее, надо параметризовать элементарное сечение $\sigma(pp \rightarrow p + \dots; p_\perp \approx 0)$ как функцию $x^P = p_\parallel^*/p_{\parallel \text{ макс}}^*$. Эксперимент показывает, что в интервале $0 \leq x^P \leq 1$ оно с точностью до множителя ≈ 3 является константой, причем основное изменение происходит в районе «бампа» при $x^P \approx 1$. Это есть, видимо, вклад дифракционных процессов при малых углах рассеяния.

Точно «отстроиться» от этих процессов трудно, так как надо детализировать механизм элементарной реакции, но для качественных оценок нам достаточно задать

$$\sigma_{inv}^p = E_p \frac{d\sigma^p}{dp_p} (pp \rightarrow p + \dots, p_{\perp} \approx 0, x^p) \approx \sigma_0^p \theta(1 - x^p), \quad (23)$$

где $\sigma_0^p \approx 3 \div 15$ мбарн $(Гэв/c)^2$ [17]. Это сечение сильно отличается от соответствующего $pp \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots$ сечения, которое быст-

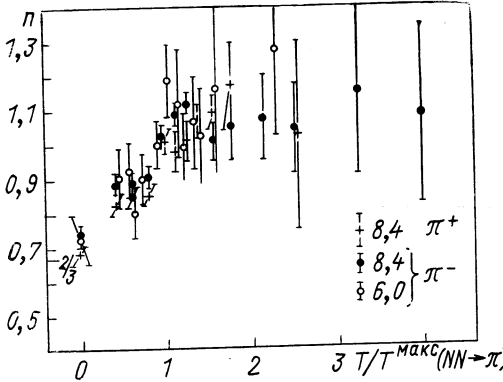


Рис. 5. А-зависимость сечения пинообразования с изменением энергии вылетающих пионов

ро падает, например, как (см. параметризацию [17]):

$$\sigma_{inv}^\pi = E_\pi \frac{d\sigma^\pi}{dp_\pi} (pp \rightarrow \pi + \dots, p_{\perp} \approx 0, x^\pi) \approx \sigma_0^\pi (1 - x^\pi)^{6,45}, \quad (24)$$

здесь $\sigma_0^\pi \approx 75$ мбарн $(Гэв/c)^2$. Убедимся теперь в справедливости флуктонного механизма на качественном уровне, рассматривая отношение сечений кумулятивных реакций с выходом p и π . При этом удобно выбрать их импульсы так, чтобы вклад в сечение давала в основном реакция на одном флуктоне. Тогда (без учета ферми-движения в ядре) имеем:

$$\frac{\sigma_{inv}^p(pA + p(180^\circ) + \dots)}{\sigma_{inv}^\pi(pA \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots)} \approx \frac{\beta_k^A \sigma_{inv}^p(pp \rightarrow p + \dots, x_k^p)}{\beta_k^A \sigma_{inv}^\pi(pp \rightarrow \pi + \dots, x_k^\pi)} \approx \frac{\sigma_{inv}^p(x_k^p)}{\sigma_{inv}^\pi(x_k^\pi)}. \quad (25)$$

Например, для реакции на тяжелом ядре при $E_p = 8,4$ Гэв и $\theta = 180^\circ$ при импульсе регистрируемых частиц $\approx 0,45$ Гэв вклад в оба сечения дают в основном флуктоны с $k = 2$ (соответственно $x_{i2}^\pi = 0,64, x_2^p = 0,86$). Тогда из (23) — (25) получаем

$$\frac{\sigma_{inv}^p(pA \rightarrow p(180^\circ) + \dots)}{\sigma_{inv}^\pi(pA \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots)} \approx 30 \div 150, \quad (26)$$

что находится в качественном согласии с экспериментом [1, 6, 16]. Более строгие расчеты, особенно сечений $pA \rightarrow p + \dots$ реакции требуют детализации механизма. Это будет сделано ниже на основе кварк-партонных представлений о нуклон-флуктонных взаимодействиях.

6. УПРУГОЕ eD - И eA -РАССЕЯНИЕ

Начнем с дейтона [18]. Согласно (14) форм-фактор представим в виде

$$F_d(q^2) = F_1^d(q^2) + \beta_d F_2(q^2), \quad (27)$$

где F_1^d — «нерелятивистский» форм-фактор дейтона; F_2 соответствует рассеянию на дейтоне в состоянии флуктуационного сжатия. Для $F_2(q^2)$ можно определить асимптотическое поведение согласно правилам кваркового счета [13, 14]:

$$(q^2)^{n-1} F \rightarrow \text{const} \\ \text{при } q^2 \rightarrow \infty, \quad (28)$$

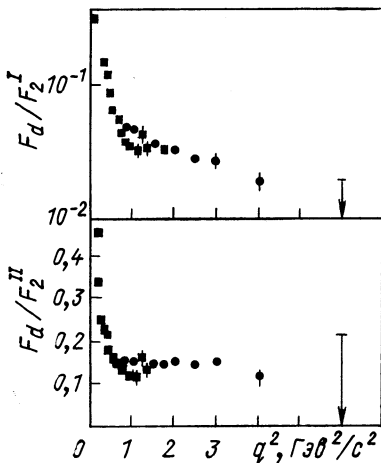
где n — число кварков в системе. Для дейтона это число $n=6$. При анализе эксперимента [4] в области больших и средних значений q^2 приходится параметризовать F_2 . Например [4, 19]

$$F_2^I(q^2) = (1 + q^2/36m_0^2)^{-5}; \\ m_0 = 0,28 \text{ Гэв}; \quad (29)$$

$$F_2^{II}(q^2) = (1 + q^2/m_0^2) F_N^2(q^2/4); \\ m_0 = 0,28 \text{ Гэв}^2, \quad (30)$$

где F_N — форм-фактор нуклона. Заметим, что (29) и (30) удовлетворяют (28) при очень больших q^2 .

Рис. 6. Отношение экспериментального форм-фактора дейтона к F_2^I (верхний) и F_2^{II} (нижний)



Примесь состояния флуктуационного сжатия определяется при больших q^2 , где нерелятивистский форм-фактор вымирает. Тогда

$$F_d^{\text{эксп}}/F_2 = \beta_d. \quad (31)$$

Такое отношение, взятое из [4,19], приведено на рис. 6. Видно, что β_d получается разным в зависимости от вида параметризации F_2 . Для F_2^I (параметризация для больших q^2) имеем $\beta_d \approx 2-4\%$, для F_2^{II} (средние и большие q^2) $\beta_d \approx 12-15\%$. Таким

образом вопрос о нахождении β_d сводится к следующему: где начинается асимптотика и как она «стыкуется» с низкоэнергетическим поведением форм-фактора. Интересно, что данные кумулятивного эффекта, которые как отмечалось выше, более чувствительны к выбору соответствующего протон-флюкционного сечения в области средних значений передач импульса, дают отношение $r_\xi/r_0 \approx \approx 0,4 \div 0,6$, что приводит к $\beta \approx 3 \div 11\%$, т. е. в пределах точности определения из ed -рассеяния. Здесь использовано, что вероятность дейтону, занимающему объем $2V_0$, оказаться в объеме V_ξ равна

$$\beta_d = V_\xi/2V_0 = (r_\xi/r_0)^3/2.$$

Анализ данных рис. 6 показывает, что наиболее четко ставить вопрос об обнаружении флуктуаций сжатия ядерной материи можно лишь в области передач импульса $q^2 > 1,5-2 (GeV/c)^2$. К сожалению, при таких значениях q^2 измерения форм-факторов других ядер (кроме d) не проведены. Поэтому рассмотрим ядерные форм-факторы качественно. Представляя, как обычно, форм-фактор в виде произведения собственно форм-фактора флюктона $F_k(q^2)$ на форм-фактор формы, т. е. фурье-образ квадрата модуля волновой функции движения его центра тяжести в ядре, запишем:

$$F^A(q^2) = \sum_{k=1}^A F_k(q^2) \int |\Psi_k(R)|^2 \exp(iqR) dR. \quad (32)$$

Подставляя в (32) выражение (16), находим

$$F^A(q^2) = F_1 \bar{F}_1 + \frac{3}{4} \beta_2^A F_2 \bar{F}_2 + \sum_{k=3}^A \beta_k^A B_k F_k(q^2) \bar{F}_k(q^2), \quad (33)$$

где

$$\bar{F}_k(q^2) = (V_0 A)^{k-1} \int n^k(R) \exp(iqR) dR \quad (34)$$

— форм-фактор формы движения k -го флюктона в ядре, нормированный на единицу при $q^2 \rightarrow 0$; общая нормировка F^A не проведена, так как при $q^2 \rightarrow 0$ в нем предполагается малость всех членов кроме первого; \bar{F}_1 — обычный, рассчитываемый с нерелятивистскими одночастичными функциями, форм-фактор ядра. В качестве F_1 и F_2 взяты форм-факторы протона и дейтона. Коэффициент B_k учитывает изотопический состав флюктона, содержащего k_p протонов и k_n нейтронов. Для легких ядер

$$B_k = \binom{N}{k_n} \binom{Z}{k_z} \binom{A}{k}^{-1} \frac{1}{Z}. \quad (35)$$

Фактор $1/Z$ вошел из-за нормировки всех форм-факторов на единицу при $q^2 \rightarrow 0$. Специально для флюктона дейтонного типа здесь учтен статистический вес $3/4$ спинового состояния I среди всех спиновых комбинаций n и p . Собственно форм-факторы флюктонов F_k можно брать в соответствии с правилами кваркового счета (28).

