

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МАЛОНУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ДЕЙТОНЕ И ЯДРАХ

М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Ленинград

На основе пространственно-временной картины Грибова — Фейнмана и приближения парной корреляции выведены основные уравнения для спектра кумулятивных нуклонов и π -мезонов.

Показано, что экспериментальные данные по рождению кумулятивных протонов и π -мезонов из дейтона, упругим и неупругим форм-факторам дейтона разумно описываются теорией.

Приведены доводы, основанные на различии в пространственно-временной картине рассеяния фотонов, антинейтрино, адронов, в пользу того, что существование короткодействующих малонуклонных корреляций в волновой функции ядра ответственно за наблюдаемый выход кумулятивных протонов и π -мезонов в рассеянии частиц высокой и, возможно, даже низкой энергии на ядрах.

On the basis of Gribov and Feynman space-time description and pair correlation approximation the basic equations for cumulative protons and π -mesons production are deduced.

It is shown that experimental data on cumulative protons and π -mesons production of deuteron, elastic and inelastic electromagnetic form-factors of deuteron are reasonably described by the theory. We give reasons based on the difference in space-time development for γ , $\bar{\nu}$ and hadron scattering for the short range few nucleon correlations in the nucleus wave function to be relevant for observed production of cumulative protons and π -mesons in high energy processes and possibly in low energy ones.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из центральных теоретических проблем физики элементарных частиц в настоящее время является вопрос, как происходит процесс сильного взаимодействия в пространстве — времени [1—3]. По-видимому, единственный экспериментальный способ исследования этой проблемы — изучать рассеяние быстрых частиц на ядре [4—5]. Для того чтобы превратить ядро в инструмент для исследования сильных взаимодействий, нужно научиться изменять контролируемым образом среднее расстояние между нуклонами ядра. Для ядерной физики вопрос о величине эффектов

малых расстояний в ядрах и о способе их описания представляет самостоятельный интерес. Цель обзора — показать, что отбор событий, содержащих кумулятивные частицы, увеличивает относительный вклад от конфигураций в волновой функции ядра, содержащих несколько нуклонов (два, три) на малых относительных расстояниях *. (Кумулятивными частицами мы, следуя [6], называем вторичные частицы, образующиеся в кинематической области, запрещенной для рассеяния на свободном нуклоне. Независимо от теоретической интерпретации этот термин удобен для обозначения указанной кинематической области.)

В разд. 1 на примере дейтона объяснено, почему в теоретическом описании рассеяния быстрых частиц на ядрах принципиальную роль играет корректный учет релятивистской структуры развития процесса сильного взаимодействия в пространстве — времени и почему применение привычных формул приводит к качественно неправильным выводам. Математический аппарат, развитый в этом разделе [7] на основе пространственно-временной картины Грибова [8], Фейнмана [1] (который мы будем называть приближением Грибова — Глаубера), позволил описать (практически без свободных параметров) в хорошем согласии с опытом экспериментальные данные по процессам в области, запрещенной для рассеяния на свободном нуклоне: упругие и неупругие электромагнитные форм-факторы дейтона, рождение кумулятивных протонов и, по-видимому, спектр кумулятивных π -мезонов.

Теоретический интерес к процессам с кумулятивными частицами обусловлен тем, что они составляют не убывающую с ростом энергии долю полного сечения. Кроме того, при высокой энергии для этих реакций малосущественны кинематические границы. Иными словами, с ростом энергии улучшается анализирующая (разрешающая) способность указанных реакций. Этим они выгодно отличаются от реакций, сечение которых убывает с увеличением энергии и которые при высоких энергиях уже не выражаются через волновую функцию дейтона (существенна реджезация нуклона), таких, как, например, реакции $pD \rightarrow Dp$, $\pi D \rightarrow NN$.

В разд. 1 также объяснено, что уже из-за кинематики (динамики) неупругих процессов при высокой энергии рассеяние быстрых частиц на ядрах является качественно лучшим инструментом для изучения короткодействующих корреляций в ядрах, чем процессы при низкой энергии. Указано, что в рамках гипотезы партонных (мультипериферизма) возникает световой скейлинг, что позволяет понять, как устанавливается независимость инклюзивных спектров от энергии начальных частиц в реакциях: $p + p \rightarrow \pi^+ + X$, $p + D \rightarrow p + X$, $p + D \rightarrow \pi + X$.

* В [6] на примере процесса $D + p \rightarrow \pi + X$, по-видимому, впервые предположили, что выходы кумулятивных частиц определяются малыми межнуклонными расстояниями в дейтоне.

В разд. 2, 3 обсуждается рождение кумулятивных частиц на ядрах. Как нам кажется, изложение основных фактов показывает, что мы имеем дело с явлением, заслуживающим систематического экспериментального и теоретического изучения.

Инклюзивное сечение рождения кумулятивного протона в рассеянии частицы a на ядре принято параметризовать в виде

$$E d^3\sigma^{a+A \rightarrow p+X}/d^3p = \sigma_{\text{in}}(aN) C_0 \exp(-B(\theta) p^2).$$

На опыте наблюдаются следующие закономерности.

1. Параметр B практически не зависит от вида налетающей частицы и номера ядра (от легких ядер типа ${}^4\text{He}$ до тяжелых типа Pb (см. рис. 12, 13)). С ростом энергии налетающей частицы E_a наклон B падает и при E_a порядка нескольких гигаэлектронвольт (в пределах ошибок) не зависит от энергии налетающей частицы (см. рис. 13, 18). Близки спектры протонов из D и ${}^4\text{He}$ (см. рис. 7).

2. Наклон B зависит от угла вылета кумулятивного нуклона (см. рис. 15).

3. Постоянная C_0 растет с ростом энергии. При E_a порядка нескольких гигаэлектронвольт исчезает сильная зависимость от E_a . Для более тяжелых ядер постоянство C_0 наблюдается при больших E_a (см. рис. 20). При рассеянии фотона резкая зависимость C_0 от энергии исчезает при меньших энергиях, чем в случае адрона (см. рис. 24).

В анализе экспериментальных данных по кумулятивному рождению протонов, проведенном группой ИТЭФ [9], эти факты были объединены под названием ядерного скейлинга.

4. Сравнение экспериментальных данных по рождению кумулятивных протонов γ -квантами и адронами показывает, что $f(p) = E(d^3\sigma^{a+A \rightarrow p+X}/d^3p)/\sigma_{\text{in}}(aN)$ [а не $\rho(p) = E(d^3\sigma^{a+A \rightarrow p+X}/d^3p)/\sigma_{\text{in}}(aA)$] слабо зависит от вида налетающей частицы. (Напомним, что в рамках гипотезы ядерного скейлинга [9] предполагают, что универсальным является $\rho(p)$, а не $f(p)$, и, следовательно, предполагают, что $C_\gamma/C_p \sim A^{1/3}$.) Во всяком случае практически одинакова зависимость C_0 от A — номера ядра, несмотря на то, что пространственная картина рассеяния γ и адронов и, следовательно, полные сечения различны: $\sigma_{\gamma A} \sim A$, $\sigma_{hA} \sim A^{2/3}$.

5. Отношение выходов p и π в запрещенной области $p/\pi = 100$ и слабо зависит от импульса кумулятивной частицы (см. рис. 16).

6. В процессах $\bar{\nu} + \text{Ne} \rightarrow \mu^+ + p + X$, $\nu + \text{CF}_3\text{Br} \rightarrow \mu^- + p + X$ наблюдалась предсказанная в [10, 11] корреляция между импульсом кумулятивного нуклона, используемого как триггер, и средним значением бьеркеновской переменной x для отображенных событий.

Перечисленные выше факты по совокупности, в особенности универсальность спектров (п. 1—4) и явное преобладание кумулятивных нуклонов над π -мезонами (п. 5), подсказывают, что эти нуклоны присутствовали в ядре до рассеяния и были выбиты налетающей частицей. В этом случае измерение спектров кумулятивных нуклонов позволяет получить сравнительно прямую информацию о волновой функции ядра [10—13].

Для описания процесса рождения кумулятивных частиц на ядрах необходима информация о волновой функции ядра, содержащей нуклоны с импульсами, значительно превышающими средний. Наши современные знания о вероятности таких конфигураций и об их пространственной структуре весьма фрагментарны, так как в стандартных для ядерной физики расчетах роль таких конфигураций маскируется используемыми приближениями.

Для извлечения информации о волновой функции ядра необходимо знать, как взаимодействует быстрая частица с ядром. Лучшим «прибором» несомненно является взаимодействие лептонов с ядром, так как лептоны в основном взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. В то же время проблема описания взаимодействия быстрых адронов с ядром является предметом широких дискуссий. Однако в области энергий налетающих частиц ≤ 100 ГэВ (в которой и выполнены практически все эксперименты по рождению кумулятивных нуклонов), по-видимому, достаточно ограничиться глауберовской картиной. К тому же теоретическое описание спектра кумулятивных нуклонов в рамках гипотезы о малонуклонных корреляциях (МНК) в ядре сравнительно слабо зависит от деталей используемой картины.

Для качественного описания процесса рассеяния в разд. 2 используем представления, привычные для стандартной ядерной физики, однако основные формулы учитывают релятивистское запаздывание, отдачу, что проявляется, в частности, в иной, чем в квантовой механике, связи между волновой функцией и амплитудой рассеяния [7, 14]. Развитый в разд. 1 математический аппарат используется для описания вклада в спектр кумулятивных нуклонов от короткодействующих корреляций в волновой функции ядра, которые должны существовать из-за наличия кора в элементарном NN -взаимодействии. В приближении парной корреляции выведены основные формулы [10, 11] для спектра кумулятивных частиц с учетом глауберовского экранирования. (Напомним, что приближение парной корреляции успешно используется в ядерной физике при описании развала ядра фотоном [15], захвата медленных пионов ядром [16].) Обсуждаются альтернативные гипотезы Амадо — Волошина [12, 17, 18], Франкеля [13], Бланкенбеклера — Шмидта [19] и Вебера — Миллера [20], основанные на квантовомеханических представлениях о структуре ядра — обобщении приближения среднего поля.

Анализ экспериментальных данных по рождению кумулятивных нуклонов, выполненный в разд. 3, показывает, что естественная для ядерной физики гипотеза о наличии короткодействующих малонуклонных корреляций в ядре (в основном парной корреляции) позволяет объяснить универсальную зависимость C от A , разное энергетическое поведение C при рассеянии γ -квантов и нуклонов, универсальность B , угловую зависимость B . Обсуждены также существующие корреляционные данные в глубоко-неупругом и адронном рассеянии. Показано, что для легких ядер вычисление вероятности парной корреляции из данных по рождению кумулятивных протонов и из фотоядерных реакций, где парная корреляция наблюдалась в прямом эксперименте (см., например, [15]), приводит к близким числам (внутри фактора 2). Для ${}^4\text{He}$ наблюдаемый выход кумулятивных p , n согласуется (внутри фактора 1,5) с теоретическим расчетом высокоимпульсной компоненты волновой функции ${}^4\text{He}$. Несмотря на видимый успех гипотезы малонуклонных корреляций, полезно помнить, что для средних и тем более тяжелых ядер серьезную роль могло бы играть взаимодействие спектейторов с ядром, каскады, выбивание кумулятивного нуклона из тройной, четверной корреляции. Все эти вопросы практически не исследованы.

В разд. 3 также анализируются экспериментальные данные по рождению кумулятивных π -мезонов. Показано, что для легких ядер они согласуются с предположением, что π -мезоны происходят в основном из парной корреляции (внутри ее кинематической области!).

Показано также, что многие количественные характеристики процессов с рождением легких ядер D , T могут быть поняты, если ядра возникают в результате подхвата кумулятивных нуклонов, выбитых налетающей частицей из разных пар. Объяснено, как проверить эту интерпретацию данных. Сравняются альтернативные гипотезы [12, 13, 17—24] с экспериментальными данными.

В разд. 4 обсуждаются эксперименты, необходимые для окончательного выяснения природы кумулятивных частиц и для исследования пространственно-временной картины сильного взаимодействия (проблема прохождения рожденных частиц через ядро).

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ С ДЕЙТОНОМ

В разд. 3 показано, что представление о ядре как о системе, состоящей из нуклонов, оказалось плодотворным вплоть до импульсов нуклонов в ядре ~ 1 ГэВ/с, т. е. в области значительно более широкой, чем та область, в которой обычно применяются представления стандартной ядерной физики. Возникает вопрос: почему «работает» такая наивная картина и как описывать теоре-

тически рассеяние быстрых частиц на ядрах? В настоящем разделе на примере дейтона мы попытаемся ответить на эти вопросы.

В стандартной мезон-нуклонной теории сильного взаимодействия при большой константе связи единственным параметром, теоретически оправдывающим существование ядер как системы, состоящей только из нуклонов, является малая масса π -мезона [25], поэтому обнаружение простых закономерностей в спектрах кумулятивных нуклонов (где существенны импульсы $\gg m_\pi$) выглядит в этом подходе удивительным. В кварковой стандартной модели возникает другой критерий применимости представления о дейтоне как о системе из двух нуклонов. Это приближение, по-видимому, становится качественно неправильным при таких импульсах нуклона k , при которых существенно изменяется распределение кварков внутри нуклона [26]:

$$k > (1/3) \langle k_q \rangle. \quad (1)$$

Критерий (1) можно вывести в приближении так называемой демократической цепочки, популярном среди теоретиков, работающих в области квантовой хромодинамики. Считая $\langle k_q \rangle \sim 0,3$ ГэВ/с, получим $k > 0,9$ ГэВ/с.

Из сказанного выше следует эвристический критерий: теория должна одновременно учитывать, что дейтон состоит из двух нуклонов в области (1), а нуклоны состоят из кварков. Ключом к разрешению этой проблемы является корректный учет пространственно-временной картины рассеяния адронов при высокой энергии.

1. Почему важна пространственно-временная картина рассеяния. Для иллюстрации проблемы рассмотрим рождение нуклонов — спектейторов в процессе $\gamma + D \rightarrow p + \dots$ в импульсном

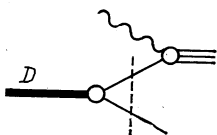


Рис. 1. Рассеяние γ на D в нерелятивистской теории дейтона

приближении. В нерелятивистской теории дейтона этот процесс в системе покоя дейтона, на первый взгляд, соответствует шредингеровской диаграмме рис. 1 (пунктирная линия указывает, что вначале D превратился в систему p, n , а затем произошло рассеяние). Покажем, что при достаточно высокой энергии вклад от диаграммы рис. 1 стремится к нулю. Для доказательства достаточно вычислить инвариантную энергию начального $s = (q + p_D)^2$ и промежуточного $s_{\text{int}} = (q + p_1 + p_2)^2$ состояний. Их разность стремится к ∞ при $q_0 \rightarrow \infty$:

$$s_{\text{int}} - s = 2q_0(M_{1,2} - M_D) + M_{1,2}^2 - M_D^2. \quad (2)$$

(Здесь $M_{1,2}$ — инвариантная масса для системы из двух нуклонов.) В результате сечение обсуждаемого процесса выражается через амплитуду элементарного процесса при бесконечном несохранении энергии (даже при $M_{1,2} - M_D \ll m_{\pi^1}$) и, следовательно, сечение равно нулю. Причина такого парадоксального результата — не учтено характерное для релятивистской теории пространственно-временное развитие процесса. В релятивистской теории [1, 2] налетающая частица за время $\sim q_0/m^2$ превращается в партоны, а взаимодействие с дейтоном происходит за конечный промежуток времени. В то же время в диаграмме рис. 1 взаимодействие происходит мгновенно ($t_{\text{int}} \sim 1/s_{\text{int}} - s$). Вывод: для построения последовательной теории рассеяния быстрых частиц на ядрах необходим метод, учитывающий корректно пространственно-временную картину сильного взаимодействия.

В ядерной физике иногда пытаются учесть релятивизм заменой шредингеровской диаграммы рис. 1 на фейнмановскую и отождествлением вершинных функций с волновой функцией D [27]. Такой подход имеет следующие недостатки.

1. Не понятно, почему можно ограничиться диаграммой рис. 1. Более того, для ядра вклад от рассеяния на кластере из нуклонов со спином $j > 3/2$ растет с энергией не медленнее, чем s^{2j-2} [28], т. е. нарушается сохранение вероятности (теорема Фруассара).

2. Волновая функция D включает состояния с отрицательной энергией, в результате вершинная функция $D \rightarrow NN$ содержит четыре независимых инварианта, а не два, как в стандартной теории [27], что обычно не учитывается при конкретных расчетах.

3. Сечение выражается через амплитуду вне массовой поверхности, которая, согласно квантовой теории поля, должна быстро падать с ростом виртуальности [29], что также не учитывается в расчетах.

4. Вклад от больших импульсов нуклонов нарушает унитарность — правила сумм Адлера, поскольку приближение, основанное на диаграмме рис. 1; не имеет вероятностной интерпретации (в волновой функции присутствуют состояния, которые нельзя выбить в процессе рассеяния [30]). Обсуждаемый способ не имеет предсказательной силы, так как для сравнения с опытом приходится делать необоснованные приближения (см. п. 2, 3) для каждого процесса в отдельности.

5. Отсутствует соответствие с реджеонной диаграммной техникой [31].

Если использовать в качестве волновой функции волновую функцию Бете — Солпитера на световом конусе [26, 19], то некоторые недостатки, перечисленные в п. 4, можно устранить [26].

2. Как учитывать пространственно-временную картину рассеяния. Перечисленные выше парадоксы — типичное проявление вакуумных флуктуаций. В релятивистской теории в любой точке

пространства и произвольный момент времени рождаются и аннигилируют вакуумные пары. Поэтому выделить волновую функцию на фоне вакуумных флуктуаций — не простая задача. Конструктивный способ предлагает партонная гипотеза Фейнмана [1], В. Н. Грибова [2, 8] *. В системе, где налетающий дейтрон быстро движется, все процессы протекают упорядоченно во времени, т. е. дейтрон превращается в систему партонов, летящих в том же направлении, которые затем взаимодействуют с мишенью, а вакуумные флуктуации (с импульсами $\gamma P_D \rightarrow \infty$) не дают вклада в рассеяние. Подробное обсуждение этих вопросов содержится в [8].

Для того чтобы проследить переход от физики партонов к традиционной ядерной физике, полезно разложить волновую функцию дейтрона (в системе, где его импульс $P_D \rightarrow \infty$) по адронным состояниям:

$$|D\rangle = |NN\rangle + |NN\pi\rangle + |\Delta\Delta\rangle + \dots, \quad (3)$$

где адроны, в свою очередь, состоят из точечных партонов. Состояния типа $|N\Delta\rangle$ имеют изоспин ≥ 1 и потому отсутствуют в (3). Амплитуду рассеяния быстрого дейтрона на фотоне можно записать как произведение амплитуды перехода D в реальные адроны h ($\Psi_{D \rightarrow h}$) на амплитуду взаимодействия этих адронов с фотоном:

$$A_{\gamma^* D \rightarrow X} = \int d\tau_h \Psi_{D \rightarrow h} A_{\gamma^* h \rightarrow X}. \quad (4)$$

Интегрирование в (4) осуществляется по состояниям с конечной (не растущей с энергией γ^*) массой m_h . Уравнение (4) по форме напоминает предложенное В. Н. Грибовым [2] дисперсионное представление по «массе» фотона для амплитуды рассеяния фотона на ядре. Это и есть релятивистское обобщение импульсного приближения (вывод см. в [30]).

Уравнение (4) имеет ряд очевидных достоинств.

1. Суммирование в уравнении (4) проводится по реальным промежуточным состояниям.

2. Процесс происходит с бесконечно малым несохранением энергии $E_h - E_D \approx (m_h^2 - M_D^2)/2P_D$ в вершине перехода $D \rightarrow h$. В результате, если выполнен фейнмановский или бьеркеновский скейлинг, амплитуда процесса $\gamma^* + h \rightarrow X$ входит на энергетической поверхности. (Этот вывод справедлив в рамках КХД, когда бьеркеновский скейлинг нарушается из-за логарифмических поправок. По существу, те же предположения делаются при выводе основных формул реджеонной диаграммной техники [31].) Последний результат позволяет непосредственно сравнивать (4) с экспериментом, так как единственные неизвестные величины

* Напомним, что партоноподобное описание возникает и в квантовой хромодинамике при выборе планарной калибровки.

в (4) — волновые функции, которые можно определить из анализа небольшой совокупности экспериментов.

3. Физика низкой энергии — переход $D \rightarrow h$ — отделена от физики высокой энергии. В (3) разложение идет по состояниям с определенной массой. Аналогия с дисперсионным представлением позволяет оценить качественно, какие конфигурации существенны в данном процессе. Теоретически разумно ожидать, что двухнуклонное приближение справедливо до порога рождения Δ , т. е. до $M_{NN}^2 = 4(m^2 + k^2) = 4M_\Delta^2$ или до $k \leq \sqrt{M_\Delta^2 - m_N^2} \approx 0,8$ ГэВ. (Данные фазового анализа [32] указывают, что фазы 3S_1 и 1S_0 в пределах погрешностей упруги в более широкой области, вплоть до $M_{NN}^2 \sim 9$ ГэВ².) Эта оценка области применимости двухнуклонного приближения согласуется с оценкой, основанной на модели кварков — уравнении (1). Отсюда вытекает, что представляет самостоятельный интерес обсудить следствия двухнуклонного приближения для волновой функции быстрого дейтона.