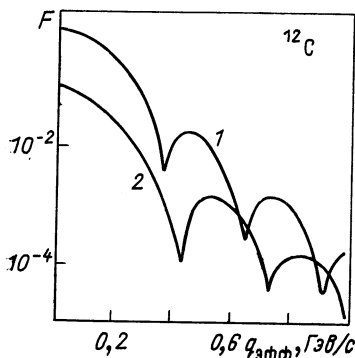


Рис. 7. Упругий форм-фактор ^{12}C , рассчитанный с перелати-вистскими ядерными функциями (1); вклад примеси (2) от флюктона с $k=2$

Расчет форм-фактора ядра ^{12}C согласно формуле (33), где учитывались первые два члена с $k=1, 2$, в качестве форм-фактора дейтона выбиралась форма (30), а параметр β_2^A рассчитывался при значении r_E равном $0,75$ ферми, приведен на рис. 7. Видно, что вклад флуктуационной добавки начинает чувствоваться при $q^2 \approx 0,4$ $(\text{Гэв}/c)^2$, если в качестве n (R) выбрана симметризованная ферми-плотность [3].

Таким образом можно считать, что сейчас актуальной задачей является экспериментальное исследование ядерного рассеяния электронов в области $q^2 > 1$ $(\text{Гэв}/c)^2$.

7. ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ И ФЛУКТОНЫ

Микроподход, в отличие от феноменологии, детализирует механизм взаимодействия падающей частицы с флюктоном. Для этого приходится обобщать партонные модели взаимодействия элементарных частиц и рассматривать флюктон как совокупность партонов. Это дает общий базис для построения механизма рождения любого вида кумулятивных частиц в столкновениях различных частиц с ядрами.

Представление о партонах — составляющих сталкивающихся объектов — используется, когда энергии этих объектов велики по сравнению с их собственной массой. Поэтому рассмотрение естественно вести в системе координат встречных пучков, где скорости падающей частицы и мишени равны и противоположны, и тогда по условию задачи $E_{\text{пад}} \gg m_{\text{пад}}$ и $E_{\text{мишени}} \gg m_{\text{мишени}}$. Сами партоны в этом случае выступают как невзаимодействующие части объекта, ими могут быть кварки q , антикварки \bar{q} , глюоны, мезоны и др. Будем теперь пренебрегать поправками на ферми-движение флюктонов, которое обеспечивает «размазку» импульсов вторичных частиц в малых пределах порядка $0,15$ $\text{Гэв}/c$. Тогда

ядро есть лишь поставщик свободных флюктонов, которые и играют роль мишени. Теперь и падающие частицы и флюктоны можно рассматривать как системы невзаимодействующих партонов. Распределение последних по импульсам в каждом из объектов можно найти интегрированием по фазовому объему остальных партонов с учетом закона сохранения полного 4-импульса. Тогда [20]

$$G_{i/N}(x) \approx A_N^i(x) (1-x)^{\delta \nu_{i/N}} \quad (36)$$

$$G_{j/h}(x) \approx A_h^j(x) (1-x_h)^{\delta \nu_{j/h}} \quad (37)$$

где $x_h = x/k$; функции A_N^i и A_h^j определяют поведение при малых x и поэтому не будут важны для дальнейшего; $\nu_{i/N}$ и $\nu_{j/h}$ — параметры партонной модели, причем $\nu_{j/h} = \nu_{i/N} + 6(k-1)$. При $\delta = 1$ степенной характер убывания (36), (37) с ростом $x_h \rightarrow 1$ удовлетворяет правилам кваркового счета. Параметр $\delta < 1$ вводится здесь для того, чтобы параметризовать данные для соответствующих элементарных реакций в области средних значений $x < 1$ при недостаточно больших начальных энергиях столкновения, поскольку именно эта область, как мы видели выше, дает наиболее существенный вклад в реакцию на ядрах.

Ниже приведем некоторые соотношения, следующие из правил кваркового счета [13, 14]. Так, значения параметров γ определяются в соответствии с «вершиной распада» по следующей формуле:

$$\gamma_{a/b} = 2(N_b - N_a) - 1; \quad (38)$$

где $N_{a,b}$ — число кварков, составляющих частицы a и b . Если в качестве партона в нуклоне N выступает кварк q , пион π , антикварк \bar{q} , то

$$\gamma_{q/N} = 3; \quad \gamma_{\pi/N} = 5; \quad \gamma_{\bar{q}/N} = 7 \dots \quad (39)$$

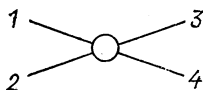
Далее, в диаграммах импульсного приближения, соответствующих процессам взаимодействия нуклона с флюктоном, основными элементарными подпроцессами теперь будут взаимодействия партонов падающей частицы с партонами флюктона. Так, сечение рассеяния партонов с малой передачей импульса (t фиксировано, мало; s и u велики) есть известное сечение обмена реджионом

$$d\sigma/dt \approx s^{2\alpha(t)-2} F(t). \quad (40)$$

При малых t $\alpha \rightarrow \alpha(0) = 1$ и зависимость от s становится несущественной. Наоборот, при больших s , t , u сечение рассеяния партонов на фиксированный угол [13, 14, 21]

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^{n_{\text{акт}}-2}} f(\theta) \approx \frac{1}{(p_{\mathbf{A}}^2 + m^2)^{n_{\text{акт}}-2}} f'(\theta), \quad (41)$$

где $n_{\text{акт}} = \sum_{i=1}^4 N_i$ — сумма составляющих кварков в вершине соответствующей рассеянию данных частиц 1, 2, 3, 4:



Например, для $q\pi \rightarrow q\pi$ рассеяния $n_{\text{акт}} = 6$, для рассеяния $qq \rightarrow qq$ имеем $n_{\text{акт}} = 4$ и т. п.

8. КУМУЛЯТИВНАЯ $pA \rightarrow \pi (180^\circ) + \dots$ РЕАКЦИЯ

В реакцию дает вклад много диаграмм, в которых пион, как партон падающей частицы или мишени, рассеивается на партонах встречного объекта (например, $i\pi \rightarrow i\pi$; $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$; ...). Возможны также процессы типа $q\bar{q} \rightarrow \pi\bar{\pi}$.

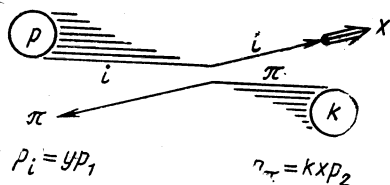


Рис. 8. Основной класс диаграмм элементарного подпроцесса $pk \rightarrow \pi + \dots$

Таким путем проводился расчет в работе [22]. Ниже дадим более наглядное рассмотрение [23], когда выделяется один доминирующий класс диаграмм, а именно, пион π как партон флутона k рассеивается на партонах i падающего нуклона с малой передачей импульса и регистрируется таким

образом под углами назад (рис. 8). В системе встречных пучков партон i имеет импульс $p_i = yP_1$ ($0 < y < 1$), где P_1 — импульс нуклона, а партон π имеет $p_\pi = kxP_2$, где kP_2 — импульс флутона; x и y — доля импульса партона от полного импульса соответствующего объекта. Переменные s, t, u данной диаграммы связаны в релятивистском пределе ($E \gg m$) с s_1, t_1, u_1 элементарного процесса $p_1 p_2 \rightarrow \pi$ соотношением

$$\left. \begin{aligned} s &= (yP_1 + kxP_2)^2 \approx kxys_1 & (p_1 \uparrow \downarrow p_2); \\ t &= (kxP_2 - P_\pi)^2 \approx kxu_1 & (p_2 \uparrow \uparrow p_\pi); \\ u &= (yP_1 - P_\pi)^2 \approx yt_1 & (p_1 \uparrow \downarrow p_\pi). \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

В элементарном процессе s_1, t_1 велики, u_1 мало, поэтому в ядерной реакции s, u велики, t мало; а значит в качестве сечения подпроцесса можно взять (40).

Таким образом инвариантное сечение $pA \rightarrow \pi (180^\circ) + \dots$ процесса в импульсном приближении записывается как произведение сечения взаимодействия соответствующих партонов (40)

на вероятности найти их в падающем нуклоне и флуктоне с данными импульсами (36), (37) и на вероятность существования флуктона в ядре (13), т. е.:

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_{\pi}} = \sum_{h, i} \beta_k^A \int dx dy G_{\pi/h}(x) G_{i/N}(y) \frac{1}{\pi} F(t) s \delta(s+t+u). \quad (43)$$

Проинтегрируем (43) по dy , используя δ -функцию:

$$\delta(s+t+u) = \frac{1}{ks_1} \frac{\delta(y-y(x))}{x-x_{\Delta}}, \quad (44)$$

где

$$y(x) = x\Delta/(x-x_{\Delta}); \quad (45)$$

$$x_{\Delta} = x_k(1-\Delta); \quad x_k = \frac{|t_1|}{ks_1} \frac{1}{1-\Delta}; \quad \Delta = \frac{|u_1|}{s_1}. \quad (46)$$

Тогда

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_{\pi}} = \sum_{h, i} \beta_k^A \int_{x_k}^1 dx (1 + \delta\gamma_{\pi/h}) \varphi_k^{\pi}(x, i) (1-x)^{\delta\gamma_{\pi/h}}, \quad (47)$$

где

$$\varphi_k^{\pi}(x, i) = \frac{1}{\pi} \frac{x^2 \Delta}{(x-x_{\Delta})^2} F(kxu_1) G_{i/N}(y(x)) A_k^{\pi}(x) (1 + \delta\gamma_{\pi/h})^{-1}. \quad (48)$$

Эта функция быстро растет от нуля до почти постоянного значения в малом интервале изменения x в районе x_k . В то же время функция $(1-x)^{\delta\gamma_{\pi/h}}$ быстро падает с ростом x . Можно показать, что поскольку $\Delta \ll 1$, то главный вклад в интеграл вносит область точки $x \approx x_k(1+a)$, где

$$a \approx 3 \frac{1-x_k}{x_k(\gamma_{\pi/h} + \gamma_0)}; \quad \gamma_0 = 3 + \frac{(\gamma_{\pi/h} + 2) \ln 2}{\ln[1-x_k\Delta/(1-x_k)]}. \quad (49)$$

Тогда, вынося в (47) функцию $\varphi_k^{\pi}(x)$ в точке $\tilde{x} \approx x_k$ ($a \ll 1$, так как $\Delta \ll 1$) и интегрируя остаток, находим

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_{\pi}} = \sum_{h, i} \beta_k^A \varphi_k^{\pi}(x_k, i) (1-x_k)^{1+\delta\gamma_{\pi/h}}. \quad (50)$$

Отсюда при $k=1$ получаем сечение элементарной реакции $pp \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots$ ($\beta_1^A \Rightarrow 1$):

$$E_{\pi} \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_{\pi}} = \sum_i \varphi_1^{\pi}(x_1, i) (1-x_1)^{1+\delta\gamma_{\pi/N}}. \quad (51)$$

И поскольку $\gamma_{\pi/h} = \gamma_{\pi/N} + 6(k-1)$, то вместо (50) окончательно запишем:

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_{\pi}} \approx C \sum_h \beta_k^A (1-x_k)^{6(k-1)\delta} E_{\pi} \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_{\pi}}(pp \rightarrow \pi(180^\circ) + \dots, x_k), \quad (52)$$

где на самом деле константа $C \approx \sum_i \Phi_k^\pi(x_{ki}) / \sum_i \Phi_1^\pi(x_k, i)$ слабо зависит от x_k и k ($C \sim [\gamma_{\pi/N} + 6(k-1)]^{-1}$).

Результаты расчетов [22, 23] элементарного сечения и кумулятивной ядерной реакции на ядре $^{12}\text{C}^*$ приведены на рис. 9, 10. Видно, что при большой энергии (300 Гэв) оказывается, что параметр $\delta \approx 1$, т. е. асимптотические условия при выборе (36), (37) выполняются. При энергиях же около 10 Гэв приходится выбирать

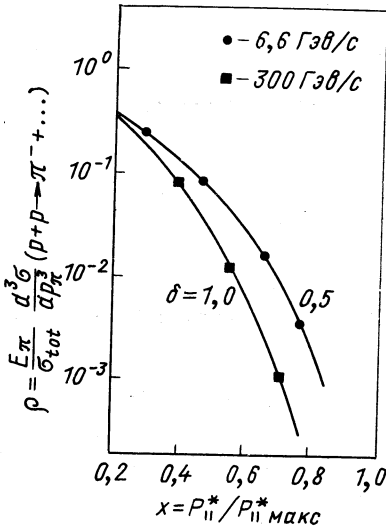


Рис. 9. Подгонка сечения $pp \rightarrow \pi^- + \dots$ реакции с помощью параметра δ (ρ — в относительных единицах)

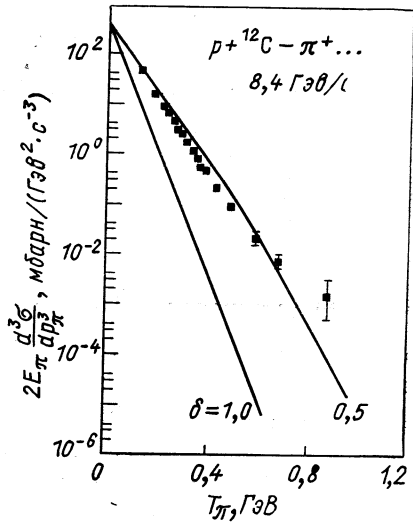


Рис. 10. Сравнение расчетов реакции на основе микроподхода с экспериментальными данными [1]

параметр $\delta = 0,5$. Расчет кумулятивной реакции ($p_0 = 8,4 \text{ Гэв/с}$) также согласуется с экспериментом при $\delta = 0,5$.

Таким образом:

1. Полученное выражение для сечения кумулятивной реакции (52) близко к феноменологическому (14). Оно действительно пропорционально элементарному с заменой в нем $x \rightarrow x_k = x/k$ (кумулятивность!).

2. Сечение включает дополнительный «гасящий фактор» $(1 - x_k)^{6(k-1)\delta}$, который зависит от числа составляющих флуктонов.

* В расчете [22, 23] использовался эквивалентный изложенному здесь метод непосредственного суммирования главных диаграмм и учитывались поправки $m/E \ll 1$.

3. Из-за этого фактора, как показывает сравнение теории с экспериментом по группе ядер, параметр β_k^A стабилизируется. Теперь оказывается, что для всех ядер и k -флюктонов радиус корреляции один и тот же и равен $r_\xi = 0,75$ ферми (при выборе эффективного радиуса нуклона в ядре $r_0 = 1,2$ ферми).

4. Параметр δ , учитывающий отличие импульсного распределения партонов сталкивающихся частиц от асимптотического (36), (37), при энергиях около 10 Гэв оказывается равным 0,5 и возрастает при $E \approx 300$ Гэв до значения $\delta = 1$.

9. КУМУЛЯТИВНАЯ $pA \rightarrow p (180^\circ) + \dots$ РЕАКЦИЯ

Основной вклад в сечение определяется подпроцессом:

а) периферическим (с малой передачей импульса) столкновением нуклона из флюктона с налетающим нуклоном;

б) фрагментацией партонов флюктона с вылетом протона.

Подпроцесс а) является частным случаем подпроцессов фрагментации б), однако по методическим соображениям нам удобно

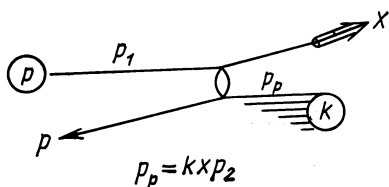


Рис. 11. Диаграмма подпроцесса периферического столкновения нуклонов

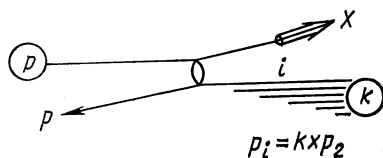


Рис. 12. Диаграмма подпроцесса фрагментации партонов

рассмотреть его отдельно, к тому же, по-видимому, именно а) и дает основной вклад. Соответствующие кинематические переменные в релятивистском пределе имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} s &\approx kxs_1 - \text{велико;} \\ t &\approx kxu_1 - \text{мало;} \\ u &\approx t_1 - \text{велико.} \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Рассмотрение диаграммы процесса а) (рис. 11) аналогично тому, как это делалось в разд. 8 для $pA \rightarrow \pi (180^\circ) + \dots$ реакции. Результаты имеют вид:

$$E_p \frac{d\sigma}{dp_p} \approx C \sum_i \beta_k^A (1 - x_k)^{6(k-1)\delta} \times E_p \frac{d\sigma^N}{dp_p} (pp \rightarrow p + \dots; x_k = \frac{x}{k}; x_1 \approx 0). \quad (54)$$

Здесь слабо изменяющаяся с x_k и k константа $C \approx \varphi_k^P(x_k)/\varphi_1^P(x_1)$, где вид функций $\varphi_k^P = \varphi_k^P(x, p)$ тот же, что и (48) с формальной заменой $\gamma_{p/k} = \gamma_{p/N} + 6(k-1)$. Надо отметить, что при этом элементарное сечение $pp \rightarrow p + \dots$ имеет вид

$$E_p \frac{d\sigma}{dp_p} \approx \varphi_1^P(x_1) (1-x_1)^{1+\delta\gamma_{p/N}}. \quad (55)$$

На самом же деле это сечение не исчерпывает все, что наблюдается экспериментально, и его надо дополнять другими диаграммами.

Теперь рассмотрим диаграммы типа б) (рис. 12). Соответствующее сечение

$$E_p \frac{d\sigma}{dp_p} = \sum_{h,i} \beta_k^A \int dx G_{i/h}(x) E_p \frac{d\sigma^i}{dp_p} \quad (ip \rightarrow p + \dots; x'_k), \quad (56)$$

где $x'_k = -\frac{t}{s} = \frac{|t_1|}{kxs} = \frac{x_1}{kx}$ — доля передаваемого импульса в вершине pi -рассеяния. Предполагается, что соответствующее элементарное сечение реакции на партоне имеет вид

$$E_p \frac{d\sigma^i}{dp_p} \approx \Theta(1-x') f_i(x'), \quad (57)$$

где $f_i(x')$ — слабая функция x' . Тогда

$$\begin{aligned} E_p \frac{d\sigma}{dp_p} &= \sum_{h,i} \beta_k^A \int_{x_1/k}^1 G_{i/h} f_i \left(\frac{x_1}{kx} \right) \approx \\ &\approx \sum_{h,i} \beta_k^N \frac{1}{1+\gamma_{i/h}\delta} A_k^i(x_k) (1-x_k)^{1+\delta\gamma_{i/h}} f_i \left(\frac{x_1}{k} \right). \end{aligned} \quad (58)$$

Или, вводя опять элементарное сечение $\beta_1^A \rightarrow 1$

$$E_p \frac{d\sigma^N}{dp_p} \approx \sum_i A_1^i(x_1) \frac{f_i(x_1)}{1+\delta\gamma_{i/N}} (1-x_1)^{1+\delta\gamma_{i/N}}, \quad (59)$$

находим

$$E_p \frac{d\sigma}{dp_p} \approx C' \sum_k \beta_k^A (1-x_k)^{\delta(k-1)\delta} E_p \frac{d\sigma^N}{dp_p} (pp \rightarrow p + \dots; x_k = x/k), \quad (60)$$

где

$$C' \approx \sum_i A_k^i(x_k) (1+\delta\gamma_{i/N}) / \sum_i A_1^i(x_k) (1+\delta\gamma_{i/k})$$

— слабая функция x_k и k .