Разумно ожидать, что в двухнуклонном приближении волновая функция дейтона ψ_{NN} одинакова во всех системах отсчета, где дейтон быстрый. Тогда ψ_{NN} является собственной функцией операторов ω_3 и углового момента $\omega^2 = \omega_\mu \omega^\mu$ (ω_μ — оператор релятивистского спина [33]). Это позволяет отделить движение центра тяжести NN системы от внутреннего движения. В отличие от работ [34—37], в которых исследуются свойства волновых функций на световом конусе на основе группового подхода, мы исходим из динамического приближения. Предполагается, что быстрый дейтон задолго до взаимодействия [за время $\sim 2P/(M_{NN}^2 - M_N^2)$] переходит в систему свободных адронов, которые, в свою очередь, превращаются в партоны (на первом этапе роль партонов играют нуклоны, π -мезоны...). Предполагаем, что весь момент быстрого дейтона несут нуклоны.

Использование углового условия приводит к серьезным упрощениям.

1. Для бесспиновых нуклонов и дейтона волновая функция зависит только от инвариантной массы системы из двух нуклонов [34, 7].

2. С учетом спина нуклонов и дейтона дейтон описывается двумя независимыми волновыми функциями [7], как и в стандартной нерелятивистской теории дейтона. Отметим, что в рамках подхода [35], ограничивающегося анализом нескольких простейших диаграмм Фейнмана и не учитывающего специфики пространственно-временной картины процесса сильного взаимодействия при высокой энергии, дейтон описывается шестью независимыми функциями, зависящими от двух аргументов.

Используя (4), можно выразить сечения ряда интересных процессов через волновую функцию дейтона. Мы приведем оконча-

тельные ответы и результаты численных расчетов (более подробное обсуждение см. [30]).

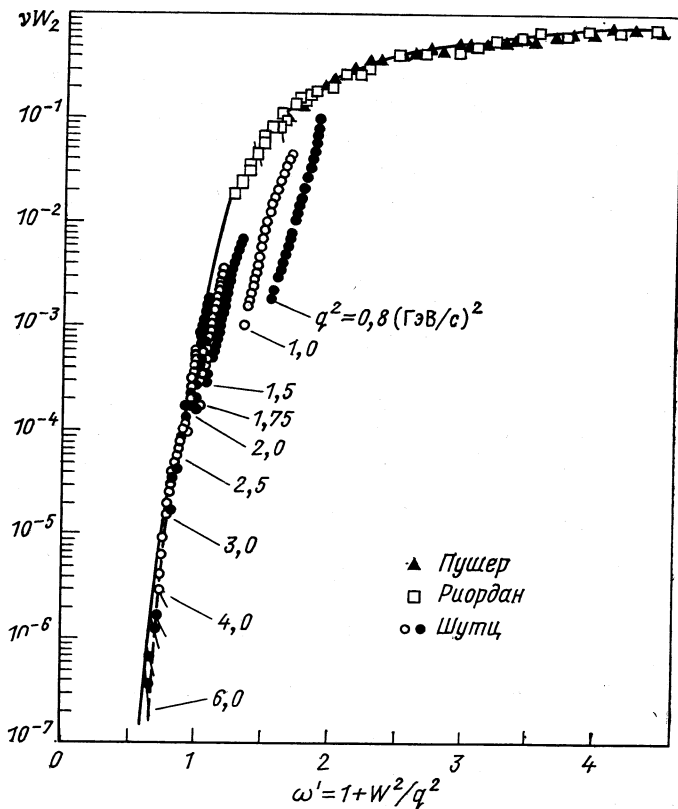


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных [42] с расчетом по формуле (6).

Сплошная и пунктирная кривые — расчеты с волновыми функциями Хамада — Джонстона и Рейда с мягким кором

3. Структурная функция ϵD -рассеяния в области, запрещенной для рассеяния на свободном нуклоне. Используя (4), в бьеркеновском пределе получаем:

$$F_{1D}(x, q^2) = \int \frac{F_{1N}}{\alpha}(x/\alpha, q^2) \psi_D^2(k) d^3k; \tag{5}$$

$$F_{2D}(x, q^2) = \int F_{2N}(x/\alpha, q^2) \psi_D^2(k) d^3k; \tag{6}$$

$$\int \psi_D^2(k) d^3k = 1; \tag{7}$$

$$\alpha = (1 + k_3/\sqrt{k^2 + m^2}). \tag{8}$$

Здесь $x = -q^2/v$, $v = 2p_{Dq}$, $F_{iN} = F_{ip} + F_{in}$, ψ_D^2 — сумма квадратов S -, D -волн в дейтоне. Уравнение (7) следует из (5) и (6), что можно проверить, используя правила сумм Адлера или правило сумм, отвечающее сохранению полного момента. В часто используемом в литературе формализме Веста [38] это правило сумм, т. е. унитарность, нарушается [39].

Уравнения (5) и (6) имеют наглядную партонную интерпретацию: вероятность найти партон в дейтоне, несущий долю импульса x , равна произведению вероятности найти нуклон в дейтоне с долей импульса дейтона α на вероятность найти партон в нуклоне с долей импульса x/α .

На рис. 2 изображен результат расчета $F_{2D}(x)$ по формуле (6) в области $x > 1$. В качестве $\psi_D(k)$ использовались модифицированная волновая функция Хамада — Джонстона с твердым кором [40] и волновая функция Рейда с мягким кором [41]. Для выбора волновой функции дейтона с кором существуют определенные теоретические аргументы, основанные на модели кварков [10, 14] (см. также следующий раздел). Для $F_{2n}(x)$ использовалась интерполяционная формула $F_{2n}(x) = (1 - (3/4)x) F_{2p}(x)$, которая неплохо описывает экспериментальные данные при $x < 1$. Для сравнения теоретической кривой с экспериментальной мы воспользовались экспериментальным наблюдением [42], что ранний скейлинг наступает в переменной Блума — Гилмана $\omega' = 1/x + m_N^2/(-q^2)$. Результаты расчета неплохо согласуются с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2.

4. Упругие электромагнитные форм-факторы дейтона и преобразование Мелоша. В с.ц.и. eD и $P_D \rightarrow \infty$, где $q = (0, -q_{\perp}^2/4P_D, q_{\perp})$, рождение фотоном пар из вакуума подавлено и расчет форм-факторов сводится к вычислению треугольной диаграммы рис. 3 (нековариантной теории возмущений) с вершинами, удовлетворяющими угловому условию. При расчете необходимо выбрать временную (поперечную) поляризацию фотона для электрического, квадрупольного (магнитного) форм-фактора и поперечные поляризации дейтона*. Процедура вычисления форм-факторов здесь та же, что и в дисперсионном подходе.

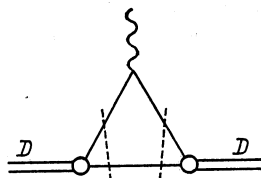


Рис. 3. Треугольная диаграмма нековариантной теории возмущений в системе с бесконечным импульсом дейтона

Вершину перехода $D \rightarrow NN$ выбираем лоренц-инвариантной и требуем, чтобы в системе покоя D спин системы NN совпадал со спином D . Таким образом, мы выделяем движение центра тяжести для NN -

* Такой выбор поляризации необходим для того, чтобы подавить вклад состояний с большой массой.

системы. По существу, изложенный способ реализует идею Меллоша. (Обсуждение и сравнение с [34] см. в [30].)

Пренебрегая спином D и N и ограничиваясь одночастичным приближением в операторе электромагнитного тока, имеем:

$$\left. \begin{aligned} F_D(q_{\perp}^2) &= \int \frac{d\alpha d^2k_{\perp}}{\alpha(2-\alpha)} \varphi(M_i^2) \varphi(M_j^2) F_N(q_{\perp}^2); \\ M_i^2/4 &= (m^2 + k_{\perp}^2)/\alpha(2-\alpha) = m^2 + k^2; \\ M_j^2/4 &= \{m^2 + [k_{\perp} - (1-\alpha/2)q_{\perp}]^2\}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В (9) форм-фактор нуклона входит на энергетической поверхности [30]. Уравнение типа (9) обсуждал М. В. Терентьев для составной модели адрона, в которой кварки точечные.

Уравнение (9) отличается от формул нерелятивистской квантовой механики тем, что переданный импульс входит в аргумент волновой функции с множителем $(1 - \alpha/2)$, а не $1/2$. Этот множитель учитывает отдачу, т. е. закон сохранения энергии, и указывает, что более быстрой из двух частиц легче передать поперечный импульс, что следует из лоренцевой кинематики. Для монотонно убывающих функций этот эффект приводит к замедлению падения форм-фактора с ростом q^2 по сравнению с квантовомеханическим расчетом [34].

Поскольку учет вращения спина дейтона и нуклонов приводит к громоздким формулам, мы их здесь не приводим. (Более подробное обсуждение см. в [31].) На рис. 4, 5 результаты расчета $A(q^2)$ и $B(q^2)$, основанного на волновых функциях Хамада — Джонстона и Рейда с мягким кором, сравниваются с экспериментальными данными [43, 44]. Электрический форм-фактор нейтрона взят в стандартном виде [44]:

$$G_{En} = -\tilde{\eta} G_{Mn}(q^2)/(1 + 5,4\tilde{\eta}), \quad \tilde{\eta} = q_{\perp}^2/4M_N^2. \quad (10)$$

Некоторое улучшение согласия с опытом по сравнению со стандартным квантовомеханическим расчетом объясняется тем, что учет отдачи несколько замедлил падение форм-факторов A , B с ростом q_{\perp}^2 .

Вывод: волновые функции D типа Хамада — Джонстона или Рейда с мягким кором не противоречат опыту вплоть до импульсов $k \lesssim 1$ ГэВ/с.

5. Спектр кумулятивных нуклонов — спектейторов. Из уравнения (4) получаем при $\nu \rightarrow \infty$ выражение для спектра кумулятивных протонов — спектейторов для процесса $a + D \rightarrow p + X$:

$$E d^3\sigma/d^3p = \kappa_a \sigma_{\text{полн}}^{an}(\alpha\nu) \sqrt{m^2 + k^2}/(2-\alpha)^{-1} \psi_D^3(k). \quad (11)$$

Вклад в спектр от нуклонов, возникающих в результате рассеяния на быстро движущемся нуклоне пары, равен

$$E \frac{d^3\sigma^{a+D \rightarrow p+\dots}}{d^3p} = \int d^3k \psi_D^2(k) \sum_{N=p, n} E \frac{d^3\sigma^{a+N \rightarrow p+X}}{d^3p} (\beta v, p_{\perp} + (\alpha/\beta) k_{\perp}, \alpha/\beta), \quad (12)$$

где связь между β и k описывается уравнением (8). Для нуклонов, летящих в заднюю полусферу, вклад (12) невелик, и в дальнейшем мы пренебрежем им. Начальная частица, рассеиваясь на

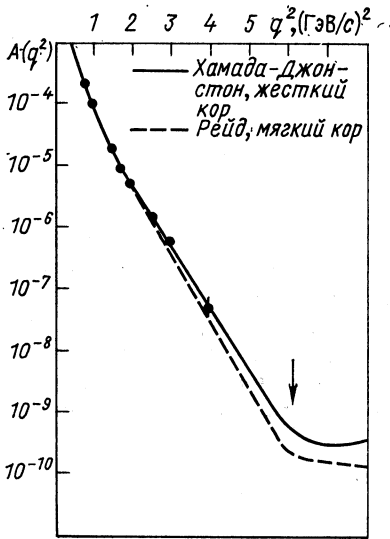


Рис. 4. Расчет форм-фактора $A(q^2)$ с учетом релятивистских эффектов. Экспериментальные данные взяты из [43]

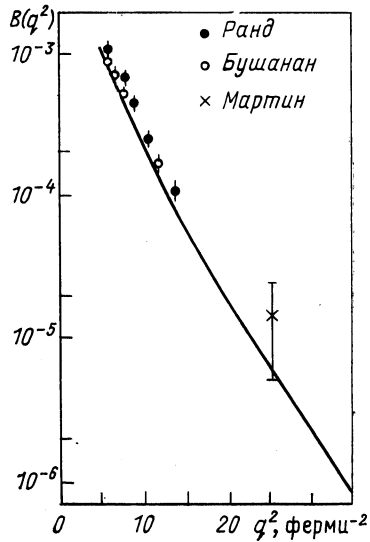


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных для магнитного форм-фактора дейтона [44] с расчетом, проведенным с учетом релятивистских эффектов

нуклоне дейтона, движущемся назад, замедляет его. В результате необходимы большие импульсы нуклона в волновой функции дейтона по сравнению со спектейторным механизмом. Однако в дифракционных процессах, которые составляют небольшую часть полного сечения $[(\sigma_{упр} + \sigma_{дифр}/2)/\sigma_{полн} \sim 1/4$ при высокой энергии], можно передать небольшой импульс нуклону, который движется назад. Этот вклад, по-видимому, дополнительно подавлен вследствие взаимодействия в конечном состоянии, так как рассеянный нуклон и нуклон-спектейтор в среднем остаются на

малых относительных расстояниях. Такой механизм приводит к процессам с небольшой множественностью, ассоциированной с присутствием в событии кумулятивного нуклона.

При рассеянии быстрых адронов (фотона) импульсное приближение дает завышенное значение сечения, так как при этом не учитывается тот факт, что начальная частица не может рассеяться на обоих нуклонах дейтона, когда они лежат на одном прицельном параметре. Поскольку в расчете спектра кумулятивных нуклонов существенно меньшие межнуклонные расстояния в дейтоне, чем в средней конфигурации, экранировка спектра кумулятивных нуклонов [т. е. фактор κ_a в (11)] ожидается существенно большей, чем в случае полных сечений. (В силу правил АГК [45] вклад типа (12) не экранируется, если пренебречь взаимодействием в конечном состоянии.)

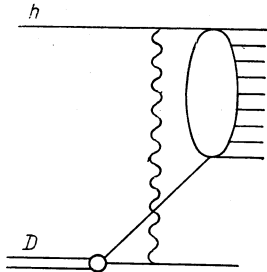


Рис. 6. Экранировочный график для спектрового механизма

В рамках реджеонной диаграммной техники [31] и правил АГК [45] расчет экранировки сводится к вычислению реджеонных диаграмм рис. 6 (волнистая линия на рис. 6 соответствует амплитуде упругого NN -рассеяния на энергетической поверхности). Отметим, что взаимодействие между нуклонами, которое происходило в промежуток времени между обемами реджеонами, эффективно не дает вклада в силу унитарности S -матрицы.

Величина $(1 - \kappa_a)$, которая соответствует рис. 6, дается уравнением

$$1 - \kappa_a = \frac{1}{(2\pi)^2} \int f^2(q_{\perp}) \psi(\alpha, k_{\perp} + q_{\perp}) / \psi(\alpha, k_{\perp}) d^2q_{\perp} - \frac{1}{4(2\pi)^4} \int f(q_{1\perp}) f(q_{2\perp}) f(q_{1\perp} + q_{2\perp}) \psi(\alpha, k_{\perp} + q_{1\perp}) \times \psi(\alpha, k_{\perp} + q_{2\perp}) / \psi^2(\alpha, k_{\perp}) d^2q_{1\perp} d^2q_{2\perp}, \quad (13)$$

где $f(q_{\perp})$ — амплитуда упругого aN -рассеяния $\text{Im } f(0) = \sigma_{\text{полна}} N$.

При энергиях ~ 100 ГэВ становятся существенными эффекты типа трехмерного вклада в (12) и неупругого экранирования в (11).

При небольших импульсах кумулятивных нуклонов важную роль играют процессы квазиупругого развала дейтона. При импульсах кумулятивного нуклона $\gtrsim 300$ МэВ/с вклад от квазиупругих процессов, по-видимому, подавлен из-за взаимодействия в конечном состоянии. (В этих процессах, как известно, энерговыделение мало.) Чтобы грубо учесть этот факт в конкретных расчетах спектров, мы заменим в формуле (11) $\sigma_{\text{полн}}^{aN}$ на $\sigma_{\text{ин}}^{aN}$. При

вычислении экранировки принималось также, что s -канальная спиральность сохраняется.

С увеличением энергии налетающих частиц пренебрежение взаимодействием в конечном состоянии при рассеянии на коррелированной паре становится все более теоретически оправданным. Действительно, в элементарном акте с увеличением энергии налетающих частиц растет доля неупругих процессов, в которых выделяется значительная энергия. Следовательно, в таких процессах значительная энергия может быть передана дейтону, и нет оснований для значительного взаимодействия в конечном состоянии.

Важным следствием (11)—(13) учета пространственно-временной картины Грибова — Фейнмана является предсказание анизотропности спектра кумулятивных нуклонов, что очевидно, если использовать уравнения (8), (15) и (11)—(13).

Сделаем небольшое отступление. Рассмотрим, как устанавливается фейнмановский скейлинг.

Поскольку экспериментальные данные имеются только при сравнительно невысокой энергии, непосредственное сравнение (11)—(13) с опытом невозможно. Дальнейший анализ основывается на дополнительной физической идее. Кажется очевидным, что для того, чтобы короткодействующая корреляция (большие α) давала заметный вклад в сечение, время жизни флуктуации $2P_D / (M_{NN}^2 - M_D^2)$ должно быть существенно больше, чем характерное время для сильного взаимодействия:

$$2P_D / M_{NN}^2 - M_D^2 \gg 1/m_p. \quad (14)$$

Это условие соответствует требованию, чтобы амплитуда элементарного процесса входила на энергетической поверхности.

Из (14) следует, что принятый в литературе способ сравнения асимптотических формул с опытом путем отождествления $x = p/p_{\text{макс}}$ неудовлетворителен, так как согласно (14) область больших x несущественна (недостижима) при умеренной энергии. Чтобы учесть серьезное нарушение фейнмановского скейлинга, существующее в силу закона сохранения энергии [условие (14)], выберем в качестве скейлинговой переменной

$$\alpha = 2(E_N + p_{Nz}) / (E_D + p_{Dz}) \approx (\sqrt{m^2 + p^2} - p_3) / M_N. \quad (15)$$

Эта переменная отличается тем, что не зависит от системы координат и при конечной энергии область допустимых p , следовательно, и α , обрезается в силу закона сохранения энергии ($\alpha \rightarrow 2$ может быть достигнуто только при бесконечной энергии!). На самом деле, область применимости формул, по-видимому, несколько уже, чем дает ограничение по фазовому объему, так как вблизи края условие (14) не выполнено. По существу, мы вернулись к идее Янга о предельной фрагментации [46], объединив ее с фейнмановским скейлингом.

Из неравенства (14) следует, что с увеличением энергии:

а) увеличивается кинематически разрешенная область для парной корреляции [уравнение (9)], этот факт хорошо известен в адронной физике как уменьшение $t_{\text{мин}}$ при увеличении энергии;

б) уменьшается виртуальность амплитуды элементарного процесса, входящего в (11), (12).

В результате абсолютный вклад от процессов типа (11) растет с ростом энергии. Этот эффект особенно ярко проявляется для кумулятивных нуклонов

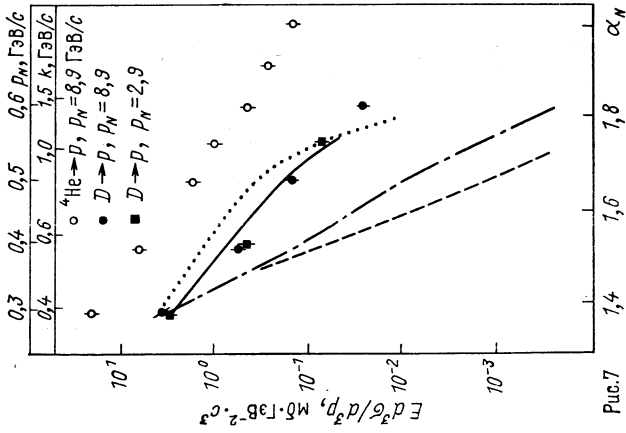


Рис. 7

Рис. 7. Рождение кумулятивных протонов в pD - и p He-рассеянии при $\theta = 180^\circ$ для $p_N = 8,9$ ГэВ/с [47] и $p_N = 2,9$ ГэВ/с [49]; — расчет по (11)–(13); вклад импульсного приближения; — Шмигта в предположении α -скейлинга и $x = (p_{ц.м.}/p_{ц.м.макс})$ -скейлинга [19]; — из [47]; — и — — — — — подгонка к данным [50] при $E_N = 100$ и 400 ГэВ в предположении α -скейлинга и скейлинга в переменных $p/p_{макс} \approx E/E_{макс}$ в с. ц. м.