Итак, сечение кумулятивной реакции с рождением протона определяется суммой (54) и (60). Вид каждого слагаемого один и тот же, константы C и C' определяют в основном абсолютное

значение сечений, которым не будем здесь интересоваться (оценка дана в разд. 5). Расчеты и их сравнение с экспериментом приведены на рис. 13 [22, 23].

Вклад в сечение дают члены с $k = 2, 3, 4$, величина β_k^A вычислялась при значении радиуса корреляции во флуктоне $r_\xi = 0,75$ ферми. Θ -образный характер элементарного сечения (23) проявляется в том, что сечение на ядре имеет более рельефный

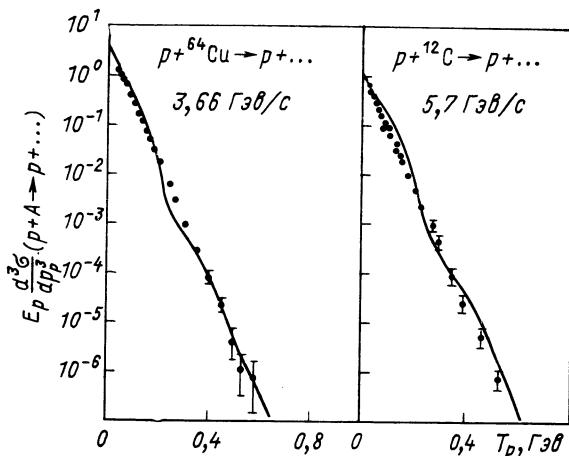


Рис. 13. Сравнение с экспериментом [6] расчетов $pA \rightarrow p + \dots$ реакции

вид, чем при реакции с выходом пионов. Он будет сглаживаться при учете ферми-движения флуктонов. Так же как и в $pA \rightarrow \pi + \dots$ -реакции здесь был взят параметр $\delta = 0,5$. Элементарное сечение $pp \rightarrow p + \dots$ реакции по указанным выше причинам не анализировались.

Итак, структура сечений $pA \rightarrow p + \dots$ и $pA \rightarrow \pi + \dots$ одинакова. Для описания обеих этих реакций требуется вводить одни и те же параметры $r_\xi = 0,75$ ферми и $\delta = 0,5$. Механизмы этих реакций имеют много общего.

10. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ $pA \rightarrow c + \dots$ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА (ЭКСПЕРИМЕНТЫ КРОНИНА И ДР.)

Специфика указанных экспериментов [24] состоит в том, что измерения $pA \rightarrow c + \dots$ сечений: а) проводились при большой энергии ($p_0 = 200-400$ Гэв/с); значит в распределениях (36), (37) можно брать $\delta = 1$; б) при углах регистрации вторичных частиц — протонов, каонов, антипротонов — в S -системе NN -столкновения $\theta^C = 90^\circ$ ($\mathbf{p}_c^\ast \perp \mathbf{p}_1$) или $\theta^{\text{лаб}} = 5,6^\circ$; в) в пределах области, кине-

матически доступной для элементарной реакции $pp \rightarrow c + \dots$, т. е. вклад следующих порядков кумулятивности — реакции на флуктонах с $k = 2$ и более — может рассматриваться как пренебрежимо малый. Измерялась зависимость сечений от перпендикулярной составляющей импульса или от $x_{\perp} = (|u| + |t|)/s$. Таким обра-

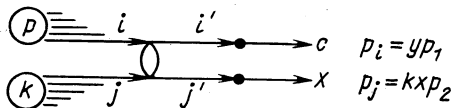


Рис. 14. Диаграмма жестких соударений партонов в реакции $pp \rightarrow c + \dots$.

пессам соответствуют диаграммы жестких соударений типа, изображенного на рис. 14.

Соответствующее сечение имеет вид

$$E_c \frac{d\sigma}{dp_c} = \sum_{kij} \beta_k^A \frac{1}{\pi} \int dx dy G_{i/N}(y) G_{j/k}(x) \frac{d\sigma}{dt} s \delta(s + t + u). \quad (61)$$

Инвариантные переменные в релятивистском пределе, выраженные через импульсы pp -столкновения в S -системе, имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} s &= (P_i^* + P_j^*)^2 \approx 4kxy p_1^* p_2^* = kxys_1 \quad (\mathbf{p}_i^* \uparrow \downarrow \mathbf{p}_j^*); \\ t &= (P_i^* - P_c^*)^2 \approx -2y p_1^* p_c^* = yt_1 \quad (\mathbf{p}_c^* \perp \mathbf{p}_i^*); \\ u &= (P_j^* - P_c^*)^2 \approx -2kx p_2^* p_c^* = kxu_1 \quad (\mathbf{p}_j^* \perp \mathbf{p}_c^*). \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Подставляя в (61) выражения (36), (37) и (44), после интегрирования по dy получаем:

$$E_c \frac{d\sigma}{dp_c} \approx \sum_{kij} \beta_k^A \frac{1}{\pi} \int_{x_k}^1 dx A_N^i(y(x)) A_k^j(x) (1-x)^{y_j/k} \times \\ \times (1-y(x))^{y_i/N} s(x) \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \frac{1}{ks_1} \frac{1}{x-x_k(1-\Delta)}, \quad (63)$$

где

$$\left. \begin{aligned} y(x) &= x\Delta/[x-x_k(1-\Delta)]; \quad \Delta = |u_1|/s_1 = x_{\perp}/2; \\ x_k &= |t_1|/(ks_1 - |u_1|) = (x_{\perp}/2k)(1-x_{\perp}/2)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

В отличие от рассмотрения в разд. 8, 9 здесь s_1, t_1, u_1 — велики и $u_1 \approx t_1$. Таким образом, пренебречь в (64) зависимостью от u_1 нельзя, поэтому способ интегрирования в (63) отличается от использованного ранее. Сделаем замену

$$x = x_k + (1-x_k)z. \quad (65)$$

Это дает

$$(1-x) = (1-x_k)(1-z); \quad (1-y) = (1-\Delta)bz/(1+bz), \quad (66)$$

где

$$b = \frac{1-x_k}{x_k \Delta} = \frac{1-(k+1)x_{\perp}/2k}{1-x_{\perp}/2} = \frac{2[k(2-x_{\perp})-x_{\perp}]}{x_{\perp}^2}. \quad (68)$$

В результате (63) преобразуется

$$E_c \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_c} = \sum_{ijk} \beta_k^A \int_0^1 dz \Phi_{N,k}^{i,j}(z) (1-\Delta)^{\nu_{i/N}} b^{\nu_{i/N}} (1-x_k)^{1+\nu_{j/k}} \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt} z^{\nu_{i/N}} (1+bz)^{-\nu_{i/N}} (1-z)^{\nu_{j/k}}, \quad (69)$$

где

$$\Phi_{N,k}^{i,j}(z) = \frac{1}{\pi} A_N^i A_k^j \frac{xy}{x-x_k(1-\Delta)} \quad (70)$$

— относительно слабо зависящая от z функция, которую можно вынести из-под интеграла в точке главного вклада $z \sim 1/b$. Сам интеграл

$$\int_0^1 dz \frac{(1-z)^{\nu_{j/k}} z^{\nu_{i/N}}}{(1+bz)^{\nu_{i/N}}} \approx \frac{1}{1+\nu_{j/k}} \frac{1}{b^{\nu_{i/N}}} [1+O(1/b)]. \quad (71)$$

Тогда из (69) получаем окончательный результат

$$E_c \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_c} = \sum_{ijk} \beta_k^A \Phi_{Nk}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \frac{1}{1+\nu_{j/k}} \frac{(1-(k+1)x_{\perp}/2k)^{1+\nu_{j/k}}}{(1-x_{\perp}/2)^{1+\nu_{j/k}-\nu_{i/N}}}. \quad (72)$$

Случай $k=1$ соответствует реакции нуклон-нуклонного взаимодействия ($\beta_k^A \rightarrow 1$):

$$E_c \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_c} = \sum_{ij} \Phi_{NN}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \frac{1}{1+\nu_{i/N}} \frac{(1-x_{\perp})^{1+\nu_{j/N}}}{(1-x_{\perp}/2)^{1+\nu_{j/N}-\nu_{i/N}}}. \quad (73)$$

Интересно, что при $x_{\perp} \rightarrow 1$ из (68) следует $b \ll 1$, так что (69) от b не зависит. Тогда из (69) получается результат, обобщающий (50):

$$E_c \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_c} \approx \sum_{ijk} \beta_k^A \tilde{\Phi}_{Nk}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} (1-x_k)^{\nu_{i/N}+\nu_{j/k}+1} = \\ = \sum_{ijk} \beta_k^A \tilde{\Phi}_{Nk}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \frac{[1-(k+1)x_{\perp}/2k]^{\nu_{i/N}+\nu_{j/k}+1}}{(1-x_{\perp}/2)^{\nu_{j/N}+\nu_{i/k}+1}}. \quad (74)$$

Из (74) следует элементарное сечение в виде

$$E_c \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_c} = \sum_{ij} \tilde{\Phi}_{N1}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \left(\frac{1-x_{\perp}}{1-x_{\perp}/2} \right)^{\nu_{i/N}+\nu_{j/N}+1}, \quad (75)$$

которое после подстановки (41) при $x_{\perp} \rightarrow 1$, когда изменением знаменателя можно пренебречь, оказывается равным:

$$E_c \frac{d\sigma^N}{d^3p_c} \sim \sum_{ij} (1 - x_{\perp})^{\gamma_{i/N} + \gamma_{j/N} + 1} p^{-2(n_{\text{акт}} - 2)}. \quad (76)$$

Это выражение сравнивалось в работе [25] с экспериментом для инклюзивных реакций образования π , K и других частиц в элементарной реакции, при этом показатели степеней $\gamma_{i/N}$ выбира-

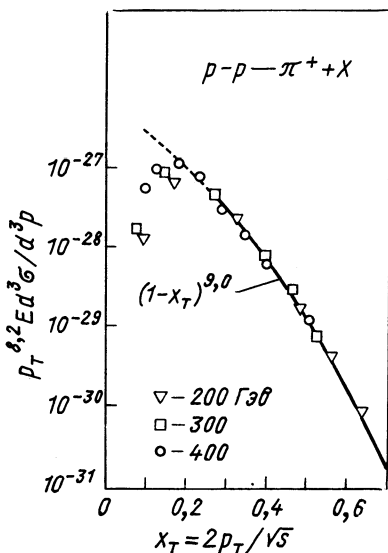


Рис. 15. Сравнение предсказаний кварк-партоновой модели $E_c d\sigma/d^3p_c = c(1 - x_{\perp})^F p_{\perp}^{-n}$ с экспериментальными данными $pp \rightarrow \pi + \dots$ реакции

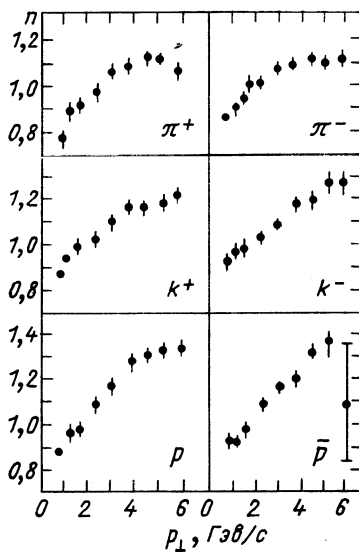


Рис. 16. Зависимость показателя степени n от p_{\perp} для различных вторичных частиц

лись в соответствии с правилами кваркового счета. При этом для K -мезонов оказалось, что основной вклад дает канал $qq_s \rightarrow K\bar{K}$, для которого в соответствии с изложенным в разд. 7 получается $\gamma_{q/N} + \gamma_{q_s/N} + 1 = 3 + 7 + 1 = 11$, $n_{\text{акт}} = 6$. Из рис. 15 видно, что согласие получается весьма хорошее, и это позволяет надеяться на успех при расчетах по формуле (72) ядерной реакции, где элементарные подпроцессы выбраны для флюктуонов теми же самыми, что и для нуклонов.

Как уже отмечалось, в экспериментах [24] ядерная реакция изучалась в пределах кинематики NN -столкновения (конкретно,

$x_{\perp} = 0,6$). Таким образом, если флюктоны и дают вклад в реакцию, то только ближайшего порядка с $k = 2$ (дейтонного типа). Предполагая, что основной вклад в ядерное сечение дают те же подпроцессы, что и в элементарной реакции, где однако в качестве валентных кварков выступают кварки, принадлежащие флюкtonам, мы получаем возможность выделить из ядерного сечения (74) элементарное (73):

$$E_c \frac{d\sigma^A}{d\mathbf{p}_c} \approx A E_c \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_c} [1 + \zeta] = A \frac{d\sigma^N}{d\mathbf{p}_c} A^n, \quad (77)$$

где введен «эффективный» показатель n в A -зависимость сечения:

$$n = 1 + \ln(1 + \zeta) / \ln A, \quad (78)$$

причем для $i, j = \pi(K)$, q имеем

$$\zeta_{\pi(K)} = \frac{\beta_2^A}{A} \sum_{ij} \left\{ \frac{(1 - 3x_{\perp}/4)^{\nu_{i/2} + 1}}{(1 + \nu_{i/2})(1 - x_{\perp}/2)^{\nu_{i/2} - \nu_{j/N} + 1}} \right\} \times \\ \times \left\{ \sum_{ij} \frac{(1 - x_{\perp})^{\nu_{i/N} + 1}}{(1 + \nu_{i/N})(1 - x_{\perp}/2)^{\nu_{i/N} - \nu_{j/N} - 1}} \right\}^{-1}. \quad (79)$$

Подставляя сюда $x_{\perp} = 0,6$, $\beta_2^A / A = 0,125$, получаем для ядер с $A = 10$ и 184 соответствующие значения: $n(\pi) = 1,2 \div 1,09$; $n(K) = 1,4 \div 1,18$. Видно, что для данного случая среднее по A значение $n(\pi) \approx 1,15$ оказывается меньше для реакции с рождением пионов, чем для реакции с рождением каонов $n(K) \approx 1,3$. Это качественно соответствует эксперименту [24] (рис. 16). С приближением к кинематической границе $x_{\perp} = 1$ реакции на свободном нуклоне вклад в сечение будет определяться только флюкtonом второго порядка $k = 2$ (примесь следующего с $k = 3$ еще пренебрежимо мала), тогда должно быть $n \rightarrow 1$. Далее с ростом x_{\perp} опять начнется небольшой рост n за счет добавки $k = 3$ и т. д.

Отметим, что в области однонуклонной кинематики при анализе A^n -зависимости сечений следует учитывать и чисто ядерные процессы типа перерасеяния падающих и вторичных частиц в ядре. Такая интерпретация данных работы [24] по инклюзивному рождению протонов была дана в [26].

Итак, сделаем следующие выводы:

1) в отличие от реакций с выходом частиц назад в механизме реакции при $\theta < 180^\circ$ наступает смена режима, а именно, партоны, составляющие нуклон и флюкton, испытывают теперь жесткие соударения с большой передачей импульса;

2) согласно флюкtonному механизму в A^n -зависимости таких сечений следует ожидать небольших (\approx на 20—30%) увеличений показателя $n = 1$ в районе сравнимого вклада от флюкtonов с числом нуклонов k , отличающимся на единицу.

11. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ eD - и eA -РАСSEЯНИЕ

Рассмотрение глубоконеупругого рассеяния электронов на ядрах $eA \rightarrow e' + \dots$ [18] будем вести по аналогии с $ep \rightarrow e' + \dots$ элементарным процессом. Как и для нуклонов, в нашем случае главным является предположение о том, что нуклон, а здесь флуктон, можно представлять как совокупность невзаимодействующих партонов, которые распределены по импульсам согласно (36), (37).

Тогда основным элементарным подпроцессом является рассеяние электрона на кварке i -го вида во флуктоне с большой передачей импульса $q^2 = 4E_e E_e \sin^2(\theta/2) = -Q^2$. Сечение такого процесса имеет вид [21—22]:

$$\frac{d\sigma_i}{dQ^2 d\nu} = e_i^2 \frac{d\sigma_M}{dQ^2} \frac{x_k^i}{\nu} \delta\left(\frac{x}{k} - x_k^i\right). \quad (80)$$

Здесь $x_k^i = p_i/kp$ — доля импульса кварка во флуктоне из k нуклонов; p — импульс нуклона; $x = Q^2/2M\nu$, $\nu = E_e - E_{e'}$ — потеря энергии; $d\sigma_M/dQ^2 = 4\pi\alpha^2/Q^4$ — моттовское сечение. Используя функцию распределения партонов по импульсам $G_{q/h}^{(i)}$, запишем сечение глубоконеупругого процесса на ядре в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^A}{dQ^2 d\nu} &= \sum_{h,i} \beta_h^A B_h \int dx_k^i \frac{d\sigma_i}{dQ^2 d\nu} G_{q/h}^{(i)}(x_k^i) = \\ &= \frac{d\sigma_M}{dQ^2} \sum_{h=1}^A \beta_h^A B_h \frac{x}{k\nu} \sum_{i=1}^3 G_{q/h}^{(i)}\left(\frac{x}{k}\right) e_i^2, \end{aligned} \quad (81)$$

где B_h определяется формулой (35). Здесь мы пренебрегли импульсным распределением самих флуктонов, что допустимо, если переданные импульсы значительно выше характерного импульса ферми-движения флуктона внутри ядра. Это же сечение можно выразить через структурные ядерные функции

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^A}{dQ^2 d\nu} &= \frac{d\sigma_M}{dQ^2} \frac{1}{\nu} [\nu W_{2A}(Q^2, \nu) + \\ &+ 2\nu W_{1A}(Q^2, \nu) \operatorname{tg}^2(\theta/2)] (E_{e'}/E_e) \cos^2(\theta/2) \end{aligned} \quad (82)$$

(последнее слагаемое при малых углах рассеяния пренебрежимо мало), где

$$\nu W_{2A}(Q^2, \nu) = \sum_{h=1}^A \beta_h^A B_h \frac{x}{k} \sum_{i=1}^3 e_i^2 G_{q/h}^{(i)}(x/k). \quad (83)$$

Для дальнейших расчетов используем явный вид функции импульсного распределения кварков $G_{q/h}^{(i)}(x)$ в виде:

$$G_{q/h}^{(i)}(x) = \frac{1}{x} a_i k^2 (1-x)^{6k-3}; \quad x \rightarrow 1, \quad (84)$$

здесь выделен параметр a_i , определяемый из данных по упругому ep -рассеянию; k — число нуклонов во флуктоне. Напомним, что использование $G_{q/k}^{(i)}$ в виде (84) разумно лишь в асимптотической области, когда $x \rightarrow 1$. При переходе же в область средних значений x требуется его модификация.

Отметим, что для глубоконеупругого рассеяния на ядрах характерна возможность выхода за кинематические пределы в элементарном $ep \rightarrow e' + \dots$ процессе по переменным x распределения партонов в нуклоне, что типично для всех реакций кумулятивного типа.