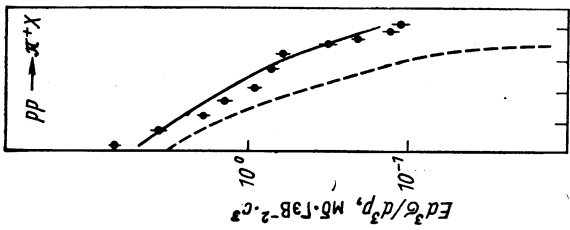


Рис. 8

Рис. 8. Проверка α -скейлинга для реакции $pp \rightarrow p + X$; — расчет по (11)–(13); вклад импульсного приближения; — Шмигта в предположении α -скейлинга и $x = (p_{ц.м.}/p_{ц.м.макс})$ -скейлинга [19]; — из [47]; — и — — — — — предсказание модели Бланкенбергера — Шмигта в предположении α -скейлинга и $x = (p_{ц.м.}/p_{ц.м.макс})$ -скейлинга [19]; — расчет по уравнению (16)

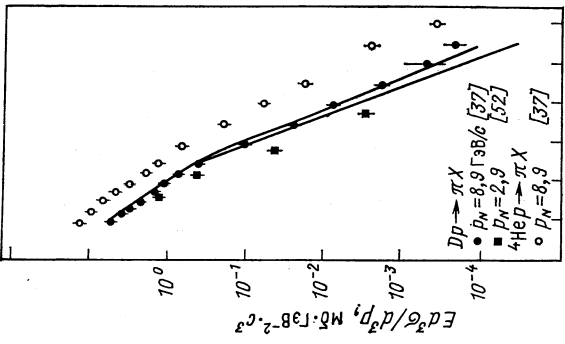


Рис. 9

Рис. 9. Рождение кумулятивных протонов в pD - и p He-рассеянии при $\theta = 180^\circ$ для $p_N = 8,9$ ГэВ/с [47] и $p_N = 2,9$ ГэВ/с [49]; — расчет по (11)–(13); вклад импульсного приближения; — Шмигта в предположении α -скейлинга и $x = (p_{ц.м.}/p_{ц.м.макс})$ -скейлинга [19]; — из [47]; — и — — — — — предсказание модели Бланкенбергера — Шмигта в предположении α -скейлинга и $x = (p_{ц.м.}/p_{ц.м.макс})$ -скейлинга [19]; — расчет по уравнению (16)

с большим p вблизи кинематической границы. Физическая причина роста весьма наглядна: для того чтобы мгновенно выбить коррелированную пару, необходимо передать большую энергию этой паре, что возможно только при рассеянии частиц достаточно высокой энергии.

На рис. 7 приведены экспериментальные данные для процесса $pD \rightarrow p + \dots$, где протоны летят строго назад при разных начальных энергиях [47—49]*. Из рис. 7 видно, что с увеличением энергии налетающих частиц вклад от кинематической области спектейторов $T_{\text{кин}} \leq 100$ МэВ слабо меняется и просто добавляется вклад от больших импульсов. (То же явление, по-видимому, наблюдается и для выходов кумулятивных нуклонов на ядрах и для процессов $pp + \pi + \dots$ [47, 50], $pD, \rightarrow \pi + \dots$, представленных на рис. 8, 9 [47, 49].

Экспериментальные данные по реакции $pD \rightarrow pX$ сравниваются с теоретическим расчетом, основанным на уравнениях (11)—(13), и с использованием волновой функции Хамада — Джонстона и $\alpha = (\sqrt{m^2 + p^2} - p_3)/M_N^{**}$). Наблюдаемое систематическое превышение теоретического расчета по сравнению с экспериментальными данными [47] (фактор $\sim 30\%$), по-видимому, можно связать с неопределенностями как в величине $\psi_D(k)$, так и в абсолютной нормировке экспериментальных данных [47]***.

Интересное явление ожидается [30, 51] в случае рассеяния быстрых частиц на поляризованном дейтоне. Из-за наличия кора S -волновая функция дейтона обращается в нуль при импульсах нуклона ~ 300 МэВ/с. В результате, если отбирать спектейторы с импульсом ~ 300 МэВ/с, то рассеяние будет происходить на D -волновой конфигурации и сечение будет зависеть от поляризации дейтона [30, 51].

6. Выход кумулятивных пионов. Из реджеонной диаграммной техники и правил АГК (в двухнуклонном приближении для волновой функции дейтона) следует, что отсутствует упругая и квазиупругая экранировка спектра кумулятивных π -мезонов [51].

В рамках релятивистского импульсного приближения инклюзивное сечение рождения кумулятивных пионов $\rho_D^\pi(x, p_\perp)$ можно выразить при высокой энергии через $\psi_D^\pi(k)$ и $\rho_N^\pi(x, k_D)$ — инклюзивное сечение реакции $NN \rightarrow \pi X$:

$$\rho_D^\pi(x, p_\perp) = \int \left[\rho_p^\pi\left(\frac{x}{\alpha}, p_\perp - \frac{x}{\alpha} k_\perp\right) + \rho_n^\pi\left(\frac{x}{\alpha}, p_\perp - \frac{x}{\alpha} k_\perp\right) \right] \psi_D^\pi(k) d^3k. \quad (16)$$

* Пересчет данных [49] от ядерной мишени (C, CH₂) к нуклонной выполнен нами.

** Напомним, что из форм-фактора удается определить волновую функцию только при $k < 1$ ГэВ/с.

*** Не учтенный нами несспектейторный вклад, который подавлен вследствие взаимодействия в конечном состоянии, может увеличить теоретическое значение на фактор $\sim 30\%$.

Последнее следует сравнить с часто обсуждавшимся в литературе выражением, полученным в формализме с виртуальным нуклоном [52] *:

$$\rho_D^\pi(x, p_\perp) = \int \alpha \left\{ \rho_p^\pi \left(\frac{x}{\alpha}, p_\perp - \frac{x}{\alpha} k_\perp \right) + \rho \frac{\pi}{n} \left(\frac{x}{\alpha}, p_\perp - \frac{x}{\alpha} k_\perp \right) \right\} \psi_D^2(k) d^3k, \quad (17)$$

где $\alpha = 2(M_D - \sqrt{m^2 + p^2} + p_3)/M_D$. Легко увидеть, что большие значения α в (16) соответствуют значительно меньшим импульсам в волновой функции, чем в (17). Это связано с тем, что в (17) отсутствует симметрия между спектейтором и нуклоном, на котором происходит рассеяние. Поэтому (16) предсказывает (при высокой энергии) значительно большее сечение выхода h при больших x , чем (17) (рис. 10). Для сравнения (15) с экспериментом, который пока выполнен при небольших энергиях, необходимо, во-первых, выяснить, в каких переменных быстро наступает скейлинг для реакции $ND \rightarrow \pi X$, и, во-вторых, необходимо

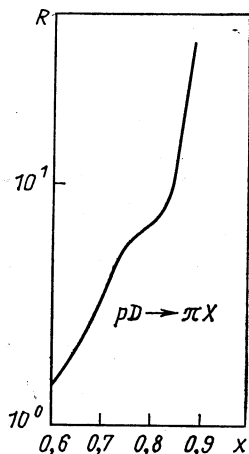


Рис. 10. Отношение выходов кумулятивных пионов, вычисленных по уравнениям (16) и (17) при одной и той же волновой функции дейтона

знать сечение элементарной реакции при больших x и малых k_\perp . Исходя из качественных соображений, приведенных в п. 5, разумно ожидать, что ранний скейлинг наступает в переменных $x = (E_\pi - p_{3\pi})/M_N$. Грубо это не противоречит данным для $p_N = 2,9$ и $8,9$ ГэВ/с (см. рис. 9). По меньшей мере в таких переменных (в отличие от выбора $x = p/p_{\max}$, E/E_{\max}), по-видимому, нарушения скейлинга невелики. Для определения ρ_N^π мы воспользовались данными при $E_N = 100$ и 400 ГэВ [50]:

$$\rho_p^{\pi+}(x, k_\perp) = 30,2 (1-x)^{3,2 \pm 0,3} (1+k_\perp^2/0,66)^{-4}. \quad (18)$$

Поскольку эта параметризация соответствует экспериментальным данным при сравнительно больших k_\perp , имеется неопределенность в экстраполяции к малым k_\perp . До $x \sim 0,8$ эта экстраполяция, по-видимому, оправдана (на что указывает сопоставление с [47],

* В литературе явная форма (17), по-видимому, отсутствует. В первой ссылке [52] в подынтегральное выражение входит не инвариантная функция, $ad\sigma/(dp/d\Omega)$ в остальных ссылках [52] во втором аргументе пропущен множитель x/α , следующий из структуры преобразования Лоренца на световом конусе.

где $k_{\perp} = 0$; см. рис. 8). Результаты расчета по формуле (15) с использованием (18) и приближенного соотношения $\rho_n^{\pi+} = \rho_p^{\pi-}$ приведены на рис. 9 (нижняя кривая).

Чтобы учесть тот факт, что экспериментальные данные по реакции $NN \rightarrow \pi X$ известны при больших x только для больших k_{\perp} (например, при $x > 0,8$ $k_{\perp} > 1$ ГэВ/с), мы воспользуемся формулами трехреджеонного предела при $x \gtrsim 0,8$ для элементарной реакции: $\rho_N^{\pi}(k_{\perp} = 0, x) \approx (1 - x)^{1-2\beta_{\Delta(0)}} \approx (1 - x)^{1,6}$. Для $\rho_N^{\pi}(k_{\perp} = 0, x)$ и волновой функции дейтона, выбранной при $k > 1$ ГэВ/с в соответствии с экспериментальными данными по реакции $pD \rightarrow p + \dots$ (см. рис. 7), получаем верхнюю кривую на рис. 9. Асимптотический расчет сравнивается с экспериментальными данными [47] на основе идеи о световом скейлинге. К сожалению, гипотеза α -скейлинга для реакции $pD \rightarrow \pi X$ не проверена экспериментально, так как в настоящее время известны только данные при $p_N = 8,9$ и $2,9$ ГэВ/с (см., однако, рис. 9, из которого следует, что эти данные совместны с гипотезой о световом скейлинге).

Сравнение теоретических формул с опытом является предварительным, так как условие применимости импульсного приближения (14) не выполнено при доступных энергиях. Поскольку инклюзивный спектр π ведет себя как $(2 - \alpha)^9$, он крайне чувствителен к выбору переменной. Например, если скейлинг выполняется в переменной $\tilde{\alpha} = 2E_{\pi}/E_D$, где E_{π}, E_D — энергии в с. ц. и. pD -системе вместо $\alpha = (E_{\pi} - p_{\pi z})/M_N$, то $\alpha = 1,4$ соответствует $\alpha = 1,3$, что увеличивает теоретическое предсказание на фактор ~ 5 .

В заключение отметим, что на опыте отношение спектров мезонов из дейтона и нуклона [47] близко к ожидаемому [26, 53], основанному на соображениях размерности [54]: $\rho_D^{\pi}(x, k_{\perp})/\rho_N^{\pi}(x, k_{\perp}) \sim (2 - x)^6$. В то же время выход кумулятивных нуклонов из дейтона не соответствует наивным размерностным соображениям [19] (см. рис. 7).

Таким образом, все известные явления, связанные с малыми межнуклонными расстояниями в дейтоне, естественным образом описываются, если считать, что дейтон — система из двух нуклонов вплоть до $k \lesssim 1$ ГэВ/с.

2. НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРОМ И О ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА

1. Гипотезы о структуре волновой функции ядра. Анализ 1S_0 -, 3S_1 -фаз NN -рассеяния (см., например, [55]), упругих и неупругих электромагнитных форм-факторов дейтона [7, 30], спектра кумулятивных протонов (см. разд. 1, п. 5), отсутствие ядерного

коллапса, кварковая гипотеза [26, 10] указывают на наличие кора в волновой функции NN -системы на малых межнуклонных расстояниях *. Существование сильного отталкивательного NN -потенциала приводит к заметной величине конфигураций, когда n нуклонов ($n = 2, 3, \dots$) находятся на малых расстояниях друг относительно друга. Мы назовем эту конфигурацию n -нуклонной корреляцией. Вероятность такой конфигурации для дейтона, рассчитанная с реалистическими волновыми функциями дейтона, не мала: $\int \psi_D^2(k) d^3k \approx (4 \div 6) \cdot 10^{-2}$ при $k > 300$ МэВ/с — и растет с номером ядра. Например, вероятность парной корреляции для достаточно тяжелого ядра в газовом приближении $\sim A (r_0/r_{NN})^3$ [55]. Здесь r_0 — расстояние между коррелированными нуклонами, а r_{NN} — среднее расстояние между нуклонами в ядре, A — атомное число.

В нерелятивистской квантовой механике при малом $r_1 - r_2$ можно пренебречь влиянием остальных нуклонов ядра на коррелированную пару и, как результат, $\psi(r_1, \dots, r_N) \sim \psi_D(r_1 - r_2) \times \times \Phi(r_1 + r_2, r_3, \dots)$ для pn -системы в триплетном S -, D -состоянии [57]. Математическим основанием такого приближения является резкое различие масштабов, характеризующих среднее поле, глубина потенциальной ямы ~ 40 МэВ, отталкивательный потенциал с мягким кором ~ 600 МэВ (см., например, [55]).

Приближение парной корреляции удается обобщить на релятивистский случай [10, 11]. Так же как и в случае дейтона, для количественного анализа процессов рождения кумулятивных частиц необходимо ввести волновую функцию ядра в системе бесконечного импульса (т. е. фактически волновую функцию Шредингера на световом конусе). Функция ψ нормирована согласно условию

$$\int \psi^2(\alpha_1, \dots, \alpha_A, k_{1\perp}, \dots, k_{A\perp}) \delta(\sum k_{i\perp}) \delta(\sum \alpha_i - A) \times \\ \times \prod_{i=1}^A \frac{d\alpha_i}{\alpha_i} d^2k_{i\perp} = A,$$

где $k_{i\perp}$, α_i — поперечный импульс и доля продольного импульса ядра, уносимые i -м нуклоном в системе, где ядро быстрое. Вве-

* В частности, кварковая гипотеза приводит к следующей оценке радиуса ядерного кора: $r_c = (\ln 2/\sqrt{3})r_N \sim 0,35$ ферми. Здесь r_N — электрический радиус протона [10, 14].

дем одночастичную матрицу плотности $\rho_A^N(\alpha, k_\perp)$:

$$\rho_A^N(\alpha, k_\perp) = \int \psi^2(\alpha_1, \dots, \alpha_A, k_{1\perp}, \dots, k_{A\perp}) \frac{1}{A} \times \\ \times \sum_{j=1}^A \alpha_j \delta(\alpha_j - \alpha) \delta(k_{j\perp} - k_\perp) \delta(\Sigma \alpha_i - A) \delta(\Sigma k_{i\perp}) \prod_{i=1}^A \frac{d\alpha_i}{\alpha_i} d^2 k_{i\perp}.$$

Чтобы учесть отличие в распределении протонов и нейтронов в ядре, удобно ввести $\rho_A^p(\alpha, k_\perp)$ и $\rho_A^n(\alpha, k_\perp)$, которые определяются аналогично ρ_A^N . Они нормированы согласно уравнению

$$\int \rho_A^{p(n)}(\alpha, k_\perp) \frac{d\alpha}{\alpha} d^2 k_\perp = Z(N),$$

где $Z(N)$ — число протонов (нейтронов) в ядре.

В нерелятивистском пределе ($k_i \ll m_N$) волновая функция ядра на световом конусе простым образом связана с волновой функцией в системе покоя ядра: $\psi(\alpha_i, k_{i\perp}) = \psi_{\text{нер}}(k_i)$, где $\alpha_i = 1 + k_{i3}/m_N$. Как и для дейтона, в общем случае для выделения лишних переменных, связанных с движением центра инерции ядра, необходимо использовать угловое условие. Однако это — сложная задача, и она не будет здесь обсуждаться. В двух важных случаях ρ_A^N просто связана с одночастичной матрицей плотности в системе покоя ядра:

$$h_A^N(k) = \int \psi_{RF}^2(k_1, k_A) \frac{1}{A} \sum_{i=1}^A \delta(k_i - k) \prod_{j=1}^A d^3 k_j, \quad \int n_A(k) d^3 k = A.$$

Первый случай — приближение среднего поля, когда импульс нуклона балансируется остатком ядра ($A \gg 1$):

$$\rho_A^N(\alpha, k_\perp) \approx n_A^N(k) \sqrt{m_N^2 + k^2}; \\ \alpha = (\sqrt{m_N^2 + k^2} + k_3)/m_N. \quad (19)$$

Множитель $\sqrt{m^2 + k^2}$ возник из-за пересчета фазовых объемов $d^3 k$ и $(d\alpha/\alpha) d^2 k_\perp$. Второй — приближение парной корреляции, когда большей импульс нуклона балансируется одним нуклоном. Аналогично дейтону

$$\rho_A^N(\alpha, k_\perp) = n_A^N(k) \sqrt{m_N^2 + k^2}/(2 - \alpha); \quad \alpha = 1 + k_3/\sqrt{m^2 + k^2}. \quad (20)$$

Наличие кора приводит к тому, что $n_A^N(k)$ убывает при $k \rightarrow \infty$ по степенному закону (вклад от конфигураций среднего поля убывает экспоненциально). Хотя парные корреляции доминируют в $n_A^N(k)$ при $k \rightarrow \infty$, из уравнения (20) следует, что область

$\alpha > 2$ не может быть достигнута в приближении парной корреляции. По сути дела это является отражением закона сохранения энергии, который автоматически учтен в нашем формализме. В области $\alpha > 2$ доминируют более сложные конфигурации, например тройная корреляция.

Для ориентировки приведем оценку формы зависимости от α в области n -кратной корреляции, используя идею размерностного счета. Например, принимая, что вклад парных корреляций ведет себя как $(1 - \alpha/2)^r$ (на опыте $r = 3 \pm 0,1$), можно представить ρ_A^N в виде разложения по малонуклонным корреляциям:

$$\rho_A^N(\alpha) = \sum_{n=2} a_n (1 - \alpha/n)^{n-2+r(n-1)}.$$

Для более детального описания парных корреляций, которое понадобится нам в ряде приложений, удобно ввести двухнуклонную матрицу плотности $\rho_A^{NN}(\alpha_1, \alpha_2, k_{1\perp}, k_{2\perp})$. Для простоты пренебрежем в дальнейшем движением пары, как целого, т. е. мы примем $\alpha_1 + \alpha_2 = 2$, $k_{1\perp} + k_{2\perp} = 0$. В этом приближении волновая функция парной корреляции ψ_{NN} , в действительности, зависит только от инвариантной массы двухнуклонной системы $M_{NN}^2 = 4(m^2 + k_{1\perp}^2)/\alpha(2 - \alpha)$. В области, где парная корреляция доминирует:

$$\rho_A^N(\alpha, k_{\perp}) = \rho_A^{NN}(\alpha, k_{\perp})/(2 - \alpha) = \lambda_A^{NN} \psi_{NN}^2(\alpha, k_{\perp}/(2 - \alpha)).$$

Фактор $2 - \alpha$ в знаменателе учитывает двухнуклонный фазовый объем. Ранее мы приняли, что ρ_A^{NN} не зависит от A , за исключением численного множителя λ_A^{NN} , который в принципе можно вычислить стандартными методами ядерной физики. При оценках принимаем в соответствии с [57], что $\psi_{NN} \sim \psi_D$, и нормируем ψ_{NN} так, что $\lambda_D^{NN} = 1$. Очевидно, что λ_A^{NN} увеличивается с увеличением атомного номера из-за роста средней ядерной плотности. В приближении среднего поля $\lambda_A^{NN} \sim \int \rho_A^2(r) d^3r^*$, где $\rho_A(r)$ — плотность ядерного вещества, нормированная по условию $\int \rho_A^2(r) d^3r = 1$. Это соответствует увеличению λ_A^{NN} на фактор 1,5 при изменении A от 12 до 200.

Недавно в ряде работ было высказано предположение [12, 17, 58], что быстрый нуклон (в волновой функции ядра) приобретает большой импульс в результате последовательных взаимодействий с остальными нуклонами ядра. Это приближение является непосредственным обобщением приближения самосогласованного поля.

* Авторы благодарны В. А. Ходелю за объяснение, как возникает такая зависимость в теории ферми-жидкости.

Таким образом, конкурируют две качественно различные гипотезы о волновой функции ядра, содержащей быстрые нуклоны: гипотеза малонуклонных корреляций (МНК), основанная на гипотезе ядерного кора, и гипотеза о коллективном взаимодействии нуклонов.

Очевидно, что механизм самосогласованного поля может доминировать только в ограниченной области импульсов, так как вклад от жесткого взаимодействия убывает по степенному закону при увеличении k , в отличие от экспоненциального падения, естественного для самосогласованного поля. Исходя, по сути дела, из тех же соображений, Амадо и Р. М. Волошин [17] недавно пришли к выводу, что и в их собственном подходе при импульсах нуклона $\gtrsim 500$ МэВ/с доминирует парная корреляция. В целом, вопрос о том, где достаточно учитывать приближение самосогласованного поля, а где — парную корреляцию, мало исследован.

Для теоретического описания процесса выбивания кумулятивного нуклона из ядра недостаточно знать волновую функцию ядра — принципиальную роль играет сам процесс взаимодействия быстрой частицы с ядром, к обсуждению которого мы и переходим.

2. Взаимодействие в конечном состоянии и гипотеза Вебера — Миллера. Взаимодействие в конечном состоянии играет определяющую роль в отборе механизма, ответственного за выход кумулятивных частиц. Мы поясним это замечание на примере гипотезы, выдвинутой в качественной форме Г. А. Лексиным [9] и в количественной — Вебером и Миллером [20]. Эти авторы предположили, что начальная частица рассеивается на группе из $A - 1$ нуклонов, которые балансируют импульс быстрого нуклона.

Покажем сейчас, что вследствие взаимодействия в конечном состоянии этот вклад в значительной степени сокращается. Для простоты рассмотрим случай рассеяния γ^* на ядре. Пусть фотон выбивает один из медленных нуклонов (с импульсом $|k_1| \ll |k|$), балансирующих импульс кумулятивного нуклона. Оставшаяся конфигурация нуклонов (ядро минус нуклон с импульсом k_1) получила небольшую дополнительную энергию от фотона $\Delta E \sim \sim k_1^2/2m + \varepsilon$ (ε — энергия связи нуклона в ядре). Остаток ядра соответствует средней конфигурации в ядре, поэтому кумулятивный нуклон с импульсом k практически не может вылететь из такой конфигурации. Математически последнее утверждение следует из того, что волновая функция остатка ψ_{A-1} является решением уравнения Шредингера с энергией связи, отличающейся от энергии связи исходного ядра E на небольшую величину $\sim k_1^2/2m + \varepsilon$:

$$H\psi_A = E\psi_A; \quad \tilde{H}\psi_{A-1} = (E + k_1^2/2m + \varepsilon)\psi_{A-1}.$$

Таким образом, практически закон сохранения энергии указывает, что без сильного развала остатка нельзя получить быстрый нуклон в состоянии ψ_{A-1} .

Это чисто теоретическое рассуждение указывает, что неучтенное Вебером, Миллером взаимодействие в конечном состоянии в основном сократит вклад в спектр кумулятивных нуклонов, обсуждаемый в [20] *.

Кумулятивный нуклон можно выбить из ядра, если ему передана достаточная энергия, что невыполняется в механизме Вебера — Миллера. Напротив, в механизме парной корреляции [10, 11] последнее условие учитывается явным образом, так как при достаточно высокой энергии налетающих частиц амплитуда элементарного процесса входит на энергетической поверхности.

Отметим, что механизм типа Вебера — Миллера может оказаться существенным при выбивании кумулятивных нуклонов с импульсами, характерными для волновой функции ядра ($p \ll \approx 0,3 \text{ ГэВ}/c$).

3. Кумулятивные частицы в процессах фотопоглощения. Из опытов по фотопоглощению на ядрах [59] известно, что $\sigma_{\gamma A} \approx \approx A (\sigma_{\gamma p} + \sigma_{\gamma n})/2$, а небольшая экранировка $\sim A^{0,94-0,96}$ появляется только при $E_{\gamma} > 6 \text{ ГэВ}$ в соответствии с оценками, основанными на модели векторной доминантности. Поэтому разумно предполагать, что фотон рассеивается независимо на любой коррелированной паре (тройке) нуклонов — нет других экранировок. На самом деле даже при высокой энергии, когда γ взаимодействует как адрон, форма инклюзивного спектра кумулятивных адронов не изменится. Основные формулы для рассеяния фотона на коррелированной паре имеют тот же вид, что и для рассеяния на дейтоне.

Естественным механизмом рождения кумулятивных частиц в реакции $\gamma A \rightarrow bX$ является рождение кумулятивной частицы b с импульсом, характеризуемым фейнмановской переменной x и p_{\perp} , при рассеянии γ на нуклоне в волновой функции ядра, летящем назад (так называемый прямой механизм). Пренебрегая взаимодействием в конечном состоянии, получим выражение для инклюзивного сечения такого процесса:

$$x_b \frac{d^3\sigma^{\gamma A \rightarrow bX}}{dx_b d^2p_{\perp b}} = \sum_N \int \frac{d\beta d^2k_{\perp}}{\beta} \rho_A^N(\beta, k_{\perp}) E_b \frac{d^3\sigma^{\gamma N \rightarrow bX}}{d^3p_b} \left(\frac{x}{\beta}, p_{\perp} + \frac{x}{\beta} k_{\perp} \right). \quad (21)$$

* Амадо и Р. М. Волошин [18] также пришли к выводу, что взаимодействие в конечном состоянии сокращает вклад механизма [9, 20]. Однако их аргументация основана на нерелятивистской квантовой механике. Она не применима к процессам при высокой энергии, где передача энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}$ происходит в среднем процессе. В результате при высокой энергии для рождения кумулятивных нуклонов из малонуклонных корреляций и для рождения кумулятивных мезонов теорема Амадо — Волошина не справедлива.

Здесь ρ_A^N — одночастичная матрица плотности, введенная в п. 1; $x d^3\sigma^{\nu N \rightarrow bX}/dx d^3p_{\perp}$ — инклюзивное сечение рождения частицы b на покоящемся нуклоне мишени; $x = (\sqrt{m_b^2 + p_b^2} - p_{3b})/m_N$.

Для кумулятивных нуклонов существует дополнительный вклад в инклюзивный спектр, исследованный в [10, 11]. Он соответствует рассеянию на нуклоне пары (тройки), летящем вперед. В результате выбивается сосед-спектейтор. В этом случае уравнение для инклюзивного спектра протонов с учетом экранировки имеет вид

$$x_N \frac{d^3\sigma^{\nu A \rightarrow N+\dots}}{dx_N d^2p_{\perp N}} = \kappa_{\nu} \sigma_{\nu N} \rho_A^p(x_N, p_{\perp N}). \quad (22)$$

При выводе (22) мы приняли, что $\sigma_{\nu p} = \sigma_{\nu n}$, κ_{ν} — фактор экранировки.

В приближении парной корреляции (т. е. при больших k)

$$\rho_A^p(\alpha, p_{\perp}) \approx \lambda_{pN} Z [\Psi_D^2(k)/(2-\alpha)] \sqrt{m^2 + k^2}/2. \quad (23)$$

Здесь $k \equiv (k_{\perp}, k_3)$ определяется из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{m_b^2 + p_b^2} - p_{3b}/m_N = 1 - k_3/\sqrt{k^2 + m^2}; \\ M_{NN}^2/4 &= (m^2 + k_{\perp}^2)/\alpha(2-\alpha) = m^2 + k^2, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

α/A имеет наглядный смысл доли импульса ядра, уносимой наблюдаемым протоном, в системе координат, где пара достаточно быстрая; Z — заряд ядра; A — массовое число.

Коэффициенты λ_{NN} зависят от A ; их можно рассчитать стандартными методами ядерной физики. Они характеризуют вероятность того, что пара нуклонов в ядре имеет импульсы $k, -k$. Приближение парной корреляции (23) можно усовершенствовать, учтя движение коррелированной пары в самосогласованном поле ядра [57], что сгладит резкий обрыв инклюзивного спектра, следующий формально из (23) вблизи кинематической границы парной корреляции [15].

Отметим, что измерение энергетической зависимости выходов кумулятивных протонов из дейтона позволит получить нетривиальную информацию об адронной природе фотона. Действительно, в настоящее время принято считать [2], что экранировка во взаимодействии фотона с ядрами появляется при достаточно высокой энергии, когда

$$E_{\nu}/m^2 > R_A. \quad (25)$$

Здесь m — масса, характерная для сильного взаимодействия; R_A — радиус ядра. Это предположение и масштаб массы можно проверить, исследуя рождение кумулятивных протонов из дейтона фотонами, т. е. измеряя $\kappa_{\nu} = E_p \frac{d^3\sigma^{\nu D \rightarrow p+\dots}}{d^3p} / \sigma_{\nu p}$ и сравнивая его с $\kappa_n = E_p \frac{d^3\sigma^{hD \rightarrow pX}}{d^3p} / \sigma_{hN}$.

В силу неравенства (25) энергия, при которой κ_γ/κ_h перестает существенно зависеть от E_γ , уменьшается с ростом импульса кумулятивного протона (с уменьшением существенных расстояний в дейтоне!). Поскольку опыты по фотопоглощению при высокой энергии указывают, что с вероятностью 30% фотон превращается в состояние, которые не экранируются (см, например, [1]), ожидаем, что $\kappa_\gamma > \kappa_h$. Например, в модели векторной доминантности $\kappa_\gamma/\kappa_h \approx 1,2 \div 1,3$ при импульсах кумулятивного нуклона > 300 МэВ/с.

4. Кумулятивные нуклоны в глубоконеупругих процессах. В глубоконеупругих процессах типа

$$e(\nu, \bar{\nu}) + A \rightarrow e(\mu^\mp) + p + X, \quad (26)$$

изменяя q^2 , т. е. квадрат импульса, переданного лептону, можно исследовать структуру волновой функции начального состояния ядра. Здесь при больших q^2 применение импульсного приближения еще более обосновано, чем для рассеяния фотона.

Отметим важное свойство глубоконеупругих процессов: для рассеяния на покоящемся нуклоне при ν , $-q^2 \rightarrow \infty$ и фиксированном x нет медленных частиц. Этот результат следует из закона сохранения энергии — импульса [10]:

$$\alpha = (\sqrt{m^2 + p^2} - p_3)/m < 1 - x. \quad (27)$$

Кроме того, теоретический анализ процессов $l + p \rightarrow l' + p' + X$ показывает, что при $x \gtrsim 0,1$ спектр медленных протонов не растет при увеличении α и, по-видимому, должен обращаться в нуль не медленнее, чем $(1 - x - \alpha)$ [10]. В результате в глубоконеупругих процессах механизм рассеяния на нуклоне, летящем назад, как источник кумулятивных нуклонов, резко подавлен при $-q^2 \rightarrow \infty$. В дальнейшем мы пренебрежем этим вкладом. Такое приближение может оказаться опасным при $x < 0,1$, где могут быть существенны дифракционные процессы.

В приближении парной корреляции структурная функция ядра для процесса (26) с кумулятивным нуклоном с импульсом p имеет следующий вид [30, 60]:

$$F_{2A}(x, p) = \left[F_{2p} \left(\frac{x}{2-\alpha} \right) Z \rho_{pp} (M_{NN}^2) + F_{2n} \left(\frac{x}{2-\alpha} \right) (A - Z) \rho_{pn} (M_{NN}^2) \right] \frac{1}{2-\alpha}. \quad (28)$$

Здесь $x = -q^2/2mq_0$; α дается уравнением (25), аргумент F_{2N} имеет наглядный физический смысл в системе, где ядро быстрее. Если наблюдаемый нуклон несет долю импульса пары α , то нуклон, на котором происходит рассеяние, $2 - \alpha$. Поэтому партон, с которым взаимодействует лептон, несет долю импульса пары

$x/(2 - \alpha)$. В системе, где ядро покоится, изменение аргумента F_{2N} связано с тем, что нуклон, на котором происходит рассеяние, летит в том же направлении, что и γ_i^* , в результате эффективная энергия взаимодействия меньше, чем для рассеяния на покоящемся нуклоне (эффект Доплера!).

Из уравнения (28) следует важный вывод [10, 11]: среднее значение x для событий с нуклоном-спектейтором, используемым как триггер, равно

$$\langle x_\alpha \rangle / (2 - \alpha) = \int F_{2A}(x, p) x dx / (2 - \alpha) \int F_{2A}(x, p) dx = \langle x \rangle. \quad (29)$$

Здесь $\langle x \rangle$ — среднее значение x для нормальных событий, когда $\alpha = 1$. При выводе (29) мы приняли, что $\rho_{pp} \approx \rho_{pn}$. Приведем пример: если $p_\perp = 0$, $p_3 = 0,4$ ГэВ/с, то $\alpha \approx 3/2$ и $\langle x_\alpha \rangle / \langle x \rangle \approx \approx 1/2$.

Связь между α и x_α имеет простой вид (29) только для рассеяния на нуклоне из коррелированной пары, летящем вперед. Например, если рассеяние происходит на нуклоне, летящем назад, то $\langle x_\alpha \rangle / \langle x \rangle \approx \alpha \langle x_{\text{дифр}} \rangle / \langle x \rangle$. Здесь $x_{\text{дифр}}$ — это x , при котором существенный вклад дают дифракционные процессы. Если источником нуклонов вне кинематической области парной корреляции является пара, движущаяся в самосогласованном поле ядра, то вместо (29) имеем:

$$\langle x_\alpha \rangle = \langle r - \alpha \rangle \langle x \rangle. \quad (30)$$

Здесь τ/A — доля импульса ядра, уносимая коррелированной парой. Поскольку распределение по τ узкое, ожидаем $\langle x_\alpha \rangle / \langle x \rangle \ll \ll 1$.

Для волновой функции Амадо—Волошина выбивание нуклона возможно в основном благодаря дифракционным процессам, поэтому

$$\langle x_\alpha \rangle = \alpha' \langle x_{\text{дифр}} \rangle, \quad \alpha' > \alpha. \quad (31)$$

Таким образом, для кумулятивных нуклонов имеем корреляцию:

$$\langle x_\alpha \rangle / \langle x \rangle = \alpha' \langle x_{\text{дифр}} \rangle / \langle x \rangle. \quad (32)$$

При анализе экспериментальных данных следует помнить, что с ростом A корреляция между средним значением x и наличием в событии кумулятивного нуклона должна ослабляться, так как: а) увеличивается фон от кумулятивных нуклонов, возникающих вследствие развала ядра (с ростом A растет и средний фермиевский импульс нуклона в ядре; вклад от этих нуклонов не приводит к изменению $\langle x \rangle$, разумно ожидать, что он быстро исчезает с ростом α при $\alpha > 1,3$); б) увеличивается относительный вклад от тройных корреляций (здесь в событии ожидается дополнительный нук-

лон, корреляцию в данном случае можно оценить по формуле $\langle x_\alpha \rangle / \langle x \rangle \approx (3 - \alpha)/2$; в) вторичное взаимодействие спектейторов с нуклонами ядра приводит к уменьшению корреляции по сравнению со значением, задаваемым уравнением (29).

5. Кумулятивные нуклоны в рассеянии адронов на ядрах. Универсальность спектров. При рассеянии адронов на ядрах (особенно тяжелых) наличие глауберовского экранирования существенно затрудняет построение последовательного теоретического описания. Тем не менее сравнительно грубую геометрическую картину выбивания кумулятивных нуклонов можно построить [10, 11, 30, 60] на основе следующих допущений.

1) Предполагается, что достаточно быстрый адрон h при прохождении через ядро выбивает все нуклоны, летящие на одном прицельном параметре с налетающим адроном $\sim A^{1/3}$ нуклонов. Это основной процесс, определяющий полные сечения. (При небольшой энергии, когда существенные продольные расстояния меньше радиуса ядра, адрон h не может выбить все $N_{эф}$ нуклонов, находящихся на его пути!)

2) Если на пути быстрого адрона h встречается коррелированная пара (а таких пар, грубо говоря, $A^{1/3}$), то налетающий адрон h разбивает эту пару и нуклон-спектейтор летит назад. В результате инклюзивный спектр кумулятивных нуклонов $\sim A^{1/3} \sigma_{полн\ hA} \sim \sim A \sigma_{полн\ hN}$ для достаточно тяжелого ядра, когда эффекты ядерной поверхности несущественны.

3) Процесс разбивания коррелированной пары описывается, как и для дейтона, с учетом экранировки.

4) Принимаем, что адрон h взаимодействует одинаково с протоном и нейтроном и они распределены равномерно в центре ядра, т. е. равны корреляционные функции ρ_A^{pp} , ρ_A^{pn} . Учет различия ρ_A^{pp} и ρ_A^{pn} , как легко проверить, слабо изменит окончательный результат.

В рамках геометрической картины сечение взаимодействия адрона h с ядром равно

$$\sigma_{полн\ hA} = A \sigma_{hN} / N_{эф}, \quad (33)$$

где $N_{эф}$ — среднее число нуклонов в трубке площадью πr_h^2 . Фактически здесь мы используем в качестве первого приближения экспериментальный факт, что ρ_h (поперечный размер адрона h) меньше, чем характерные расстояния между нуклонами в ядре. Простой и наглядной реализацией этой картины является стандартная глауберовская картина, в которой налетающий адрон взаимодействует с каждым из $N_{эф}$ нуклонов трубки независимо. Учитывая, что вероятность найти в ядре нуклон, коррелирован-

ный с любым из $N_{\text{эф}}$ нуклонов трубки, равна $(1/A) \rho_A^{NN} \times (M_{NN}^2)/(2 - \alpha)$, вычислим сечение инклюзивного процесса:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sigma_{\text{полн } hA} N_{\text{эф}} \frac{1}{A} \frac{\rho_A^{NN} (M_{NN}^2)}{2 - \alpha} \kappa_h = \sigma_{\text{полн } hN} \frac{\kappa_h \rho_A^{NN} (M_{NN}^2)}{2 - \alpha}. \quad (34)$$

При выводе (34) не учтено взаимодействие нуклонов коррелированной пары в конечном состоянии, которое несколько изменит форму амплитуды (см. разд. 1).

Для учета указанного фактора в первом приближении следует заменить в (34) $\sigma_{\text{полн } hN}$ на $\sigma_{\text{in } hN}$. Тогда κ_h в (34) учитывает возможную экранировку при взаимодействии адрона с парой и небольшое подавление вследствие взаимодействия в конечном состоянии. Уравнение (34) справедливо и для тяжелого ядра, когда с заметной вероятностью может быть выбито несколько пар [60]*. Используя правила АГК, можно показать, что и для рассеяния на ядре κ_A дается уравнением (13) с заменой $\psi_D(k)$ на $\psi_{NN}(k)$.

В этом рассуждении мы предположили, что существенные продольные расстояния

$$E_h/m^2 > R_A. \quad (35)$$

На самом деле условие применимости (34) более жесткое:

$$E_h/N_{\text{эф}} > E_0. \quad (36)$$

Здесь E_0 — энергия, начиная с которой сечение выбивания нуклона с импульсом p_N из дейтона слабо зависит от энергии налетающей частицы. Для реального ядра имеется сравнительно широкое распределение по числу соударений. В результате переход на скейлинговый режим несколько затягивается. Грубо это можно попытаться учесть, принимая, что в трубке из n нуклонов при данной энергии «срабатывают» E_h/E_0 нуклонов. Это соответствует появлению в (34) дополнительного множителя

$$f = f_\infty \sum W_n [(E_h/E_0) \theta(-E_h/E_0 + n) + n \theta(-n + E_h/E_0)]. \quad (37)$$

Здесь W_n — стандартная для глауберовской теории функция распределения по числу взаимодействий.

Отметим, что приведенный вывод (34) и оценка выхода на скейлинг (36) применимы и в случае рождения кумулятивных p , K , Λ и т. п. в адронных процессах. Как и при рассеянии на дейтоне, из реджеонной диаграммной техники АГК [45] следует, что спектр

* Фактически (34) соответствует вычислению инклюзивного рождения спектейторов в реджеонной диаграммной технике при ограничении неусиленными графиками с использованием правил АГК [45] в пренебрежении взаимодействием в конечном состоянии.

кумулятивных мезонов не экранируется. Поэтому для выхода кумулятивных π , K справедливо (31) с заменой γ на h .

Из (34) следует, что в рамках гипотезы парной корреляции

$$f_A^N(\alpha, k_\perp) = \frac{1}{\sigma_{in} hN} \alpha \frac{d\sigma^{hA \rightarrow pX}}{d\alpha d^2k_\perp} = \frac{\kappa_h \rho_A^{NN}(\alpha, k_\perp)}{2-\alpha} = \frac{\kappa_h \lambda_A^{NN} \Psi_{NN}^2(\alpha, k_\perp)}{2-\alpha} \quad (38)$$

при условии (36) практически не зависит от вида налетающей частицы — адрона, фотона, за исключением фактора κ_h [ср. уравнения (24) и (34)], несмотря на качественное отличие в пространственной картине процесса. Для адронных процессов κ_h существенно меньше 1. Например, при $p_n = 0,5$ ГэВ/с, $\theta = 180^\circ$ расчет по уравнению (13) дает $\kappa_p = 0,55$, $\kappa_\pi = 0,65$.