Вначале рассмотрим наиболее простой случай глубоконеупругого рассеяния на дейтоне. Используя изотопическое соотношение

$$\nu W_{2n} \approx (2/3) \nu W_{2p}, \quad (85)$$

которое справедливо с точностью до 30%, что достаточно для полуколичественного расчета, получаем

$$\nu W_{2D} = \frac{5}{3} \nu W_{2p} + \frac{x}{2} \beta_d \sum_{i=1}^3 e_i^2 G_{q/2}^{(i)} \left(\frac{x}{2} \right). \quad (86)$$

Далее, предполагая, что распределение кварков во флуктоне $k = 2$ дейтона не зависит от вида i партонов, получаем

$$\nu W_{2D} = \frac{5}{3} \nu W_{2p} + \frac{5}{3} \beta_d \frac{x}{2} G_{q/2} \left(\frac{x}{2} \right). \quad (87)$$

Сравнение расчетов структурной функции νW_{2D} по формуле (87) с экспериментальными данными [28], где ввиду конечности Q^2 и ν скейлинговая переменная заменяется на x' [20, 27]:

$$x \rightarrow x' \equiv (\omega')^{-1} = Q^2 / (2M\nu + M^2), \quad (88)$$

дано на рис. 17. В расчете использовалась параметризация экспериментальных данных для νW_{2p} из работы [29]:

$$\nu W_{2p}(x') = \sum_{j=1}^3 b_j (1 - x')^{j+2}, \quad (89)$$

здесь $b_1 = 1,274$; $b_2 = 0,599$; $b_3 = -1,675$. Видно, что в области $\omega' \gg 1$ основной вклад в νW_{2d} дает первое слагаемое, а в области $\omega' \lesssim 1$ — второе. Согласие с экспериментом получено при значении $a\beta_d = 0,025$. Из условий нормировки (84) для протона и дейтона в предположении, что главный вклад в (89) дает первое слагаемое, можно получить оценку $a = 1,2$. Отсюда находим $\beta_d \approx 2\%$. Порядок этой величины тот же, что и для полученной в анализе ed -рассеяния с помощью форм-фактора F_2^I , который хорошо параметризует эксперимент в области больших q^2 . Поскольку сравнение на рис. 17 при $\omega' \lesssim 1$ также соответствует асимптотической

области $x \rightarrow 1$, что оправдывает выбор $G_{q/k}^{(i)}$ в виде (84), то согласие для значений β_d , получаемых в этих разных экспериментах, можно считать не случайным.

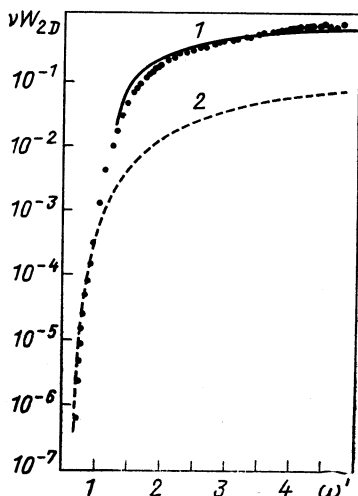


Рис. 17. Вклад в структурную функцию дейтона глубоконеупругого рассеяния на отдельных протоне и нейтроне (1) и на дейтоне как целом (2)

$G_{q/k}(x/k) = 0$ при $x/k > 1$). Тогда замечая, что при больших x для каждого заданного значения основной вклад в (84) дает член с $\bar{k} \approx x+1$, и используя приближенные формулы:

$$k! \approx \sqrt{2\pi} \exp[(k+1/2) \ln k - k]; \quad (90)$$

$$\beta_k^A \approx \frac{A}{k!} \left(\frac{V_{\xi}}{V_0} \right)^{k-1} = \frac{A}{k!} \beta_0^{k-1} \approx \frac{\sqrt{k}A}{\sqrt{2\pi} \beta_0} \exp[-k(\ln k - 1 - |\ln \beta_0|)]; \quad (91)$$

$$(1 - x/\bar{k})^{6(\bar{k}-1)+\gamma} \approx (1/x)^{6x+\gamma} \exp(-6), \quad (92)$$

находим для структурной функции выражение:

$$\nu W_2(x) \approx \exp(-ax), \quad (93)$$

где параметр a не зависит от атомного номера ядра и логарифмически растет с увеличением x :

$$a = 7 \ln x + |\ln \beta_0| + (\gamma + 1) \ln x/x - 1. \quad (94)$$

В работе [30] дан иной подход к расчету глубоконеупругого рассеяния, когда коллективный эффект учитывался с помощью модификации нерелятивистской волновой функции дейтона в области больших q^2 . По-видимому, это просто другая интерпретация одного и того же механизма. Трудности такого подхода возникнут в описании глубоконеупругого eA -рассеяния с $x \gg 1$, когда понадобится феноменологически вводить специфические многочастичные остаточные ядерные взаимодействия, обосновывать их и рассчитывать с ними соответствующие импульсные распределения.¹

Для понимания качественного поведения νW_{2A} при $x \gg 1$ в реакциях глубоконеупругого рассеяния электронов на ядрах воспользуемся тем, что в сумму (83) дают вклад члены с $k > x$ (ибо

Отсюда следует основной результат, что в реакциях глубоконеупругого рассеяния электронов ядрами должен наблюдаться сильный спад структурной функции при $x \gg 1$.

Итак, интерпретация глубоконеупругого ed -рассеяния на основе идеи о флуктонах дает основание предсказывать сечения глубоконеупругого рассеяния на ядрах, в частности, характер спада его структурной функции.

12. ВЕРОЯТНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ФЛУКТОНОВ В ЯДРАХ

Как уже отмечалось, первоначально идея флуктонов в ядрах возникла как представление о флуктуациях сжатия ядерного вещества в малых объемах, и вероятность их существования оценивалась на основе классической теории флуктуаций идеального газа. Теперь же видно, что для объяснения основных закономерностей кумулятивного эффекта и данных упругого и глубоконеупругого рассеяния электронов приходится углублять понятие флуктона, предполагая, что 1) реакция на нем идет как на объекте, в котором нуклоны теряют свою индивидуальность; 2) расчет соответствующих сечений и форм-факторов следует проводить на основе кварк-партоновых представлений о структуре флуктона. Пока здесь вероятности β_k^A выступали, по существу, как параметры. Использование этих величин для анализа указанных экспериментов показало, что радиус корреляций r_ξ во флуктоне всюду постоянен и равен $r_\xi = 0,75$ ферми — величине порядка кора NN -сил. Это наталкивает на мысль о глубокой связи кора как феноменологического понятия с микроструктурой двух и большего числа нуклонов на малых взаимных расстояниях, т. е. тем, что сейчас называют флуктоном или кварковым мешком в ядрах. Сделаем теперь расчет вероятности β_k^A на более реалистической основе [31], чем просто модель идеального ферми-газа. Для этого эксплуатируем основную гипотезу, что нуклоны ядра теряют свою индивидуальность в области корреляции $r < r_\xi$ и переходят в новое состояние — многокварковый объект. Последний можно рассчитать на основе одной из моделей квантовой хромодинамики.

Итак, переопределим β_k^A следующим образом:

$$\beta_k^A = b_k^A D_{kA} \quad (95)$$

где b_k^A — вероятность найти в ядре A обычный не сжатый кластер из k нуклонов; D_{kA} — вероятность найти этот кластер в состоянии флуктуационного сжатия. По существу, D_{kA} — вероятность фазового перехода k нуклонов в состояние $3k$ кваркового объекта. Расчет b_k^A можно выполнить обычными методами ядерной физики

и мы на этом останавливаться не будем. Величину D_k можно определить как интеграл по объему флюктона:

$$D_k = \int_{\tilde{V}_k} |\psi(1 \dots k)|^2 dV, \quad (96)$$

где ψ — волновая функция, определяющая движение центров тяжестей k нуклонов в системе их центра масс. Таким образом задача состоит в нахождении ψ -функции в области пространства порядка размеров кора, а это требует решения главного здесь вопроса — вычисления многочастичного ядерного потенциала отталкивания на малых расстояниях. По своему смыслу такой потенциал есть разность энергий $3k$ -кваркового адронного мешка (истинного состояния адронной материи на малых расстояниях) и массы k нуклонного кластера (ее состояния на расстояниях вне кора):

$$V_k^c = E(3k) - km_N c^2. \quad (97)$$

Начнем с уравнения для простейшего случая двухбарионных состояний

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (\tilde{V} + \Theta(R_c - \rho) V_0 - \varepsilon) \right] \chi(\rho) = 0, \quad \chi = \rho\psi. \quad (98)$$

Здесь ρ — расстояние между нуклонами; \tilde{V} — притягивающий потенциал, обусловленный обменом мезонами; V_0^c — отталкивающий барьер; R_c — радиус «кора». Высоту барьера V_0^c , следуя [32], найдем как разность энергии 6 -кваркового адронного «дейтонно-подобного» мешка и массы дейтона

$$V_2^c = E(6) - 2m_N c^2. \quad (99)$$

Для расчета $E(3k)$ используем модель сферического адронного мешка «MIT — bag» [33], где масса $3k$ -кварковой системы определена выражением

$$E(3k) = E_v + E_0 + E_Q + E_M, \quad (100)$$

где E_v — энергия внешнего давления, не позволяющая кваркам оказаться за пределами мешка; E_0 — «нулевая» энергия поля кварков; E_Q — вклад свободной и кинетической энергии кварков; E_M — энергия взаимодействия кварков. Расчет [12, 5] для шестикварковой системы дает $V_2^c(6) = 0,27 \text{ ГэВ}$. Решение уравнения (98) имеет вид:

$$\chi(\rho) = \begin{cases} \chi_1(\rho) = c_1 \text{sh}(\rho\rho), & \rho < R_c, \quad \rho = \sqrt{2\mu V_2^c/\hbar^2}; \\ \chi_2(\rho) = c_2 \exp(-a\rho), & \rho \geq R_c, \end{cases} \quad (101)$$

где $\chi_2(\rho)$ — «обычная» волновая функция дейтона, определяющая его средние характеристики: размер, энергию связи и т. д., так что параметр a фиксирован: $a = 1/R_d$; $R_d = 1,7 \text{ ферми}$.