Универсальность инклюзивных спектров протонов в форме (38) носит существенно более общий характер, чем предположения, на основе которых она была выведена. Например, она сохраняется при учете рассеяния на нуклоне пары, летящем назад, хотя в этом случае функциональная форма зависимости от импульса кумулятивного нуклона несколько меняется. Универсальность спектров кумулятивных нуклонов сохраняется также, если учесть взаимодействие спектейторов с ядром, поглощение медленных пионов коррелированными нуклонными парами и т. п.

Удобно переписать (38) в форме

$$f_A^N(\alpha, k_\perp) = \kappa_a \rho_A^N(\alpha, k_\perp), \quad (39)$$

которая справедлива и вне области парной корреляции, т. е. при учете движения коррелированной пары в среднем поле ядра и для рассеяния на коррелированной тройке нуклонов. Действительно, рассмотрим, например, вклад тройных корреляций в выход нуклонов. Когда α достаточно велико, все три нуклона находятся на малых расстояниях друг относительно друга порядка радиуса сильных взаимодействий. Поэтому вероятность провзаимодействовать с двумя нуклонами, балансирующими быстрый нуклон, летящий назад, оказывается того же порядка, что и в случае рассеяния на паре нуклонов, и слабо зависит от импульса нуклона. Таким образом, вклад от тройных корреляций пропорционален вероятности найти быстрый нуклон в тройке нуклонов, т. е. пропорционален ρ_A^N . Изменение κ_a по сравнению с κ_a для парной корреляции, по-видимому, не велико по сравнению с быстрым убыванием ρ_A^N при больших α .

Из (38) следует, что f зависит от A из-за фактора λ_A^{NN} , который, как показано в разд. 1, $\sim A^0,2$. Дополнительная зависимость от A возникает из-за вклада тройных (четверных) корреляций, а также из-за возможного вклада низкоэнергетических каскадов.

Характерным проявлением парной (тройной) корреляции является наличие угловой асимметрии спектра кумулятивных нуклонов, что следует из уравнений (23) и (38).

В глубоконаеупругом рассеянии лептонов на ядрах в кинематической области парной корреляции $\alpha < 2$ сохраняется практически та же A -зависимость f при фиксированных α (во всяком случае для суммы ν -, $\bar{\nu}$ -сечений). Однако форма спектра несколько меняется: с ростом x спектр должен быстрее убывать при увеличении импульса кумулятивного нуклона [см. (28)].

Уравнения (24) и (34) не учитывают эффектов, характерных для взаимодействия адронов небольших энергий, таких, как различие сечений $\pi^\pm p$ -рассеяния, наличие спиновой зависимости амплитуд πN -и NN -взаимодействий и т. п. Поскольку эффективная энергия на одно взаимодействие равна $E/N_{эф}$ [см. (36)], такие эффекты существуют в рассеянии адронов на ядрах до больших энергий, чем в рассеянии на нуклоне.

При выводе (24) и (34) систематически пренебрегали взаимодействием с ядром частиц, образовавшихся в первичном акте (поглощение кумулятивных нуклонов, дополнительное разрушение корреляций в результате взаимодействий вторичных частиц и т. п.). Это может оказаться плохим приближением для средних и особенно тяжелых ядер. Теоретическое понимание этих явлений в настоящее время в зачаточном состоянии. Ряд опытов, по-видимому, указывает на отсутствие заметной величины высокоэнергетических каскадов в ядре (см., например, [60]). В то же время в рамках двухкомпонентной кварк-партонной модели адрон-ядерного взаимодействия $N_{эф}$ для тяжелых ядер примерно в два раза больше, чем в глауберовской картине*. Это приводит к дополнительному росту спектра кумулятивных протонов при увеличении A , чего не происходит для пионов и каонов (в рамках той же модели), так как каскад является низкоэнергетическим.

6. Гипотеза Амадо—Волошина—Франкеля (АВФ). В [12] предположили, что процесс выбивания быстрого нуклона из ядра сводится к однократному упругому рассеянию налетающего нуклона на быстром нуклоне ядра, импульс которого балансируется остальными нуклонами ядра (см. диаграмму Фейнмана на рис. 11). Авторы пренебрегли сходом с массовой поверхностью амплитуды NN -рассеяния и отождествили вершинную функцию на рис. 11

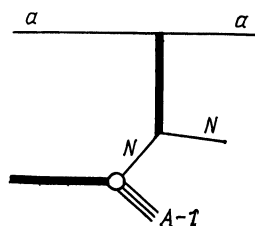


Рис. 11. Диаграмма Фейнмана, учитываемая в гипотезе Амадо—Волошина—Франкеля

* Мы благодарны Н. Н. Николаеву за обсуждение характеристик двухкомпонентной модели.

с волновой функцией ядра. После суммирования по конечным состояниям S_k в приближении полноты авторы выразили сечение observable процесса через сечение упругого NN -рассеяния и $n_p(k)$ ($n_n(k)$) — плотность вероятности протонов (нейтронов) с импульсом k в основном состоянии ядра.

При рассмотрении гипотезы АВФ возникают следующие возражения.

1. Авторы используют импульсное приближение при всех энергиях, не учитывают экранирования (глауберовских перерассеяний). Как было показано выше, учет перерассеяний слабо изменяет форму и величину инклюзивного спектра кумулятивных нуклонов только при достаточно высокой энергии налетающих частиц — условие типа (36). В то же время при небольших начальных энергиях, при которых расчеты АВФ сравнивались с опытом [12], глауберовские перерассеяния существенно подавляют вклад от импульсного приближения (см. выше).

2. Неясно, можно ли получить большие импульсы нуклонов в волновой функции ядра от области пространства, где потенциал между нуклонами несингулярен? *

3. При небольшой энергии налетающих частиц важную роль должно играть взаимодействие в конечном состоянии (см., например, [17]).

4. Используемый авторами математический аппарат содержит внутренние трудности.

Поскольку механизм самосогласованного поля должен играть важную роль при небольших импульсах кумулятивных нуклонов, вопрос о том, где вклад самосогласованного поля заменяется вкладом от малонуклонных корреляций, требует дальнейшего теоретического и экспериментального анализа.

3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

В настоящем разделе изложены основные экспериментальные результаты, относящиеся к рассеянию частиц высокой энергии на ядрах с регистрацией быстрых протонов и пионов, летящих в заднюю полусферу (в л. с.) **:

$$a + A \rightarrow b + X. \quad (40)$$

Эти данные сопоставлены с предсказаниями, следующими из гипотезы малонуклонных корреляций (МНК). В конце раздела обсуж-

* Недавно Амадо и Волошин пришли к выводу, что поведение волновой функции в области импульсов нуклонов $\gtrsim 500$ МэВ/с определяется парной корреляцией [18].

** В обзоре отражена экспериментальная ситуация на 01.07.78 г. Данные, опубликованные до весны 1976 г., систематизированы в [9].

ных ядер, а также отношение $\rho^{Pb \rightarrow p} / \rho^{He \rightarrow p}$, деленное на среднее значение этого отношения [47, 61]. Кроме того, близки формы спектров для реакций $D \rightarrow p$, $He \rightarrow p$ (см. рис. 7). При начальных энергиях $\geq 1-2$ ГэВ наклон $B(\theta)$ с погрешностью $\sim 10\%$ является универсальным, т. е. не зависит ни от A , ни от вида налетающей частицы (γ , π , p) (рис. 13) [62—65] *. Первые данные по глуконепругой реакции $\bar{\nu} + Ne \rightarrow \mu^+ + p + X$ коллаборации FIIM также грубо не противоречат указанной универсальности [66]. Наклон B сильно зависит от угла вылета протона. На рис. 14 приведены данные по зависимости $B(\theta)$ для рассеяния γ -квантов [64, 65]. Рост B при увеличении θ приводит к сильной угловой асимметрии спектра нуклонов, которая растет с ростом импульса p (рис. 15). Вместе с тем в области углов $\theta > 140^\circ$ асимметрия невелика (рис. 16). Отметим, что существуют некоторые указания на возможную неуниверсальность углового распределения нуклонов при фиксированном импульсе (а следовательно, и на неуниверсальность B). В dPb -рассеянии наблюдалась некоторая неоднородность в угловой зависимости сечения при $\theta \sim 150^\circ$ [9]. Этот эффект нуждается в дальнейшем изучении. В частности, интересно исследовать его энергетическую зависимость.

Данные по поведению инклюзивного сечения при импульсах > 1 ГэВ/с довольно фрагментарны. Имеются указания [9, 61], что при этих импульсах параметризация вида $\exp[-T/T_0]$ лучше описывает экспериментальный спектр, чем $\exp(-Bp^2)$.

С уменьшением энергии наклон быстро растет [68, 69] (рис. 17), причем угловое распределение по-прежнему является сильно асимметричным [69]. Отметим, что при энергиях $E_p \lesssim 640$ МэВ, по-видимому, наблюдалось небольшое уменьшение наклона с ростом атомного номера [68, 69]. Полезно помнить, что наклон в этом случае определяли по интервалу импульсов, который для легких ядер типа Li близок к краю фазового объема для рассеяния на ядре, как целом. Поэтому при определении B существенна кинематическая область, запрещенная для рассеяния на двух нуклонах.

Отметим, что анализ последних опытов [70] по фрагментации ${}^4He \rightarrow p$ указывает, что наклон B является слишком грубой характеристикой перехода на скейлинговый канал (рис. 18). По-видимому, при данной начальной энергии спектр вплоть до некоторого импульса $p_{\max}(E_a)$ практически совпадает со спектром при высокой энергии, а при больших импульсах убывает существенно быстрее.

При невысоких энергиях можно сравнить выходы протонов в рассеянии γ на ядре [71] и на дейтоне [72]. Как видно из рис. 19 [71], для тормозных γ -квантов с $E_{\gamma\max} = 1,2$ ГэВ в кинемати-

* Отбор кумулятивных протонов эффективно обрезает тормозной спектр γ снизу.

ческой области, разрешенной для рассеяния на дейтоне, наблюдаемые спектры по форме близки. Такое подобие спектров наблюдается, уже начиная с $E_\gamma \sim 200$ МэВ [15].

А теперь перейдем к теоретическому обсуждению перечисленных выше фактов. Согласно приближению малонуклонных корреляций (МНК) начальная частица разрушает коррелированную пару (тройку) нуклонов, выбывая быстрый нуклон пары, летящий вперед. При этом второй нуклон пары летит назад. Таким образом, сечение рождения кумулятивных нуклонов при высокой энергии выражается через универсальную волновую функцию системы двух (трех) нуклонов, находящихся на малых относительных расстояниях, и, следовательно, B слабо зависит от A и от вида налетающей частицы. (Отметим, что взаимодействие спектейторов с ядром может приводить к неуниверсальности B .)

Экспериментально спектры нуклонов из дейтона и более тяжелых ядер в кинематической области, разрешенной для рассеяния на дейтоне, довольно близки [47, 61]. (Это явление было предсказано в [11] на основе предположения о доминировании парной корреляции.) В качестве иллюстрации на рис. 7 приведены спектры протонов из ${}^4\text{He}$ и D (см. также рис. 18). Анизотропия спектра также разумно воспроизводится на основе уравнений (23)—(25) (см. рис. 16).

Учет движения пары в самосогласованном поле ядра, очевидно, увеличит область, в которой существен вклад парной корреляции. При больших импульсах ($\sim 0,7-0,8$ ГэВ/с при $\theta \sim 180^\circ$) доминируют тройные корреляции. Так как их вклад более существен для тяжелых ядер, спектр в переходной области должен медленнее убывать при увеличении p_N в случае тяжелых ядер и, следовательно, универсальность спектра должна нарушаться. Такого рода нарушение универсальности, по-видимому, наблюдалось в реакции $p + A \rightarrow p + X$ при $p_{\text{нач}} = 8,9$ ГэВ/с [61], $p_N \geq 0,9$ ГэВ/с, $\theta = 180^\circ$. Возможно, что при меньших импульсах $p_N \sim 0,8$ ГэВ/с этот эффект компенсируется эффектами конечности начальной энергии (см. далее).

При небольших $E_{\text{нач}} \lesssim 1$ ГэВ последовательный теоретиче-

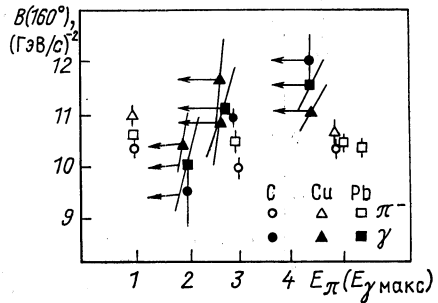


Рис. 13. Зависимость B от начальной энергии, A и вида налетающей частицы [62, 64].

Систематические погрешности для γ -квантов (20%) на рисунке не приведены

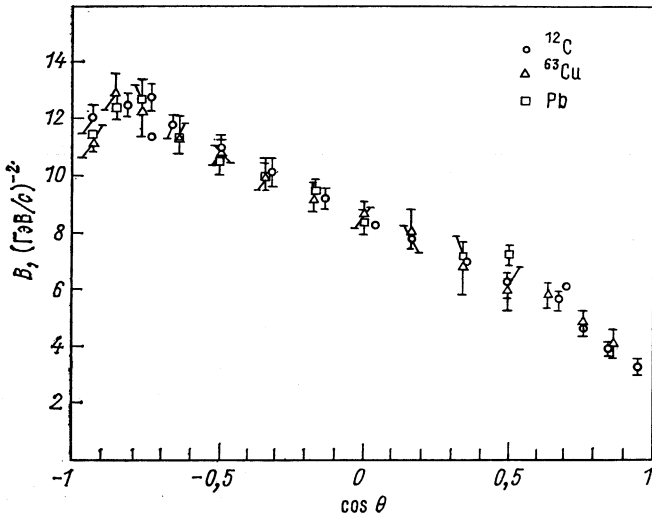


Рис. 14. Зависимость V от угла θ

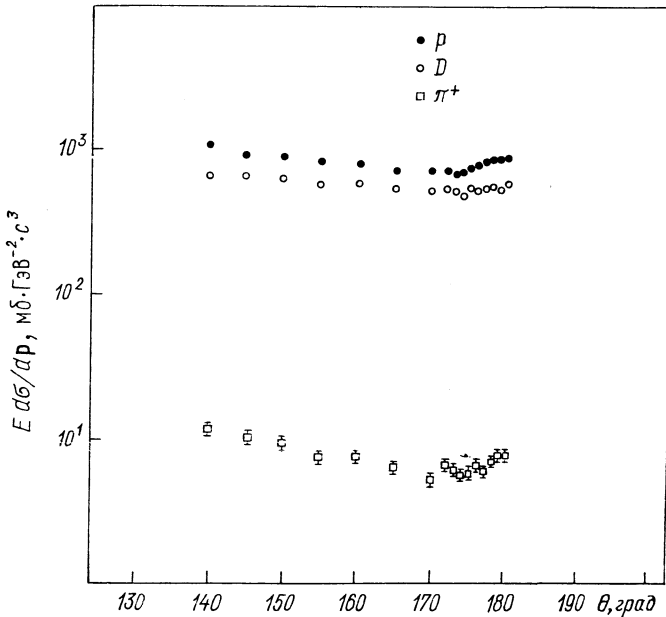


Рис. 15. Выход кумулятивных p, d, π^+ с импульсом 0,5 ГэВ/с в $p\text{Pb}$ -рассеянии при $p_N = 8,9 \text{ ГэВ}/c$ [67]

ский расчет затруднителен, так как необходимо знать амплитуду элементарного процесса далеко от энергетической поверхности. Тем не менее имеющиеся данные по рассеянию γ на ядре и дейтоне не противоречат подобию спектров нуклонов.

В рамках приближения МНК уменьшение B с ростом энергии налетающих частиц отражает увеличение разрешенной кинема-

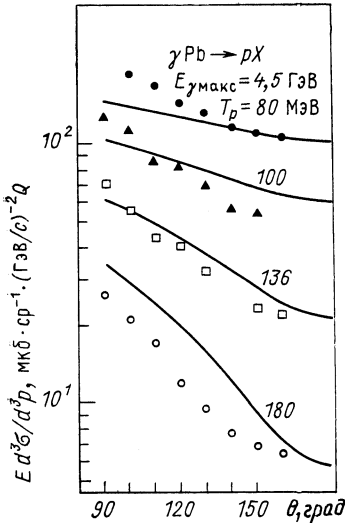
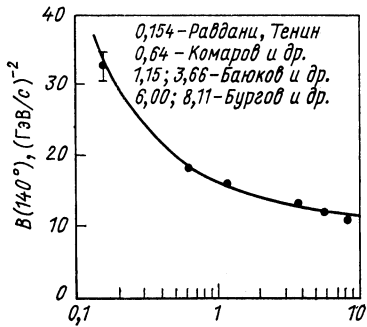


Рис. 16. Угловая зависимость выхода протонов.

Кривые — расчет по формулам (23), (24) с $\rho_{NN}(M_{NN}^2)$, определенной из рассеяния при $\theta = 180^\circ$

Рис. 17. Энергетическая зависимость B для p -рассеяния при $\theta = 140^\circ$ [69]



тической области для рассеяния на коррелированной паре (тройке) нуклонов. Одним из проявлений зависимости разрешенных кинематических областей от энергии является переход на скейлинговый режим в реакции ${}^4\text{He} \rightarrow p$, обсуждавшейся выше. Данные [70] не противоречат тому, что скейлинг нарушается при импульсах кумулятивных нуклонов, близких к границе парной корреляции при данной энергии. Это явление аналогично явлению α -скейлинга, обсуждавшегося в разд. 1 для дейтона.

Обсуждение данных по параметру C . По-видимому, вторым по важности экспериментальным фактом является большое абсолютное значение сечения выхода кумулятивных нуклонов. Например, эмульсионные данные ($A \sim 100$) указывают, что вероятность найти в неупругом событии хотя бы один быстрый нуклон с импульсом $k \geq 250$ МэВ/с и $\theta > 90^\circ$ порядка 50%, два и более протонов — порядка 20% и т. д.* и медленно убывает с ростом k .

Рассмотрим вначале энергетическую зависимость C . В работе [12] изучена зависимость $\tilde{C} = C/\sigma_{\text{неупр}} A$ от энергии в pA -рас-

* Мы благодарны Ю. М. Шабельскому за обсуждение этого вопроса.

сеянии. Оказывается, что для тяжелых ядер \tilde{C} перестает сильно зависеть от энергии при значительно больших значениях энергии $E_{кр}$, чем B (рис. 20). Есть также указания [67], что при рассеянии протонов на тяжелом ядре (^{208}Pb) $E_{кр}$ больше, чем в случае

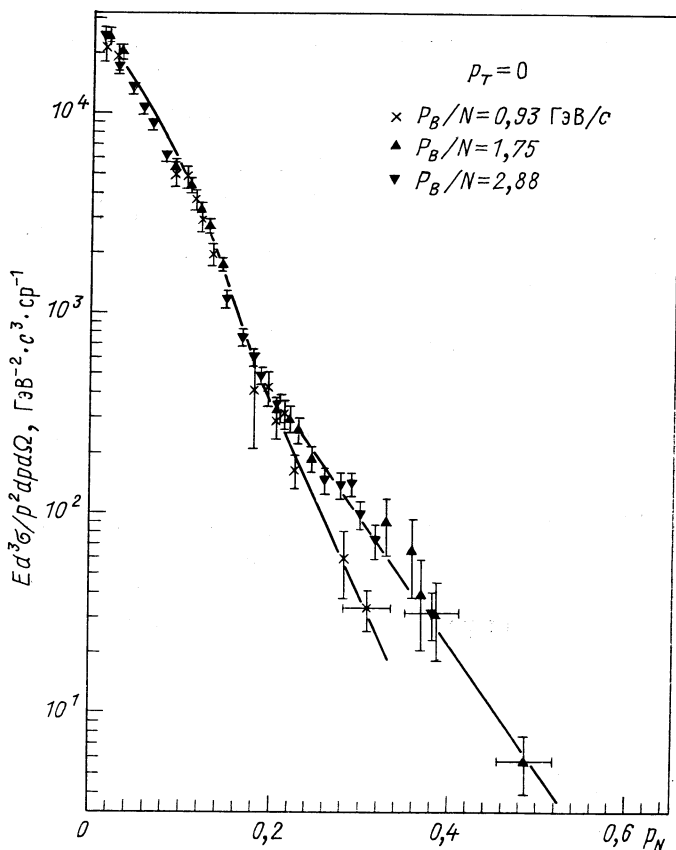


Рис. 18. Переход на скейлинговый режим для реакции ${}^4\text{He} + \text{C} \rightarrow p + X$ [70]

пионов. Для γ -квантов прямое измерение зависимости $C_\gamma(E)$ при больших углах протонов отсутствует, однако, как следует из данных [64], $C_{\text{Рв}}^\gamma(E)/C_{\text{С}}^\gamma(E)$ принимает постоянное значение при существенно меньшем $E_{кр}$, чем для пионов (рис. 21). При $S = 100^\circ C_\gamma$ для ^{12}C и ^{63}C практически не зависит от энергии, начиная с $E \sim 1,2$ ГэВ [73].