Коэффициенты c_1 и c_2 определяются из условия сшивания χ_1 и χ_2 в точке $\rho = R_c$ и нормировки. В итоге получаем

$$D_2 = \int_0^{R_c} d\rho |\chi_1(\rho)|^2 = \frac{aR_c}{2} \left[\frac{\text{ch}(2x)}{2x} - 1 \right] \frac{\exp(-2aR_c)}{\text{sh}^2 x}; \quad x = \rho R_c. \quad (102)$$

Подставив сюда $R_c = 0,5$ ферми, находим $D_2 \approx 8 \cdot 10^{-2}$.

Основная трудность расчета D_h для большого числа нуклонов состоит в том, что уравнение (98) становится многомерным и переменные в нем не разделяются. Здесь, однако, можно воспользоваться специальным выбором коллективной переменной ρ , отвечающей переходу во флуктонное состояние:

$$\rho^2 = (1/k) \sum_{i>j} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2. \quad (103)$$

Остальные $3k - 4$ переменных являются гиперуглами в $3(k - 1)$ -мерном пространстве. Из определения (103) следует, что $\langle \rho^2 \rangle$ связано с размером системы $\langle R_h^2 \rangle$ и среднеквадратичным расстоянием между нуклонами $\langle r^2 \rangle$:

$$\langle \rho^2 \rangle = k \langle R_h^2 \rangle = (k - 1) \langle r^2 \rangle. \quad (104)$$

Волновую функцию k -нуклонного кластера ищем в виде

$$\psi(1 \dots k) = \rho^{(3k-4)/2} \sum_{K\gamma} \chi_{K\gamma}(\rho) U_{K\gamma}(\Omega_\rho, \Omega_{st}). \quad (105)$$

Здесь $U_{K\gamma}$ зависят от углов в координатном и спин-изоспиновом пространстве и обеспечивают антисимметризацию полной волновой функции [34]. Функции $\chi_{K\gamma}$ находим из уравнения

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{L_K(L_K+1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E + V_{K\gamma}^{K\gamma}) \right] \chi_{K\gamma} = \sum' V_{K\gamma}^{K'\gamma'} \chi_{K'\gamma'}, \quad (106)$$

где $L_K = K + (3/2)(k - 2)$; $V_{K\gamma}^{K'\gamma'}$ — матричные элементы потенциалов взаимодействия. Нас интересует область малых ρ , в которой доминирует «центробежный» потенциал $L(L + 1)/\rho^2$, поэтому в методе K -гармоник достаточно ограничиться нулевой итерацией по недиагональным матричным элементам $V_{K\gamma}^{K'\gamma'}$, при этом основной вклад в сумму (105) дает слагаемое с минимально возможным K :

$$K_{\text{мин}} = \sum_{i=1}^k (l_i + 2n_i), \quad (107)$$

здесь l, n — орбитальный момент и главное квантовое число нуклонов в кластере. Для легких ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ $K_{\text{мин}} = 0$ и быстро растет для более тяжелых ядер. В итоге получаем

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{L(L+1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} \tilde{V}(\rho) + \Theta(R_c(k-1)^{1/2} - \rho) V_k^c - E \right] \chi_k = 0. \quad (108)$$

Как и для дейтона, найдем величину кора в k -нуклонной системе с помощью соотношения (97). Соответствующие значения V_k^c , рассчитанные в модели «MIT — bag» [33], приведены в табл. 2.

Таблица 2

k	1	3	4	5
$V_k^c, \text{Гэв}$	0,27	0,80	0,99	1,37

а также на рис. 18. Ядерную часть потенциала $\tilde{V}(\rho)$ выбираем простейшим образом — в виде гармонического осциллятора. Реше-

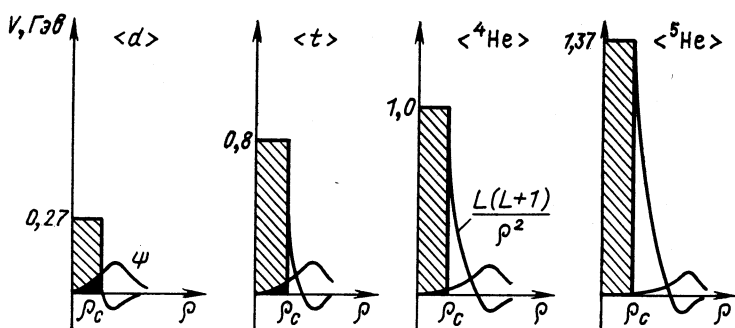


Рис. 18. Поведение волновой функции под кором

ния уравнения (108) ищем в двух областях:

$$\chi(\rho) = \begin{cases} c_1 \sqrt{\rho} I_{L+1/2}(\rho\rho), & \rho < \rho_c, \quad p = \sqrt{2mV_k^c/\hbar^2}; \\ c_2 \rho^L \exp(-(\rho/R_k)^2/2), & \end{cases} \quad (109)$$

где $\rho_c = R_c(k-1)^{1/2}$; R_k — радиус нуклонного кластера; $I_\lambda(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента.

Используя (96), (109) и условие нормировки, для вероятности находим

$$D_k = \int_0^{\rho_c} d\rho |\chi|^2 = \frac{(\rho_c/R_k)^{2L+1}}{\Gamma(L+1/2)} (1 - d^2 + d \frac{2L+1}{p\rho_c}); \quad (110)$$

$$d = I_{L-1/2}(p\rho_c)/I_{L+1/2}(p\rho_c).$$

Отсюда следует, что $D_k \sim (R_c/R_0)^{3k}$, т. е. соответствует феноменологической формуле (13), однако смысл этого выражения гораздо более глубокий. Результаты расчета вероятностей много-

барионных конфигураций по (110) приведены на рис. 19; всюду $R_c = 0,5$ ферми. Видно, что D_k сильно убывает с ростом k . Скачок в D_k при переходе от $k = 4$ (${}^4\text{He}$) к $k = 5$ (${}^5\text{Li}$) вызван увеличением $K_{\text{мин}}$ от нуля до единицы, что связано с началом заполнения новой оболочки с $l = 1$ при переходе от ${}^4\text{He}$ к ${}^5\text{He}$ (${}^5\text{Li}$) и запрещает одновременное пребывание всех пяти нуклонов в малом объеме из-за соотношения неопределенности. Значение вероятности двухбарионной системы в дейтоне 8 — 9% хорошо согласуется с данными по упругому рассеянию (см. разд. 6). Рассчитанные значения D_k носят предсказательный характер. Однако их порядок величины можно сравнить с соответствующим результатом анализа кумулятивного рождения частиц в $pA \rightarrow c + \dots$ реакциях. Величина $D_k^{\text{эксп}}$ определяется

$$D_k^{\text{эксп}} = \beta_k^A / b_k^A; \quad b_k^A = \left(\frac{A}{k}\right) \left(\frac{kV_0}{AV_0}\right)^{k-1}, \quad (111)$$

где β_k^A — величина, извлеченная из экспериментальных данных по кумулятивным реакциям ($r_{\xi}/r_0 = 0,63$). Видно, что рассчитанные вероятности в основном согласуются с соответствующими экспериментальными значениями.

Итак, нуклоны в области пространства порядка размеров самого нуклона теряют свою индивидуальность, и мы имеем дело уже с многокварковыми объектами — «кварковыми мешками в ядрах». Следствия в области релятивистской ядерной физики уже обсуждались. Однако флуктоны могут проявить себя и в нерелятивистской физике ядра как специфические многочастичные корреляции нуклонов отталкивательного типа. Учет такого типа корреляций может помочь, в частности, и в решении ряда проблем малонуклонных систем, таких как объяснение энергии связи легчайших ядер типа ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ описание их электрических форм-факторов в области второго максимума ($q \approx 1 \text{ Гэв}/c$) и некоторых других, которые пока не удается решить с помощью только парных NN -сил.

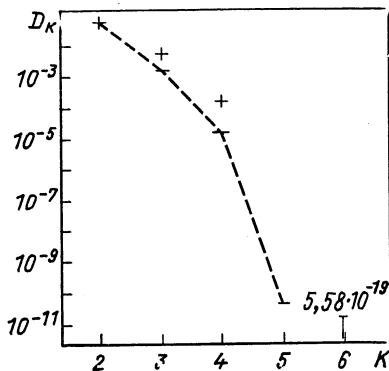


Рис. 19. Вероятность существования флуктонов с k нуклонами в ядрах

13. ДРУГИЕ ПОДХОДЫ

В последнее время появились работы, где объясняются те или иные закономерности кумулятивных реакций [35—42]. Остановимся здесь кратко лишь на идейной стороне тех из них, которые используют представления, отличные от флуктонных. (Близкие к изложенным нами расчеты проводились в работах [35], где вместо флуктонов использовался термин «коррелированные кластеры», и в [36], где флуктуации не вводились, но полагалось, что все ядро в какой-то мере может вести себя как кварковый объект.)

В работах [37, 38] строится модель адронного кластера (файрбола), который образуется в ядре как единая система при первом столкновении падающего нуклона с одним из ядерных. В этот момент его масса M_0 , скорость v_0 . На следующем этапе — с прохождением через ядро — этот файрбол испытывает ряд неупругих столкновений с ядерными нуклонами, за счет чего его масса возрастает до $M_{\text{крит}}$, а скорость падает до $v_{\text{крит}}$. (Эти величины зависят от длины пробега, сечения неупругого взаимодействия в ядре, атомной массы и др.) Вылетая из ядра (на третьем этапе), файрбол имеет в собственной системе высокую температуру и может распадаться (изотропно в собственной системе) с вылетом различных частиц (p , π и др.) по закону

$$W \sim \exp(-E/\tilde{T}_0). \quad (112)$$

В работе [37] показано, что переход в лабораторную систему дает (например, для «испарения» пионов)

$$W \sim \exp(-E_\pi/T_0), \quad (113)$$

где

$$T_0 = \tilde{T}_0 [(1 - v_{\text{крит}})/(1 + v_{\text{крит}})]^{1/2} \quad \text{для } \theta \approx 180^\circ; \quad (114)$$

$$T_0 = \tilde{T}_0 [(1 + v_{\text{крит}})/(1 - v_{\text{крит}})]^{1/2} \quad \text{для } \theta \approx 0^\circ. \quad (115)$$

Таким образом, природа кумулятивности в таких подходах связана с природой и механизмом образования и прохождения через ядро файрбола. Привлекательность модели в том, что она же используется для анализа других явлений нуклон-ядерного взаимодействия, таких как объяснение эффекта лидирующих частиц, расчета множественности и др. Трудности связаны с ее статистической природой и должны проявляться при переходе к легким ядрам, при анализе корреляционных и поляризационных явлений и т. п.