Наблюдаемое на опыте различие в энергетическом поведении $C_A(E)$ для рассеяния γ , π , p ($E_{кр\ \gamma} < E_{кр\ \pi} \ll E_{кр\ p}$), а также рост $E_{кр}$ при увеличении A для адронных реакций находят естественное объяснение в геометрической картине (см. п. 5 в разд. 2). Действительно, фотон рассеивается на одной коррелированной паре, поэтому $E_{кр\ \gamma} = E_0$ не зависит от A и определяется тем, когда эффекты, связанные с ростом фазового объема для рассеяния на паре, становятся малосущественными. В то же время налетающий адрон взаимодействует с большим количеством нуклонов, лежащих на одном прицельном параметре. Поэтому, принимая в соответствии с правилами АГК, что начальная энергия делится поровну между $N_{эф}$ последовательными взаимодействиями, имеем [уравнения (36), (38)]:

$$E_{кр} \sim E_0 N_{эф} \sim \sim E_0 \sigma_{in\ hN} / \sigma_{in\ hA} \sim E_0 A^{1/3}, \quad (42)$$

т. е. для ^{207}Pb $E_{кр} \sim (5-6) E_0$, что разумно согласуется с данными [62].

Зависимость C от угла исследована для γA -рассеяния в [65]. На рис. 22 приведено $\tilde{C}_\gamma = C_\gamma / \sigma_{полн\ \gamma A} \approx C_\gamma / A \sigma_{полн\ \gamma N}$ для тормозного спектра γ с $E_{\gamma\max} = 4,5$ ГэВ. Видно, что для кумулятивных протонов \tilde{C}_γ слабо зависит от угла. В то же время в передней полусфере \tilde{C}_γ зависит от A слабо, а для $\theta \leq 60^\circ$ \tilde{C}_γ уже практически не зависит от A .

Слабая зависимость \tilde{C} от угла при $\theta > 90^\circ$ в модели МНК непосредственно следует из (24). Слабая зависимость \tilde{C} от A в области малых углов, т. е. в области, разрешенной для рассеяния на свободном нуклоне, может рассматриваться как указание на то, что выбитые протоны с энергиями $T_{кин} \sim 80 \div 280$ МэВ слабо поглощаются ядром*. В целом вопрос о взаимодействии вторичных частиц заслуживает дальнейшего исследования [60].

* Напомним, что для фотона при $E < 5$ ГэВ экранировка практически отсутствует в полном сечении и он взаимодействует с одним нуклоном. Здесь возникает вопрос, не ответственно ли κ_γ за ту небольшую экранировку в $\sigma_{\gamma A}$, которая наблюдается при указанных энергиях.

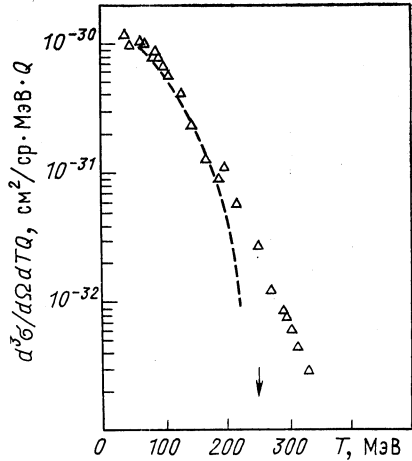


Рис. 19. Энергетический спектр протонов в реакции $\gamma + C \rightarrow p + X$: $E_{\gamma\max} = 1,2$ ГэВ; $\theta = 120^\circ$; — выход протонов из дейтона, умноженный на $4Z$ [71]; \downarrow — граница кинематической области рассеяния на дейтоне

На опыте наблюдалась слабая зависимость выхода протонов для разных изотопов, например ^{112}Sn , ^{124}Sn , от числа нейтронов [74]. Этот факт в рамках обсуждаемых гипотез мог бы оказаться проявлением изменения плотности протонного и нейтронного

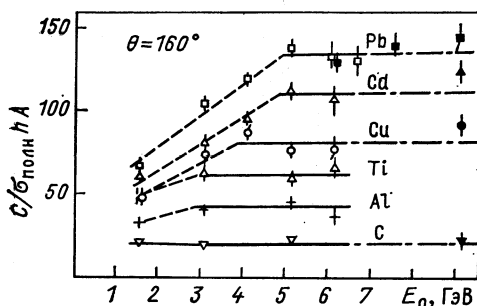


Рис. 20. Зависимость $C/\sigma_{\text{полн}} hA$ в относительных единицах от энергии налетающих пионов и протонов.

Темные точки — данные по рассеянию протонов [62]

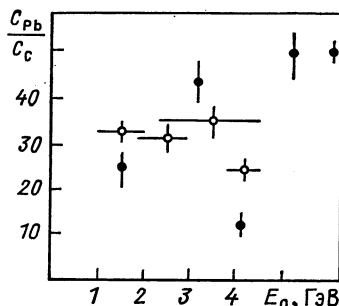


Рис. 21. Зависимость $C_{\text{Pb}}^{\gamma}(E)/C_{\text{C}}^{\gamma}(E)$ (●) и $C_{\text{Pb}}^{\pi}(E)/C_{\text{C}}^{\pi}(E)$ (○) от энергии [62, 65]

газа при добавлении дополнительных нейтронов, наблюдаемого в других экспериментах [55].

З а в и с и м о с т ь C о т A . Зависимость $C(A)$ можно аппроксимировать разными способами ($a_1 A - a_2, A^{\beta}$ и т. д.). Для сопоставления разных экспериментальных данных удобно пользоваться степенной параметризацией $A^{\beta*}$. Тогда $\beta \sim 1,3$.

В работе [75] исследовали A -зависимость средней множественности нуклонов $\langle n \rangle$, вылетающих назад с импульсом $p > 0,3$ ГэВ/с. Полученная величина $\langle n \rangle \sim A^{\alpha}$, где $\alpha = 0,622 \pm 0,040$, хорошо согласуется с эмульсионными данными с $\alpha_D = 0,672 \pm 0,030$.

Ввиду того что $C \sim \langle n \rangle \sigma_{\text{полн}}$, имеем $C \sim A^{\beta}$, где $\beta = 1,3 \div 1,35$. Данные по рассеянию пионов [62] приводит к $\beta \sim 1,35$, что согласуется с данными по рассеянию протонов [74]. Данные по рассеянию фотонов приводят к $\beta = 1,266 \pm 0,088$ [64]. Таким образом, β слабо зависит от вида налетающей частицы.

Для рассеяния пионов и γ -квантов, используя данные [62, 66], можно сопоставить β^{π} и β^{γ} и более непосредственно:

$$\eta(\pi, \gamma) = [C^{\pi}(^{207}\text{Pb})/C^{\pi}(^{12}\text{C})]/[C^{\gamma}(^{207}\text{Pb})/C^{\gamma}(^{12}\text{C})] = 1,3 \pm 0,15, \quad (43)$$

откуда имеем оценку

$$\beta^{\pi} - \beta^{\gamma} = 0,09 \pm 0,04. \quad (44)$$

* Изотопическая зависимость, обсуждавшаяся выше, здесь сравнительно маловажна, так как сопоставляются данные по рассеянию разных частиц на одних и тех же ядрах.

Таким образом, мы приходим к выводу, что инклюзивное сечение $f = E \frac{d^3\sigma^{a+A \rightarrow N+X}}{d^3p} / \sigma_{\text{in}a N}$ практически одинаково зависит от A для существенно разных налетающих частиц, таких, как γ и π , p . Этот результат означает, что гипотеза ядерного скейлинга в форме, предположенной в [9] (где предполагалась независимость $(E d^3\sigma^{a+A \rightarrow N+X} / d^3p) / \sigma_{\text{in}a A}$ от вида частицы a , что соответствует β_l , $p - \beta\gamma \approx -0,3$), противоречит опыту.

В рамках геометрической (квазиглауберовской) картины, изложенной в разд. 2, универсальная зависимость C от A для разных видов налетающих частиц при высокой энергии следует из локальности механизма рождения кумулятивных нуклонов. Таким образом, она очевидным образом справедлива для механизма МНК. Ввиду того что поверхностные нуклоны дают малый вклад в высокоимпульсную компоненту волновой функции ядра, механизм МНК приводит к $\beta > 1$. Для очень тяжелого ядра из-за насыщения ядерных сил следовало бы ожидать уменьшения $\beta_{\text{эф}}$ при увеличении A , начиная с $A \sim 50$, где эффективный фермиевский импульс практически не зависит от A . Это не противоречит существующим экспериментальным данным [61, 62].

2. Фотоядерные реакции и парные корреляции в ядре. При экспериментальном исследовании поглощения фотонов ядрами при $E_\gamma \sim 200$ МэВ (т. е. ниже порога рождения Δ изобары в γN -рассеянии) было обнаружено, что сечение этой реакции велико. Для объяснения последнего факта была предложена так называемая квазидейтонная модель [57], согласно которой фотон поглощается парой нуклонов, находящихся на малых относительных расстояниях. Основной вклад в сечение процесса в силу правил отбора дает поглощение pn -парой в триплетном состоянии (с чем собственно и связано название модели). Эта модель позволила в общих чертах описать энергетические и угловые распределения протонов и нейтронов при фотопоглощении. Она предсказала также наличие корреляции между испусканием быстрых протонов и нейтронов, которую затем подтвердил целый ряд экспериментов [15].

Хотя теоретическая интерпретация процессов фотопоглощения не является однозначной, полезно тем не менее сравнить

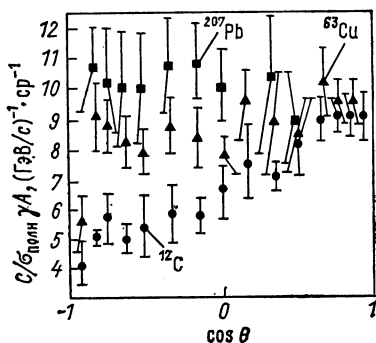


Рис. 22. Зависимость $C/\sigma_{\gamma A}$ от угла вылета протона в реакции $\gamma + A \rightarrow p + X$

масштаб явлений, наблюдаемых в этих процессах и в реакциях с кумулятивными частицами в рамках гипотезы квазидейтонов. Чтобы уменьшить неопределенности, связанные с различным поглощением нуклонов в ядре, разной ролью тройных корреляций и т. п., ограничимся случаем легких ядер. Прямое сравнение этих процессов требует аккуратного учета взаимодействия между нуклонами коррелированной пары в конечном состоянии при фотопоглощении. (В процессах рождения кумулятивных частиц это взаимодействие, по-видимому, невелико, см. разд. 2, п. 5.) Если предположить, что это взаимодействие такое же, как и для процесса $\gamma + D \rightarrow N + N$, то из фотопоглощения ядром можно определить $Z\lambda_{pn}^A$ — эффективное число квазидейтонов в ядре. Последние данные [77] указывают, что $\tilde{\lambda}_{pn} \sim 5$ для ^{12}C .

В процессе рождения кумулятивных нуклонов в отличие от фотоядерных реакций дают вклад pp - и pn -пары в синглетном и триплетном состоянии. Коэффициент пересчета r можно грубо оценить двумя способами: $r \sim 5/3$ для модели Вигнера [78], в которой предполагается, что взаимодействие не зависит от спина и изо-спина нуклонов, или $r \sim 8/3$, если одинакова вероятность найти протон или нейтрон, скоррелированный с данным протоном, т. е. для ^{12}C мы приходим к оценке числа коррелированных пар нуклонов: $\lambda_{pN} \sim 8 \div 14$.

Для ^{12}C из сопоставления данных [47, 62] по реакциям $p + D \rightarrow p + X$; $p + C \rightarrow p + X$ при $p_{\text{нач}N} = 8,9$ ГэВ/с и $p_N = 0,5$ ГэВ/с имеем $\lambda_{pN} = 10 \pm 1,6$. При меньших импульсах кумулятивных нуклонов прямые данные для обсуждаемого отношения отсутствуют, однако имеются указания на то, что λ_A несколько меньше при $p_N \approx 0,3$ ГэВ/с.

Таким образом, сечение кумулятивного рождения протонов из легких ядер находится в разумном соответствии с данными по фотопоглощению (с точностью до фактора 2). Это служит серьезным доводом в пользу того, что парные корреляции являются основным источником кумулятивных нуклонов в своей кинематической области.

3. Глубоконеупругое рождение кумулятивных нуклонов. В первой главе мы подробно изложили преимущества глубоконеупругой реакции $l + A \rightarrow l' + p + X$ для изучения природы кумулятивных нуклонов. Недавно появились первые данные по реакции $\bar{\nu} + \text{Ne} \rightarrow \mu^+ + p + X$, где отбирались события с нуклоном в задней полусфере с импульсом >200 МэВ/с [66]. Обнаруженные выход протонов и форма спектра близки к соответствующим характеристикам адронной реакции; среднее значение $\langle x_p \rangle$ для событий с кумулятивным протоном меньше, чем для всех событий $\langle x_p \rangle / \langle x \rangle \approx 0,7$; средняя множественность рожденных адронов несколько больше, чем во всех событиях; видимый заряд в событиях, содержащих кумулятивный нуклон, приблизительно на еди-

ницу больше, чем во всех событиях. Полный заряд в событиях минус заряд идентифицированных протонов ($p < 1$ ГэВ/с) практически такой же, как во всех событиях. Эти дополнительные протоны объясняют практически все увеличение средней множественности.

Все перечисленные эффекты для событий с кумулятивным нуклоном предсказывала гипотеза МНК [11] (см. разд. 2, п. 4). В частности, не противоречит опыту соотношение $\langle x_p \rangle = 2(1 - \alpha) \langle x \rangle$, ожидаемое для парной корреляции. Однако для однозначной интерпретации необходимо существенное увеличение статистики.

В последнее время появились данные по реакции $\bar{\nu}(\nu) + \text{CF}_3\text{Br}$ [66]. Авторы наблюдали несколько меньшую корреляцию между x и α , что может быть связано или с большей величиной тройной корреляции в тяжелом ядре и (или) с разрушением МНК в результате взаимодействия вторичных частиц с ядром.

4. Корреляционные измерения. До настоящего времени выполнено сравнительно небольшое число корреляционных измерений. В работе [80] изучали корреляцию между протонами, вылетающими в заднюю полусферу в реакции $\pi + A \rightarrow Np + X$, где $N = 2, 3, 4$. Авторы не обнаружили статистически значимой корреляции, т. е. в первом приближении протоны испускаются независимо*. В рамках МНК, где испускание нескольких нуклонов объясняется рассеянием на нескольких пространственно разделенных коррелированных парах нуклонов, можно ожидать слабой зависимости формы спектра от числа вылетающих нуклонов. При этом отбор одного нуклона, летящего назад, должен усиливать вероятность испускания второго нуклона, так как при таком отборе подавляется вклад от рассеяния на крае ядра.

В работе [81] исследовали корреляцию между вылетом протона назад и положительно заряженной частицы h^+ вперед в реакции $\pi^- + A \rightarrow p + h^+ + X$ при $E_{\pi^-} = 3,4$ ГэВ. Форма спектра протонов практически не зависит от импульса триггера h^+ . В то же время при отборе продольного импульса частицы h^+ $p_{\text{пр}} \approx 3$ ГэВ/с (т. е. порядка p_{π^-}) наблюдалась небольшая отрицательная корреляция, растущая при увеличении A . При $p_{\text{пр}} \approx 1$ ГэВ/с наблюдалась положительная корреляция, убывающая с ростом A .

В рамках гипотезы МНК отбор частицы с большим $p_{\text{пр}}$ или увеличение A уменьшает энергию, которую налетающая частица может эффективно передать коррелированной паре, что приводит к росту отрицательной корреляции при увеличении $p_{\text{пр}}$. Это рассуждение, по существу, использовалось при объяснении энергетической зависимости $C(E)$ как функции A .

* Отметим, что это утверждение относится к форме спектра масс, но не к абсолютному значению выхода, которое в работе не изучалось.

5. Рождение кумулятивных пионов. Инклюзивное сечение процесса $p + A \rightarrow \pi + X$ при больших T_π можно приближенно описать как $E d^3\sigma/d^3p = C \exp(-T_\pi/T_0)$, где $T_0 \approx 60$ МэВ при $\theta = 180^\circ$ (T_0 растет при увеличении начальной энергии и A) [82]. Кроме того, по-видимому, T_0 зависит и от угла θ (см. рис. 16) и принимает минимальное значение при $\theta \approx 180^\circ$. Обращает на себя внимание также малое значение отношения ($p > 500$ МэВ/с):

$$(E d^3\sigma^{A \rightarrow \pi}/d^3p)/(E d^3\sigma^{A \rightarrow p}/d^3p) \sim 10^{-2}, \quad (45)$$

которое слабо зависит от импульса. В области, запрещенной для рассеяния на свободном нуклоне, но разрешенной для рассеяния на дейтоне, отношение $(E d^3\sigma^{4\text{He} \rightarrow \pi}/d^3p)/(E d^3\sigma^{D \rightarrow \pi}/d^3p) \approx 10$ и не зависит от импульса π (см. рис. 9), причем оно слабо зависит от начальной энергии [47, 49].

В рамках гипотезы МНК разумно пытаться интерпретировать исследуемый процесс как результат рассеяния налетающей быстрой частицы на быстром нуклоне, летящем назад (с учетом глауберовских перерассеяний). При достаточно высокой энергии налетающих частиц наличие глауберовских перерассеяний не сказывается на инклюзивном сечении кумулятивных мезонов. (Доказательство последнего утверждения аналогично рассуждению, проведенному в разд. 2, и соответствует правилам АГК [45].) Отсюда следует, что рождение кумулятивных π -мезонов — объемный процесс. Гипотеза МНК естественным образом объясняет малое значение отношения (45) как проявление малой вероятности найти быстрый пион в быстром нуклоне ядра. При высоких энергиях можно ожидать (в пренебрежении эффектами поглощения в конечном состоянии и различием в A -зависимости выхода кумулятивных протонов и нейтронов), что A -зависимости для выхода пионов и нуклонов в области парной корреляции ($2 \gg \alpha_\pi^D > 1$) должны быть близки. В то же время при невысоких энергиях глауберовские перерассеяния приводят к замедлению роста сечения рождения пионов при увеличении A . Этот эффект связан по сути с теми же причинами, что и энергетическая зависимость $C(E)$, обсуждавшаяся ранее. Однако в случае рождения π -мезона он приводит к более существенному замедлению A -зависимости, так как амплитуда элементарного процесса $h + NN \rightarrow \pi + X$ значительно более сильно зависит от E_h .

В приближении парной корреляции при высокой энергии должно иметь место приближенное соотношение:

$$\frac{E d^3\sigma^{h+A \rightarrow \pi+X}/d^3p}{E d^3\sigma^{h+D \rightarrow \pi+X}/d^3p} \approx \frac{E d^3\sigma^{h+A \rightarrow N+X}/d^3p}{E d^3\sigma^{h+D \rightarrow N+X}/d^3p} \quad (46)$$

при $2 \gg x_\pi^D$, $x_{p_i}^D \gg 1$. Для легких ядер, для которых глауберовское экранирование довольно мало, это соотношение должно быть

справедливо, начиная уже с промежуточных энергий. Действительно, для ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ соотношение (46) не противоречит опыту [47], например для ${}^4\text{He}$ отношение левой и правой частей (46) равно $0,8 \pm 0,2$.

В приближении МНК ожидается также, что отношение выходов K - и π -мезонов при одинаковых α_π , α_K должно быть близко к отношению их выходов K/π в элементарной реакции при больших x ($0,3 \div 0,5$) и, по-видимому, должно медленно расти при увеличении A из-за различия в поглощении π и K ядер.

6. Тройные корреляции и рождение легких ядер. В предыдущем анализе мы практически ограничились рассеянием на парных корреляциях. Это связано не с малостью тройных корреляций (для тяжелых ядер подавление, по-видимому, невелико), а с тем, что для инклюзивных процессов тройные, парные корреляции приводят к похожим следствиям в кинематической области парной корреляции.

Часто высказывается мнение (см., например, [9]), что наблюдаемое большое сечение рождения кумулятивных D , T в случае, если налетающая частица — адрон, является явным указанием на тройные корреляции. Однако в этих процессах кинематически выделен другой механизм. Налетающий быстрый адрон в среднем процессе разрушает несколько коррелированных пар нуклонов, расположенных на одном прицельном параметре. Кумулятивные нуклоны от этих пар объединяются в D , T в среднем поле ядра, вблизи края ядра. (По-видимому, впервые Батлер и Пирсон [79] в рамках модели каскадов указали на слипание нуклонов в поле ядра как на источник быстрых дейтонов, летящих вперед.) Этот механизм приводит для рассеяния на 180° к спектру D , T следующего вида [60]:

$$E_D \frac{d^3\sigma^{h+A \rightarrow D+\dots}}{d^3p_D} = \frac{\zeta_D}{p_D^2} \left[\frac{E_N \frac{d^3\sigma^{h+A \rightarrow N+\dots}}{d^3p_N} (p_D/2)}{A\sigma_{\text{неуп}}^{hN}} \right]^2 A\sigma_{\text{неуп}}^{hN}; \quad (47)$$

$$E_T \frac{d^3\sigma^{h+A \rightarrow T+\dots}}{d^3p_T} = \frac{\zeta_T}{p_T^4} \left[\frac{E_N \frac{d^3\sigma^{h+A \rightarrow N+\dots}}{d^3p_N} (p_T/3)}{A\sigma_{\text{неуп}}^{hN}} \right]^3 A\sigma_{\text{неуп}}^{hN}, \quad (48)$$

где $\zeta_{D,T}$ — численные факторы, учитывающие малую вероятность на объединение нуклонов в D , T , которые в принципе можно рассчитать методами, стандартными для ядерной физики. Поскольку слипание нуклонов происходит на крае ядра (иначе D , T развалятся в результате последующих столкновений), $\zeta_{D,T}$ слабо зависят от A . При оценке интеграла перекрытия мы использовали тот факт, что относительные импульсы нуклонов, слипающихся

в D, T, невелики и что мал переданный импульс ядру. Множитель $1/p_D^2(1/p_T^4)$ в амплитуде рождения D (T) возник из-за того, что слипание происходит на крае ядра (за короткий промежуток времени $\sim 1/p_D$). В случае образования T происходит слипание трех кумулятивных нуклонов.

Уравнения (47) и (48) справедливы при $p_D > 2p_F$, $p_T > 3p_F$, где p_F — фермиевский импульс нуклона в ядре. Они хорошо описывают зависимость спектров D, T от импульса как при высокой

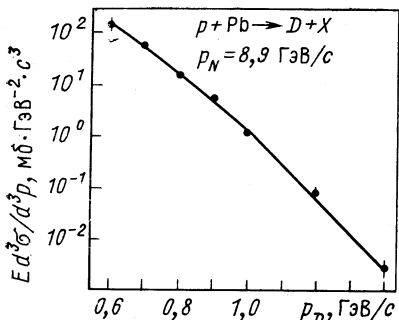


Рис. 23. Спектр дейтонов, рассчитанный по уравнению (47) [61]

энергии $E_N = 8,9$ ГэВ [61] (рис. 23), так и при небольшой кинетической энергии 600 МэВ [68], а также приводят к разумной A -зависимости спектра. Такое совпадение можно рассматривать как указание на то, что кумулятивные легкие ядра несут лишь косвенную информацию о короткодействующих корреляциях в ядрах. Отметим, что $\zeta_{D,T}$ должно расти с ростом начальной энергии до энергий порядка 10 ГэВ.

Критической проверкой механизма подхвата явилось бы

измерение выходов D, T, а также пар нуклонов в глубоконеупругом рассеянии лептонов и, возможно, фотонов на ядрах и сравнение их с данными аналогичных адронных реакций. В механизме подхвата отношение выходов D, T и p в лептонном случае существенно меньше, чем в адронном, а в механизме тройных корреляций это отношение практически не меняется [60].

Для надежной идентификации тройных корреляций в первую очередь необходимы эксперименты с лептонными пучками [60]. Представляет интерес и исследование инклюзивных спектров N , π , K в области тройной корреляции. Чтобы избавиться от эффектов, связанных с ростом (при увеличении энергии) существенных продольных расстояний типа энергетической зависимости $C_A(E)$, необходимы высокие энергии. В этом случае можно ожидать более крутую A -зависимость для выхода π , K , N в области тройной корреляции. Некоторые экспериментальные указания на это явление, по-видимому, имеются уже при энергии 8,9 ГэВ [47, 60, 82].

7. Альтернативные подходы. Хотя экспериментальное исследование выходов кумулятивных частиц отнюдь не завершено и существенные экспериментальные данные отсутствуют [60], тем не менее альтернативные (не МНК) попытки объяснения природы кумулятивных нуклонов встречаются с трудностями.

Рассмотрим вначале подходы, в которых рождение кумулятивных нуклонов связывается с наличием высокоимпульсной компоненты в ядре.

1. *Модель среднего поля* [12, 13, 19, 58] (см. разд. 2). В рамках этой модели большие импульсы нуклонов в ядре балансируются всеми остальными нуклонами ядра, а не одним, двумя, как в приближении МНК. Причем выбивание кумулятивного нуклона происходит вследствие упругого (дифракционного) рассеяния на быстром нуклоне. Перечислим основные проблемы этого подхода: а) трудно объяснить абсолютную величину эффекта; например, для ${}^4\text{He}$ в рамках модели из экспериментальных данных [47] следует, что $\int \psi_{4\text{He}}^{2(k)} \theta(k - 0,35 \text{ ГэВ}/c) d^3k \gtrsim 0,5$, что противоречит обычным представлениям; б) качественно непонятна близость спектров из протонов дейтона и более тяжелых ядер; в) ожидания модели для глубоконеупругих процессов качественно не соответствуют данным опыта [60].

Вопрос о роли механизма среднего поля при низких энергиях начальных частиц менее ясен. Однако ряд явлений качественно не согласуется с ожиданиями модели: а) отсутствует предсказанная зависимость выхода кумулятивных протонов от поляризации начального протона [83, 84]; б) корреляции между протоном, летящим вперед, и протоном, летящим назад, противоречат предсказаниям модели [85]; в) качественно непонятен переход на скейлинговый режим для ${}^4\text{He}$ (см. рис. 18) на кинематической границе парной корреляции. Отметим также, что волновые функции, используемые авторами для описания спектров протонов при низкой энергии $\leq 2 \text{ ГэВ}$, не позволяют удовлетворительно описать данные при энергии 9 ГэВ (см. рис. 7,12).

2. *Модель Вебера — Миллера (ВМ)*. Поскольку γ , лептоны, в отличие от адронов, взаимодействуют только с отдельными нуклонами ядра, рассеиваясь на медленном нуклоне, они практически не могут разрушить многочастичную корреляцию (см. разд. 2). Следовательно, гипотеза ВМ предсказывает резкое подавление выходов кумулятивных нуклонов в процессе фотопоглощения и в глубоконеупругих процессах по сравнению с адронными, что противоречит опыту [66]. Поскольку γ , ν рассеиваются на медленном нуклоне, в механизме ВМ не ожидается ни наблюдаемой на опыте угловой асимметрии спектра кумулятивных нуклонов (см. разд. 3, п. 1), ни корреляции между импульсом кумулятивного нуклона и переменной x в рассеянии $\bar{\nu}\text{Ne}$ (см. разд. 2, п. 4 и разд. 3, п. 3).

В ряде работ предложены механизмы рождения кумулятивных частиц, основанные на специальных гипотезах о сильном взаимодействии и структуре ядра.

3. В [24] предполагают, что начальный адрон когерентно

взаимодействует с $A^{1/3}$ нуклонами трубки как с одним нуклоном с массой $A^{1/3}$ (в последнее время эту модель часто называют моделью когерентной трубки). Предложенная гипотеза не может объяснить: а) универсальности спектров для случая рассеяния π , p и γ , ν (действительно, γ^* , ν взаимодействуют с одним нуклоном, $\sigma_{\gamma^*, \nu A} \sim A$, и когерентная трубка здесь отсутствует; б) отношение выходов пионов в реакциях $p + D \rightarrow \pi + X$ и $p + p \rightarrow \pi + X$: $\rho^{D \rightarrow \pi}(x)/\rho^{p \rightarrow \pi}(x) \sim (1-x)^6$ при $x \gtrsim 0,5$ в соответствии с ожиданиями [26, 53], основанными на модели кварков, а не константа, как предсказывается в [24]; в) аналогично в глубоко-неупругом eD -, eN -рассеянии при больших x отношение $F_{2D}(x)/F_{2N}(x) \sim (1-x)^6$, а не константа.

4. В работах [6, 56] высказана гипотеза, что несколько нуклонов, находящихся на малых относительных расстояниях, взаимодействуют с налетающей частицей как один адрон (гипотеза флюктонов). Развитие этой идеи, основанное на моделях жесткого рассеяния [21], обычно применяемых к процессам с большими поперечными импульсами, встречает в настоящее время трудности при объяснении наблюдаемой на опыте: а) универсальности нуклонных спектров в ν -, γ - и h -рассеянии, где в этой модели существенно отличаются механизмы взаимодействия; б) большого значения отношения выходов p и $\pi \sim 100$ при $p > 0,5$ ГэВ/с (в процессах с большими p_{\perp} это отношение не превышает 0,3 [86]); в) большого значения выходов нескольких кумулятивных нуклонов, дейтонов, тритиев и т. п., поскольку в адронных жестких процессах такие частицы практически не рождаются; г) разной энергетической зависимости $C(E)$ для легких и тяжелых ядер (экспериментально в жестких процессах, по-видимому, отсутствует экранирование). Жесткие процессы составляют очень малую долю полного NN -сечения, поэтому непонятно большое абсолютное значение эффекта (фактор, учитывающий малую вероятность найти группу нуклонов на малых расстояниях, также присутствует в этом подходе).

Другое развитие флюкционной гипотезы, находящееся в близком соответствии с подходом Бланкенбеклера — Шмидта, выполнено в [22]. Ее экспериментальные следствия близки к следствиям моделей среднего поля [12, 13, 19].

5. Рождение кумулятивных частиц может в принципе происходить благодаря перерассеянию вторичных частиц в конечном состоянии [23, 26], так как существенные продольные расстояния увеличиваются с ростом начальной энергии. Чтобы корректно вычислить вклад этого механизма, необходимо знать, как развивается процесс сильного взаимодействия в пространстве — времени, т. е. понимать, за какое время формируются адроны, какова роль эффектов когерентности партонов и т. п. Эти проблемы не рассматривались в работе [23], в которой для вычислений был

применен каскадный подход. Каскадный механизм [23] встречается с качественными трудностями при объяснении целого ряда экспериментальных данных: а) универсальности импульсных распределений для легких ядер (${}^4\text{He}$), где перерассеяния малы, и тяжелых ядер (Pb); б) большого значения отношения $p/\pi \sim 100$; в) корреляции в глубоконеупругом рассеянии.

Таким образом, мы видим, что альтернативные (не МНК) гипотезы встречаются с рядом трудностей при объяснении многих экспериментальных данных и, в первую очередь, универсальности спектров, энергетической зависимости сечения и корреляций в $\bar{\nu}\text{Ne}$ -рассеянии. Вместе с тем многие принципиальные эксперименты до сих пор не выполнены, вследствие чего не вполне выяснена роль многих явлений, например, трехнуклонных корреляций, низкоэнергетических каскадов, поглощения медленных вторичных пионов в ядре коррелированными парами нуклонов в ядре. Расчет взаимодействия вторичных частиц с ядром в настоящее время представляет серьезные теоретические трудности. Например, как показывает сопоставление корреляционных данных [85] и данных по одноинклюзивным спектрам [69], расчет по каскадной модели [87] существенно завышает сечение поглощения пионов коррелированными парами*.

4. КАКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НЕОБХОДИМЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ЯДРЕ

Как следует из анализа, проведенного в предыдущих разделах, наряду с уточнением существующих экспериментальных данных можно выделить следующие группы задач: детальное изучение парной корреляции; поиски проявлений многочастичных корреляций; изучение эффектов среднего поля; исследование возможной примеси нуклонных резонансов, π -мезонов в волновой функции легкого ядра; изучение взаимодействия вторичных частиц с ядром; изучение эффектов малых расстояний при энергиях ≤ 1 ГэВ [60].

Парная корреляция. Как мы видели (см. разд. 2 и 3), в настоящее время существуют серьезные основания считать, что парная корреляция ответственна в широкой кинематической области за выходы кумулятивных частиц в рассеянии быстрых частиц на легких ядрах. Поэтому необходим систематический экспериментальный анализ этой проблемы.

В первую очередь, представляет интерес изучение выходов кумулятивных протонов, пионов из легких ядер D , ${}^3\text{He}$, T , ${}^4\text{He}$

* Мы благодарны В. И. Комарову за обсуждение этого вопроса.

в широком диапазоне углов. Здесь необходимы детальные измерения, так как уже появились первые теоретические расчеты волновой функции ${}^4\text{He}$ с учетом парных корреляций [89]. Эти расчеты неплохо согласуются с обсуждавшимися в разд. 2 гипотезами о волновой функции ядра: а) парная корреляция доминирует при $k \gg \gg 0,4 \text{ ГэВ/с}$; б) одночастичная плотность ${}^4\text{He}$ пропорциональна квадрату волновой функции ψ_D^2 ; в) коэффициент пропорциональности λ_{He} разумно согласуется с анализом экспериментальных данных [47], выполненным в разд. 3 (внутри фактора 1,3). Указанные расчеты одновременно подтверждают интерпретацию кумулятивных p , n как проявления парных корреляций для ${}^6\text{Li}$, так как это ядро неплохо описывается кластерной моделью как система ${}^4\text{He} + D$. Особо важны эксперименты с ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, которые позволили бы прояснить причины расхождения с опытом [90] при $q^2 \gg \gg 0,5 \text{ ГэВ}^2$ теоретических расчетов форм-факторов ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$.

Измерение отношения

$$\begin{aligned} \eta &= (E d^3\sigma({}^3\text{He} \rightarrow p) / d^3p) / (E d^3\sigma({}^T \rightarrow p) / d^3p) = \\ &= (E d^3\sigma({}^3\text{He} \rightarrow p) / d^3p) / (E d^3\sigma({}^3\text{He} \rightarrow n) / d^3p) \end{aligned}$$

позволяет непосредственно сравнить парные pp - и pn -корреляции. В пренебрежении разностью hp - и hn -сечений и неспектейторным вкладом

$$\eta(\alpha, p_{\perp}) = 1 + \rho_{pp}(M_{NN}^2) / \rho_{pn}(M_{NN}^2). \quad (49)$$

Необходимо уточнить абсолютную величину выхода кумулятивных нуклонов из Be и более тяжелых ядер. В настоящее время имеются серьезные расхождения между разными экспериментальными группами [61, 91].

Изучение выхода кумулятивных нейтронов. В принципе здесь интересно повторить всю программу действий, выполненную для кумулятивных протонов. Особый интерес представляет сравнение A -зависимости для C_p и C_n , изотопическая зависимость C_n , а также сравнение наклонов B для выхода p , n . Такие измерения нужны для понимания пространственного распределения протонов и нейтронов в центре ядра. Для ядер с изотопическим спином 0, таких, как ${}^{12}\text{C}$, это позволило бы уточнить роль неасимптотических эффектов. Например, интересно сравнить сечения реакций $\pi^{\pm} + \text{C} \rightarrow p, n + X$. Впрочем в этом случае можно ограничиться рождением протонов, так как по зарядовой независимости сечения $\pi^{\pm} + \text{C} \rightarrow p + X$ и $\pi^{\mp} + \text{C} \rightarrow n + X$ должны быть равны.

Исследование зависимости выхода протонов от числа нейтронов (изотопический эффект) (см. разд. 3, п. 2). Этот вопрос представляет особый интерес для изотопов Ca и Sn. В указанных случаях добавление нейтронов по-разному изменяет распределение протонов в ядре [55]. Для понимания природы изотопического

эффекта необходимо изучить его в кинематической области малых импульсов нуклонов и в области парной и тройной корреляции.

Проверка гипотезы парной корреляции. Одним из существенных следствий парной корреляции является то, что нуклоны пары, вылетающему в заднюю полусферу с некоторым α_1 , должен соответствовать [при высоких энергиях, когда справедливо неравенство $(M_{NN}^2 - 4M_N^2)/s \ll 1$] нуклон, обладающий $\alpha_2 \leq 2 - \alpha_1$. Поскольку лидирующий нуклон в среднем несет $\sim 0,7$ энергии налетающего нуклона, то оптимально изучать корреляцию в области $0,7(2 - \alpha_1) < \alpha_2 \leq (2 - \alpha_1)$, $k_{1\perp} \approx -k_{2\perp}$ (эффекты от среднего поля и многонуклонных корреляций приводят к корреляции и при $\alpha_2 > 2 - \alpha_1$). Поиск таких корреляций реален только для легких ядер, так как в случае тяжелых ядер эффект должен резко уменьшаться из-за большого среднего числа взаимодействий налетающей частицы в ядре, а также из-за возможных перерасеяний и поглощения в ядре вылетающих нуклонов. По-видимому, аналогичная корреляция наблюдалась при $E_p = 640$ МэВ [85].

Квазиупругий развал ядра с регистрацией кумулятивного нуклона $h + A \rightarrow h' + p + A'$ без рождения пионов. Если процесс происходит за счет парной корреляции, то вылет нуклона назад должен сопровождаться вылетом нуклона вперед, причем

$$\alpha_{N_1} + \alpha_{N_2} = 2, \quad k_{\perp h'} + k_{N_{1\perp}} + k_{N_{2\perp}} = 0, \quad (50)$$

где $\alpha = (\sqrt{m^2 + p^2} - p_3)/m$. Отметим, что и эту реакцию разумно изучать для легких ядер. В таком случае, поскольку отобраны события только с упругим взаимодействием h , многократные перерасеяния h маловероятны и, следовательно, (50) должно лучше выполняться. Чтобы подавить взаимодействие пары в конечном состоянии, разумно отбирать достаточно большие $p_{\perp}^h \gtrsim \gtrsim 0,5$ ГэВ/с. Сечение реакции

$$\begin{aligned} & \alpha_1 \alpha_2 \frac{d\sigma^6}{d\alpha_1 d\alpha_2 d^2 k_{1\perp} d^2 k_{2\perp}} \sim \\ & \sim \left\{ \rho_{N_1 N_2} \left(\frac{m^2 + ((k_{1\perp} - p_{h\perp}) \eta_2 + k_{2\perp} \eta_1)^2}{\eta_1 \eta_2} \right) + \right. \\ & \left. + \rho_{N_1 N_2} \left(\frac{m^2 + ((k_{1\perp} - p_{h\perp}) \eta_1 + k_{\perp 2} \eta_1)^2}{\eta_1 \eta_2} \right) \right\} \frac{d\sigma_{hN}}{dt} (p_{n\perp}^2), \quad (51) \end{aligned}$$

где $\eta_i = \alpha_i / (\alpha_1 + \alpha_2)$.

Поляризация рожденных нуклонов при разных начальных энергиях, начиная с легких ядер. Ее измерение позволило бы уточнить механизм разрушения пары и роль оболочечных эффектов. В принципе как взаимодействие пары в конечном состоянии, так и перерасеяния в ядре могут приводить к заметным поляризациям (указания на наличие большой поляризации при $E_\pi \approx 3$ ГэВ, $p_N \gtrsim \gtrsim 0,5$ ГэВ/с, $\theta = 160^\circ$ получены в [92]).

Представляет также интерес выяснить, как растет с увеличением A критическая энергия, при которой выход кумулятивных пионов перестает сильно зависеть от энергии налетающих частиц. Ожидаем, что наступление скейлинга происходит при больших энергиях, чем в случае кумулятивных протонов, так как амплитуда процесса $p + N \rightarrow \pi + X$ сильно зависит от энергии в отличие от $\sigma_{in NN}$. Интересно также изучить A -зависимость сечения рождения кумулятивных мезонов как функцию энергии начальных частиц. Не сближаются ли с ростом энергии A -зависимости для выходов кумулятивных пионов и нуклонов? Вклад A -зависимости выхода кумулятивных протонов и пионов характеризует вклад вторичных взаимодействий в рождение кумулятивных нуклонов, так как низкоэнергетические каскады практически не дают вклада в рождение кумулятивных пионов.

Теоретический анализ геометрической картины для взаимодействия быстрой частицы с ядром (см. разд. 2) показывает, что $\kappa_a = C/\sigma_{in N}$ должно сравнительно слабо зависеть от вида налетающей частицы. Некоторое различие могло бы иметь место. Учет экранировок указывает, что $\kappa_\gamma > \kappa_\pi > \kappa_p$ в области парной корреляции (см. разд. 1). Теоретический расчет на основе (13), например, при $p_N = 0,5$ ГэВ/с, $\theta = 180^\circ$ дает $\kappa_\pi/\kappa_p \approx 1,2$, что не противоречит уточненным данным [91]. Вместе с тем адрон эффективнее выбивает нуклон из многонуклонных корреляций и вообще легче разваливает ядро, так как выбивает много нуклонов. По-видимому, основной интерес представляет экспериментальное сравнение $\kappa_{e, \gamma, \nu, \bar{\nu}} \text{ с } \kappa_{\pi, p}^*$.