Другой подход [39] предполагает, что падающий адрон взаимодействует сразу с группой нуклонов в трубке. Сечение этого взаимодействия записывается в виде нуклон-нуклонного с заменой массы нуклонной мишени m_N на массу трубки m_T . Таким образом, предположение о кумулятивности заложено в саму основу

модели, причины ее не обсуждаются. Подход оказался очень плодотворным в интерпретации большого экспериментального материала по адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях.

В области промежуточных энергий ($E_0 \lesssim 1 \text{ Гэв}$) сейчас весьма популярен подход, развитый в [40], где интерпретируются данные по выходам протонов назад. Это импульсное приближение, в котором параметризуется волновая функция нуклона в ядре. Основной вопрос — откуда в ядре может возникнуть такой большой импульс, чтобы «отбросить» падающую частицу назад? Авторы считают, что накопление импульса одним из нуклонов происходит в результате многократного внутриядерного перерассеяния. Иными словами, утверждается, что в сложной многочастичной функции ядра может присутствовать такая высокоимпульсная одночастичная компонента. Однако получить ее в рамках обычных представлений о ядре авторами не удалось [41]. Модель сохраняет силу как удачная параметризация данных эксперимента. Наиболее реальным в таком подходе был бы учет парных короткодействующих корреляций нуклонов. Природа кора NN -сил, как было видно в разд. 12, связана с образованием другой фазы ядерного вещества в малом объеме V_{ξ} , что мы называем флуктоном. Однако, если кор задавать феноменологически, то о флуктонах можно не говорить (по крайней мере о флуктонах дейтонного типа с $k = 2$), а просто анализировать на этой основе имеющиеся данные. Так, предлагается делать в [42]. Однако надо помнить, что учет лишь парных корреляций не позволяет выйти за пределы двухчастичной кинематики, где и возникают наиболее интересные вопросы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем основные результаты, которые получены на основе введения представления о флуктонах в ядрах. Идея о флуктонах с использованием партонных представлений позволяет понять основные черты механизма адрон-ядерного и электрон-ядерного взаимодействий при высоких энергиях. Сюда входит интерпретация кумулятивных процессов, включая их особенности, связанные со сменой режима механизма реакции при переходе от углов $\theta = 180^\circ$ к малым углам регистрации вторичных частиц. При этом должна появляться корреляция в выходах кумулятивных и сопровождающих их частиц отдачи при углах разлета $\varphi \approx 180^\circ$. Эта же идея позволяет объяснить большую поляризацию вторичных частиц в кумулятивных реакциях [43]. Основным вопросом становится вопрос о проявлении кварковой фазы в ядерном веществе. Реальным конкурентом на эту роль в конечных ядрах являются флуктоны. Расчеты в модели кваркового мешка дают этому качественные основания. В то же время они позволяют связать понятие

отталкивательного кора в феноменологическом потенциале взаимодействия двух и (главное) нескольких нуклонов на малых расстояниях с представлением о кварковой структуре флуктонов. Недавно стали обсуждаться вопросы кварковой фазы в звездах [44]. Все эти проблемы формируют новое направление исследований, которое начали сейчас называть кварковой физикой ядра.

В заключение мы искренне благодарим В. В. Бурова, С. М. Доркина и Б. Л. Резника за большой вклад в те работы, которые были использованы нами при подготовке обзора. Большую пользу принесли нам обсуждения ряда вопросов с А. М. Балдиным, А. В. Ефремовым, В. А. Матвеевым и В. С. Ставинским, которым мы глубоко признательны. На протяжении всей работы над этой темой мы чувствовали постоянное внимание и заботу Д. И. Блохинцева, который, особенно в последний год своей жизни, активно поддержал развитие этого нового направления в лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А. М. — "ЭЧАЯ", 1977, т. 8, с. 429.
2. Блохинцев Д. И. — "ЖЭТФ", 1957, т. 33, с. 1295.
3. Лукьянов В. К., Польш Ю. С. — "ЭЧАЯ", 1974, т. 5, с. 955.
4. Arnold R. G. e.a. — "Phys. Rev. Lett.", 1975, v. 35, p. 776.
5. Комаров В. И. — "ЭЧАЯ", 1974, т. 5, с. 419.
6. Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. М., МИФИ, 1975.
7. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. — В кн.: Труды международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976. Т. 2. Препринт ОИЯИ, Д-9920, 1976, с. 432.
8. Герасимов С. Б., Георданэску Н. Сообщения ОИЯИ P2-7687, 1974.
9. Kadyshesky V. G., Mir — Kasimov R. M., Skachkov M. B. — "Nuovo cimento A", 1968, v. 55, p. 238; "ЭЧАЯ", 1972, с. 285.
10. Шапиро И. С. — "Докл. АН СССР", 1958, т. 106, с. 647.
11. Баюков Ю. Д. и др. — "Ядерная физика", 1973, т. 18, с. 1246; "Письма в ЖЭТФ", 1975, т. 21, с. 461.
12. Ажгирей Л. С. и др. — "ЖЭТФ", 1959, т. 33, с. 1185.
13. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. — "Nuovo cimento Lett.", 1973, v. 7, p. 719.
14. Brodsky S., Farrar G. — "Phys. Rev. Lett.", 1973, v. 31, p. 1153.
15. Burow V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I. — "Phys. Lett. B", 1977, v. 67, p. 46; Препринт ОИЯИ P2-10244, 1976.
16. Балдин А. М. и др. — "Ядерная физика", 1974, т. 20, с. 1201.
17. Allaby J. V. e.a. — In: Proc. 4 Intern. Conf. on High Energy Collisions. Oxford, V. 2, 1972, p. 85; Badhwar G. D., Stephens S. A., Golden R. L. — "Phys. Rev. D", 1977, v. 15, p. 820.
18. Burow V. V. e.a. Preprint JINR, E2-1109, 1978; Буров В. В. и др. — "Ядерная физика", 1978, т. 28, с. 321.
19. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F. — "Phys. Rev. Lett.", 1977, v. 38, p. 1516; Brodsky S. J., Chertok B. T. — "Phys. Rev. Lett.", 1976, v. 37, p. 269.
20. Kuti J., Weisskopf V. F. — "Phys. Rev. D", 1974, v. 4, p. 3418.
21. Brodsky S. J., Blencenbecler R., Gunion J. E. SLAC-PUB-1938, 1977.
22. Burow V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I. — Preprint JINR, E2-10680, 1977; "Изв. АН СССР, сер. физ.", 1978, т. 42, с. 38.

23. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. Препринт ОИЯИ, P2-10927, 1977.
24. Cronin J. W. e.a.—“Phys. Rev. D”, 1975, v. 11, p. 3105.
25. Brodsky S. J. SLAC-PUB-2009 T/E), 1977.
26. Алавердян Г. Б., Тарасов А. В., Ужинский В. В.—“Ядерная физика”, 1977, т. 25, с. 666.
27. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. Пер. с англ. М., “Мир”, 1975. |
28. Schütz W. P. e.a.—“Phys. Rev. Lett.”, 1977, v. 38, p. 259.
29. Riordan E. M. e.a. SLAC-PUB-1634, 1975.
30. Frankfurt L. L., Strikman M. I. Preprint LNPI-238. Leningrad, 1976.
31. Лукьянов В. К., Титов А. И., Доркин С. М. Препринт ОИЯИ, P2-11049 1977.
32. Matveev V. A., Sorba P. FERMILAB-PUB-77/36-THY, Batavia, 1977.
33. Chodos A. e.a.—“Phys. Rev. D”, 1974, v. 9, p. 3471; De Grand T. e.a.—“Phys. Rev. D”, 1975, v. 12, p. 2060.
34. Бадалян А. И. и др.—“Ядерная физика”, 1967, т. 6, с. 473.
35. Fujita T.—“Phys. Rev. Lett.”, 1977, v. 39, p. 174.
36. Smidt I. A., Blankenbecler R.—“Phys. Rev. D”, 1977, v. 15, p. 3321.
37. Gorenstein M. I., Zinovjev G. M.—“Phys. Lett. B”, 1977, v. 67, p. 100.
38. Калинин Б. Н., Чербу А. В., Шмонин В. Л.—Препринт ОИЯИ, P2-10783, 1977; Препринт ОИЯИ, P2-10784, 1977; Препринт ОИЯИ, P2-10785, 1977; Препринт ОИЯИ P2-11621, 1978.
39. Шуряк Э. В.—“Ядерная физика”, 1976, т. 24, с. 630; Berlad G., Dar A., Eilam G.—“Phys. Rev. D”, 1976, v. 13, p. 161.
40. Frankel S.—“Phys. Rev. Lett.”, 1977, v. 38, p. 1338; Amado R. D., Woloshyn R. M.—“Phys. Rev. Lett.”, 1977, v. 36, p. 1435.
41. Amado R. D., Woloshyn R. M.—“Phys. Rev. C”, 1977, v. 15, p. 2200.
42. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.—Физика элементарных частиц. В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, с. 139.
43. Efremov A. V. Preprint JINR, E2-11244, 1978.
44. Baum G. In: Proc. of Intern. Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich 1977. Ed. Loher M. P., p. 309.