Исследование выходов кумулятивных ρ , η , ϕ , K^\pm , \bar{p} , Σ , Ω , как функции начальной энергии, и сравнение с расчетами, основанными на уравнении (38), позволяет получить дополнительную информацию о свойствах короткодействующих корреляций и о взаимодействии вторичных частиц с ядром. В первую очередь интересны измерения выходов K^+ , так как для K^+ сечение поглощения ядром мало и, кроме того, их выход из-за низкоэнергетических каскадов сильно подавлен. С другой стороны, рождение \bar{p} , ρ намного более чувствительно к времени формирования конечного состояния. Экспериментально установлено, что функциональные зависимости выходов ρ , ω , ϕ , π , K^+ от x близки при больших x . Поэтому из (38) следует, что отношения выходов этих резонансов при $\alpha > 1/2$ и в элементарной реакции при больших x должны

* В первую очередь, следовало бы выполнить эту программу для рассеяния на дейтоне. В частности, для исследования адроноподобных свойств фотона интересно проверить, не убывает ли κ_γ с ростом энергии при фиксированном импульсе кумулятивного нуклона.

быть близки, по меньшей мере на дейтоне и легких ядрах *. Для однозначной проверки этого предсказания необходимы энергии ~ 50 ГэВ. При анализе роли поглощений следует учитывать, что, если в случае легких кумулятивных частиц, которые летят назад в системе покоя ядра, поглощение приводит к уменьшению их выхода при больших α , то в случае тяжелых частиц ($m > m_N$), которые летят вперед в л. с., взаимодействие с ядром замедляет быстрые частицы, приводя к видимому увеличению выхода кумулятивных частиц.

Обсуждавшиеся выше адронные эксперименты не менее интересны и для рассеяния фотона, и в глубоконеупругом рассеянии. Более того, поскольку фотон (γ^* , W) взаимодействует с одним нуклоном, корреляционные опыты являются в этом случае более чистыми.

Чрезвычайно важным является продолжение исследования глубоконеупругой реакции $l + A \rightarrow l' + p + X$. Особое значение здесь имеет измерение зависимости выхода кумулятивных протонов от x , y при фиксированном α .

Для повышения надежности теоретических расчетов необходимо измерить выходы протонов, пионов и т. п. в элементарных реакциях при больших x : $\gamma (\gamma, W, h) + N \rightarrow l + p (\pi, \dots) + X$.

Многочастичные корреляции. Для понимания роли многочастичных корреляций необходимо выполнить следующее.

1. Выяснить, насколько универсальны инклюзивные спектры нуклонов в области тройной корреляции.

2. Изучить реакции одновременного выбивания нескольких кумулятивных нуклонов в рассеянии γ , e , h .

При рассеянии адронов, по-видимому, основной вклад дает выбивание нуклонов из нескольких коррелированных пар, по меньшей мере для средних и тяжелых ядер (ср. разд. 2, п. 5), при котором

$$\frac{d^6\sigma}{(d^3p_1/E_1)(d^3p_2/E_2)} \approx \frac{d^3\sigma^{a+A \rightarrow p+X}}{d^3p_1/E_1} \frac{d^3\sigma^{a+A \rightarrow p+X}}{d^3p_2/E_2} \int d^2b \left[\int dz \rho_A(z\mathbf{b}) \right]^2. \quad (52)$$

Здесь $\rho_A(z, \mathbf{b})$ — распределение нуклонов в ядре. Для глубоконеупругих процессов этот вклад отсутствует и, по-видимому, он мал для рассеяния фотона. Для рассеяния γ , e основной вклад в спектр двух нуклонов, по-видимому, должны давать **: рассеяние на тройке; один нуклон от рассеяния на паре, а второй нуклон от развала ядра (механизм среднего поля). В последнем случае импульсный

* Сравнение выходов при одинаковом α отвечает сравнению выходов при одинаковой энергии (импульсе) в системе отсчета, где налетает ядро.

** Наличие каскадов уменьшало бы различие между глубоконеупругими и адронными процессами.

спектр второго нуклона имеет существенно более крутой наклон: $\exp(-T/T_0)$, где $T_0 \sim 10$ МэВ.

3. Изучить корреляцию между вылетом двух нуклонов назад (α_1, α_2) и вылетом нуклона вперед (α_3). Для тройной корреляции ожидаем: $\alpha_3 \sim 3 - \alpha_1 - \alpha_2$. Интересно также изучить полный заряд в событии для частиц с импульсами > 300 МэВ/с как функцию импульса нуклона, летящего назад (т. е. как функцию α), особенно в области перехода от парной к тройной корреляции, и как функцию α_1, α_2 для вылета двух быстрых нуклонов назад. Изучение этих реакций разумно начинать с рассеяния γ, h на легких ядрах.

4. Изучить выход кумулятивных ядер при рассеянии фотона [$E_\gamma \sim (3 \div 5)$ ГэВ] и сопоставить его с аналогичными выходами для адронных реакций. В рамках модели подхвата (см. разд. 3) ожидается резкое уменьшение выхода D, He . . . при больших импульсах. Напротив, универсальность отношения $f_{\gamma, h}^{A \rightarrow D}(p)/f_{\gamma, h}^{A \rightarrow N}(p)$ свидетельствовала бы в пользу того, что дейтоны возникают за счет механизмов типа тройной корреляции.

Очень информативным было бы изучение глубоконеупругих реакций типа $l + A \rightarrow l + N + N(D) + X$. В таких опытах можно дополнительно изучить корреляцию x и $\alpha_1, \alpha_2(p_D)$. При этом, как показывает обсуждение в разд. 2, важно одновременно с измерением x измерять также ассоциированную множественность.

Эффекты среднего поля. До сих пор мы обсуждали область сравнительно больших импульсов кумулятивных нуклонов (> 300 МэВ/с). Область меньших импульсов систематически не изучена. Известно, что инвариантное сечение рождения протонов растёт с уменьшением импульса p значительно круче [$\sim \tilde{C} \exp(-\tilde{A}p^2)$] при $\tilde{A} \sim 50$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и слабо зависит от угла. Однако зависимость от вида и энергии налетающей частицы практически не изучена. Ввиду того что импульсы ~ 250 МэВ/с являются нормальными для ядер (по меньшей мере при $\tilde{A} \sim 50$), должен быть важен механизм среднего поля (см. разд. 2). Для изучения эффектов среднего поля необходимо следующее.

1. Сравнить зависимость \tilde{A} от импульса для $e, \gamma, \nu, \bar{\nu}$ и адронов. Можно ожидать, что $\tilde{A}_\gamma < \tilde{A}_h$.

2. Изучить зависимость сечения от энергии. Можно ожидать, что \tilde{A} перестает зависеть от энергии раньше, чем B — наклон в области больших импульсов.

3. Выяснить, до каких минимальных импульсов кумулятивного нуклона существует корреляция между x и p в глубоконеупругом рассеянии.

4. Изучить зависимость \tilde{C}, \tilde{A} от A (изотопический эффект).

5. Изучить, с какой точностью изотропно угловое распределение.

Исследование возможной примеси нуклонных резонансов, л-мезонов в волновой функции ядра. Важно приступить к поиску примесей резонансов в высокоимпульсной компоненте волновой функции легких ядер. В частности, интересны поиски кумулятивных Δ , N^* . Проще всего было бы интерпретировать опыты по рассеянию γ , e , ν , $\bar{\nu}$, как в силу меньшего фона (взаимодействие происходит с одним нуклоном), так и благодаря подавленности дифракционных процессов в глубоконеупругом рассеянии [10].

Интерес представляет изучение мезонной компоненты в волновой функции ядра. По-видимому, единственным адекватным «щупом» здесь является нейтрино [10, 11, 16].

Взаимодействие вторичных частиц с ядром (проблема каскадов). Ранее систематически пренебрегалось взаимодействием рожденных частиц с ядром, так как в настоящее время сравнительно мало известно о том, в какой мере частицы, рожденные в элементарном акте, взаимодействуют затем с ядром. Эта проблема важна сама по себе для понимания развития процесса сильного взаимодействия в пространстве — времени. В рамках квантовой теории поля из-за роста с энергией длины формирования [4, 5, 8, 93] можно ожидать подавления взаимодействия вторичных частиц с ядром по сравнению с расчетами, основанными на модели каскадов. Основная трудность в экспериментальном исследовании этой проблемы связана с тем, как отделить адроны, рожденные в последовательных взаимодействиях налетающего адрона с нуклонами ядра, от адронов, рожденных при взаимодействии вторичных частиц.

В случае рассеяния адронов для выяснения времени формирования медленных частиц интересно изучить рождение адронов при больших x вне кумулятивной области. В отсутствие поглощения и каскадов из (11.20) следует, что инклюзивное сечение пропорционально A (обсуждение других способов исследования каскадов в адронных реакциях см. в [93, 94]).

Для понимания возможной роли низкоэнергетических каскадов в образовании медленных (кумулятивных) частиц интересно рассчитать, как изменится (уменьшится?) вклад каскадов, если учесть, что большинство пионов являются продуктами распада быстрых, более тяжелых резонансов ρ , ω , η , f , Δ , . . . , которые взаимодействуют с ядром с существенно меньшим сечением, чем продукты их распада. В стандартных расчетах это не учитывается [95]. Подчеркнем также, что при оценке выхода кумулятивных протонов в рамках каскадной модели необходимо учитывать, что быстрая частица, в частности налетающий адрон, может непосредственно разрушить коррелированную пару (так как высокоэнергетическая реакция рождения кумулятивного нуклона $p + D \rightarrow$

$\rightarrow p + X$ имеет большое сечение), а не только в результате захвата парой вторичного пиона [96]. Было бы интересно выяснить, как сильно нарушается в этой модели предельная фрагментация ядер как функция начальной энергии. (Неупругое рассеяние вторичных медленных частиц ρ , ω , N^* . . . может оказаться эффективным источником кумулятивных пионов и нуклонов [30].)

Сравнительно однозначную информацию можно извлечь из данных по глубоконеупругому рассеянию на ядрах и из данных по рассеянию γ промежуточных энергий.

В первую очередь, представляет интерес процесс глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядре, так как сравнительно неплохо известно, как происходит первичное взаимодействие. Полезно сравнить инклюзивные спектры частиц, рожденных на ядре и на нуклоне, как функцию энергии налетающего лептона и q^2 в области, разрешенной для рассеяния на свободном нуклоне. Если пренебречь взаимодействием вторичных частиц с ядром и фермиевским движением нуклонов в ядре (что может оказаться неудовлетворительным приближением вблизи границы кинематической области!), то

$$\lambda(p_h) = \frac{E_h d^3 \sigma^{l+A \rightarrow l'+h+X} / d^3 p_h}{Z E_h d^3 \sigma^{l+p \rightarrow l'+h+X} / d^3 p_h + (A-Z) E_h d^3 \sigma^{l+n \rightarrow l'+h+X} / d^3 p_h} \approx 1.$$

Первые данные по реакции $\bar{\nu} + \text{Ne} \rightarrow \mu^+ + \pi^- + X$ указывают, что $\lambda(p_{\pi^-})$ постоянно во всем изучавшемся интервале импульсов [97]. В то же время данные по рассеянию e , μ [98, 99] на тяжелых ядрах, по-видимому, свидетельствуют в пользу значительного поглощения быстрых вторичных частиц ядром [98] и размножения медленных частиц [99]. Отметим, что величина каскадов для глубоконеупругих и адронных процессов могла бы заметно отличаться, так как в глубоконеупругом (но не в адронном!?) процессе жесткий точечный кварк (тормозной жесткий глюон) взаимодействует с ядром.

Поскольку взаимодействие вторичных частиц с ядром должно приводить к дополнительному развалу ядра, представляет интерес изучение зависимости числа быстрых нуклонов от характеристик элементарного процесса. Ввиду того что число медленных частиц в глубоконеупругом рассеянии сильно зависит от ν , q^2 , x [10], независимость среднего числа выбитых протонов с $p > 200$ МэВ/с от $E_{\bar{\nu}}$, ν , q^2 , x , наблюдавшаяся в реакции $\nu + \text{Ne}$ [98], свидетельствует о малости вторичных взаимодействия в этой реакции.

В заключение нам приятно поблагодарить за плодотворные обсуждения А. М. Балдина, В. Б. Гаврилова, В. Н. Грибова, В. Н. Ефимова, О. В. Канчели, Г. А. Лексина, Ф. А. Незрика, М. Г. Рыскина, В. С. Ставинского, В. Д. Хованского.

Последующие теоретические исследования, выполненные авторами, показали, что феноменологические волновые функции ядра, извлеченные из процессов с рождением кумулятивных частиц на дейтроне и ядрах на основе уравнений (11), (16), (21), (22), находятся в разумном согласии с предсказаниями, основанными на расчете существенных графиков квантовой хромодинамики для волновой функции дейтрона, ядра. Новые данные группы ИТЭФ — Пенсильвания, выполненные во ФНАЛ при $E = 400$ ГэВ, находятся в неплохом количественном согласии с представлениями, развитыми в настоящем обзоре

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feynman R. P. Photon-hadron Interaction. N.Y., 1972.
2. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 57, с. 1306.
3. Gottfried K. Preprint CERN, TH-1735, 1973.
4. Канчели О. В.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 465.
5. Захаров В. Н., Николаев Н. Н.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 434.
6. Балдин А. М.— Краткие сообщ. по физике, 1971, т. 1, с. 35.
7. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Lett., 1976, v. 65, p. 51; Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 311.
8. Грибов В. Н. В кн.: Школа физики ИТЭФ. Элементарные частицы. Вып. 1. М., 1973.
9. Баюков Ю. Д. и др.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 1246.
Лексин Г. А. В кн.: IV школа физики ИТЭФ. Элементарные частицы. Вып. 5, М., 1977.
10. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 1177.
11. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Lett. B, 1977, v. 69, p. 93.
12. Amado R. D., Woloshin R. M.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1435.
13. Frankel S.— Ibid., 1977, v. 38, p. 1338.
14. Frankfurt L. L., Strikman M. I. In: Proc. 18 Intern. Conf. on High Energy Physics. V. 1. Dubna, 1977.
15. Левинджер Дж. Фотоядерные реакции. М., 1960.
16. Bruckner K. A., Serber K., Watson K. M.— Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 258.
17. Amado R. D., Woloshin R. M.— Phys. Rev. C., 1977, v. 16, p. 1255.
18. Amado R. D., Woloshin R. M.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 253.
19. Blankenbecker R., Schmidt I. A.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3321.
20. Weber H. J., Miller L. D.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 726.
21. Efremov A. V. In: Proc. 18 Intern Conf. on High Energy Physics. V. 1. Dubna, 1977.
22. Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 46.
23. Копелиович В. Б.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 168;
Браун М. А., Вечерин В. В.— Там же, 1977, т. 25, с. 1276;
Богацкая И. Г., Горенштейн М. И., Зиновьев Г. М.— Там же, 1978, т. 27, с. 856.
24. Паташинский А. З.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 654;
Шуряк Э. В.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 630; Berlad G., Dar A., Eilam G.— Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 161; Fujita T.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 174.
25. Chew G.— Comments. Nucl. and Part. Phys., 1968, v. 1, p. 107.
26. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. В кн.: Материалы X зимней школы ЛИЯФ. Т. 2. Л., 1975, с. 449; Preprint LNPI-238, 1976.
27. Blankenbecker R., Cook L. F. (Jr) — Phys. Rev., 1960, v. 119, p. 1745;
28. Gross F.— Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 410.
Франкфурт Л. Л.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 19, с. 650.

29. Mandelstam S.— Nuovo cimento, 1963, v. 30, p. 1113.
30. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. В кн.: Материалы XII зимней школы ЛИЯФ. Физика высоких энергий. Л., 1977, с. 139; — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1361.
31. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, с. 654.
32. Хашизаки Н.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 1, с. 79.
33. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., 1963.
34. Терентьев М. В.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 207.
35. Карманов В. А.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1976, т. 71, с. 399.
36. Lertwyler H., Stern J.— Phys. Lett. B, 1977, v. 69, p. 207.
37. Кондрацюк Л. А., Терентьев М. В. Препринт ИТЭФ-48, М., 1979.
38. West G.— Phys. Lett. B, 1971, v. 37, p. 509.
39. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Ibid., 1976, v. 64, p. 433; Landshoff P. V., Polkinghorne J. C. DAMTP-77/2, 1977.
40. Hamberstone J., Wallarce J. S.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 141, p. 362.
41. Reid R. V.— Ann. Phys., 1968, v. 50, p. 411.
42. Shütz W. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 259.
43. Arnold R. G. e.a.— Ibid., 1975, v. 35, p. 776.
44. Martin F. e.a.— Ibid., 1977, v. 38, p. 259.
45. Абрамовский В. А., Грибов В. И., Канчели О. В.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 595.
46. Benecke Y. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
47. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ, P1-11168. Дубна, 1977.
48. Papp J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 601.
49. Papp J. Preprint LBL-3633. Berkeley, 1975.
50. Johnson J. R. e.a. Preprint Fermilab-Pub.-77/98-EXP, 1978; Taylor F. E. e.a.— Phys. Rev. D, 1976, v. 11, p. 1217.
51. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Lett. B, 1978, v. 75, p. 257.
52. Герасимов С. Б., Гиорданеску Н. Препринт ОИЯИ P2-7687, 1974; Лобов С. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 118; Карманов В. А., Шапиро И. С.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 2, с. 327.
53. Lehman E.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 296.
54. Brodsky S., Farrar G.— Phys. Rev., D, 1975, v. 11, p. 1309. Matveev V. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 7, p. 719.
55. Бор О., Могельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. М., 1974.
56. Блохинцев Д. И.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 33, с. 1295.
57. Levinger J. S.— Phys. Rev., 1950, v. 80, p. 171.
58. Brodsky S., Chertok V.— Phys. Rev. D, 1976, v. 11, p. 3003.
59. Michalowski S. e.a. Preprint CLNS-362, 1977.
60. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ. Физика элементарных частиц. Л., 1978, с. 139.
61. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ P-11302. Дубна, 1978.
62. Бургов К. А. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 1183.
63. Бургов И. А. и др.— Препринт ИТЭФ-85. М., 1977.
64. Amagyan M. J. e.a. Preprint EPI-173(19)-(76), 1976.
65. Алакаян К. В. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1018; Препринт ЕФИ № 220 (12)-77. Ереван, 1977.
66. Berge J. P. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. 18, p. 1367; Иванюлов А. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, вып. 6, с. 390.
67. Балдин А. М. и др. В кн.: Конференция по физике частиц. Т. Z CIE.31. Будапешт, 1977.
68. Frankel S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 642; Brody H. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 71, p. 79.
69. Komarov V. I. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 69, p. 37.
70. Anderson L. M. (Jr) Preprint LBL-6769. Berkeley, 1978.
71. Ангурев Ю. П.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 473.

72. **Buon J.** — Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 595.
73. **Авакян Р. О. и др.** Препринт ЕФИ-225(17)-77. Ереван, 1977.
74. **Балдин А. М.** Препринт ОИЯИ № 1-8858. Дубна, 1975.
75. **Arefyev A. V. e.a.** Preprint ITER-56. M., 1977.
76. **Анзон Э. В. и др.** — Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 736.
77. **Photonuclear reactions I.** — In: Lecture Notes in Physics, Spring. N.Y., 1977.
78. **Wigner E.** — Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 106.
79. **Gottfried K.** — Nucl. Phys., 1958, v. 5, p. 557.
80. **Баюков Ю. Д. и др.** — Препринт ИТЭФ-103. М., 1976.
81. **Воробьев Л. С. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 113.
82. **Baldin A. M. e.a.** Preprint JINR, E1-8054. Dubna, 1974.
83. **Frankel S., Woloshin R. W.** — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 168.
84. **Kallne J., Stetz A. W., Woloshin R. W.** — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 170.
85. **Komarov V. I. e.a.** Preprint JINR, E1-11354; E1-11564, Dubna, 1978.
86. **Cronin J. W. e.a.** — Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 3105.
87. **Gudima K. K. e.a.** Preprint JINR, E2-11307. Dubna, 1978.
88. **Комаров В. И.** — ЭЧАЯ, 1975, т. 5, вып. 2, с. 402.
89. **Zabolotzky J. G., Ey W.** — Phys. Lett. B, 1978, v. 76, p. 527.
90. **Arnold R. G., e.a.** — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1429.
91. **Бургов Н. А. и др.** Препринт ИТЭФ-147. М., 1978.
92. **Бургов Н. А. и др.** Препринт ИТЭФ-131. М., 1978.
93. **Николаев Н. Н.** В кн.: Материалы XI зимней школы ЛИЯФ. Т. 2. Л., 1976, с. 95.
94. **Шабельский Ю. М.** В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, с. 90.
95. **Барашенков В. С., Тонеев В. Д.** Взаимодействие частиц высоких энергий и ядер с ядрами. М., 1972.
96. **Абдинов О. Б. и др.** Препринт ОИЯИ P1-11820. Дубна, 1978.
97. **Nezzrik F. A.** Preprint Fermilab-Conf.-77/112-EXP, 1977.
98. **Osborne L. S. e.a.** — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1624.
99. **Hand L. e.a.** Report INP-1024/PH, 1978.
100. **Krutchinin S. P.** In: Neutrino—77. V. 2. M., 1978, p. 125.