

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

601/2-81

P1-80-677

9/2-81

В.И.Комаров, Г.Мюллер*

ЭМИССИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ НАЗАД
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
И ВЫСОКОИМПУЛЬСНАЯ СТРУКТУРА ЯДРА

Направлено в ЯФ

* Центральный институт ядерных исследований
/Россендорф, ГДР/.

1980

1. В последнее время делаются попытки получить информацию о высокоимпульсной структуре ядра, изучая при адрон-ядерных взаимодействиях

$$h + A \rightarrow N_{K30} + \dots \quad /1/$$

эмиссию нуклонов в кинематической области /K30/, запрещенной для соударений адрона с нуклоном, имеющим нормальный фермиевский импульс. Так, в работе /1/ предполагалось, что эмиссия быстрых нуклонов назад при соударении протона средней энергии с ядром А имеет причиной однократное рассеяние инициирующего протона нуклоном с аномально высоким импульсом внутриядерного движения $\sim 0,5 \pm 1,5$ ГэВ/с/. При этом остаточное ядро (А-1) когерентно воспринимает импульс отдачи, оставаясь в основном или слабовозбужденном состоянии. Более последовательное теоретическое рассмотрение /2,3/ и эксперименты /4,5/ показали, что эмиссия нуклонов в К30 при средних энергиях сопровождается испусканием более чем одного быстрого нуклона и, следовательно, высоким возбуждением системы А-1 нуклонов. Так как инициирующая частица передает значительный /выше $\sim 1 \pm 2$ Фм⁻¹ / трехмерный импульс, можно ожидать, что размер области взаимодействия существенно меньше, чем диаметр ядра, процесс носит локальный характер, и возбуждение распространяется не на все А-1 нуклонов, а лишь на группу из нескольких нуклонов /кластер/. В работах /6,7/ было предположено, что при высоких энергиях инициирующих частиц механизм взаимодействия с такой группой сводится к взаимодействию с одним из ее нуклонов, а нуклоны, скоррелированные с ним, "выбрасываются" из ядра посредством той части нуклон-нуклонных взаимодействий в исходном ядре, которая обеспечивает короткодействующие корреляции. В этом случае "измерение спектра кумулятивных нуклонов при высокой энергии практически эквивалентно измерению однонуклонной матрицы плотности ядра" /7/. Этот спектр в рамках механизма /7/ оказывается пропорциональным однонуклонной матрице плотности ядрамишени. Таким образом, гипотеза об однократном взаимодействии инициирующей частицы с нуклоном ядра, удаляемым из него без каких-либо существенных упругих либо неупругих перерассеяний, открывает "метод непосредственного экспериментального исследования короткодействующих корреляций в ядре" /8/. Уточним, что речь идет в основном об одностичных инклюзивных спектрах нук-

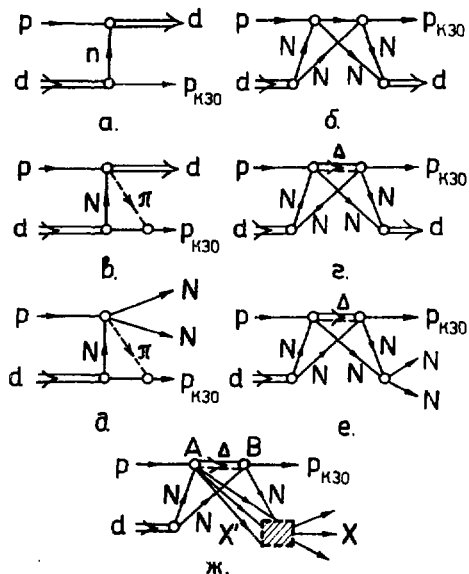


Рис.1. Фейнмановские диаграммы pd -взаимодействия, приводящего к испусканию протона в К30 (p_{K30}).

сложен, чем однократное NN -взаимодействие. Наиболее интенсивно изучалось упругое рассеяние назад протонов дейтронами. В ряде работ показано /см., напр., работы ^{9,10/} и литературу в них/, что в резонансной области $T_0 \approx 0,3+1,0$ ГэВ невозможно воспроизвести характерные угловые и энергетические зависимости дифференциального сечения, ограничиваясь только диаграммами однонуклонного обмена /рис.1а/ или двукратного упругого NN -рассеяния /рис.1б/. Определенный успех в описании эксперимента достигается только при учете неупругих процессов, когда в промежуточном состоянии возникает пион или Δ -изобара /рис.1в,г/. Недавно показано ^{11,12/}, что аналогичные механизмы могут быть ответственны за испускание быстрых нуклонов назад и при развале дейтрона протонами средних энергий /рис.1д,е/. Определяющая роль тяжелого подхвата и неупругих промежуточных процессов обсуждается ^{13,14/} и для упругого $p^3\text{He}$ - и $p^4\text{He}$ -рассеяния назад при средних энергиях.

лонов N_{K30} из реакции /1/ в следующей кинематической ситуации - высокие начальные энергии T_0 , задняя полусфера испускания N_{K30} ($\theta_N > 90^\circ$) и энергия T_N испускаемых нуклонов в интервале $50 \text{ МэВ} \leq T_N \leq 300 \text{ МэВ}$.

Цель настоящей работы состоит в рассмотрении вопроса - действительно ли эмиссия нуклонов в обсуждаемых условиях обусловлена короткодействующими корреляциями в ядрах-мишени посредством простого механизма однократного взаимодействия?

2. При средних энергиях налетающих частиц эмиссия нуклонов в обсуждаемой кинематической области имеет место в упругом нуклон-ядерном рассеянии на углы, близкие к 180° . Хорошо известно, что механизм такой эмиссии значительно более

С ростом T_0 механизм упругого pA -рассеяния назад может существенно измениться, так как доступная энергия в с.ц.м. pA - системы выходит за пределы области возбуждения $\Delta(1232)$ - резонанса. Положение кардинально отличается в инклюзивных процессах



Здесь при фиксированном импульсе протона p_{K30} энергия, вносимая налетающей частицей в кластерную группу, испускающую p_{K30} , может с ростом T_0 оставаться практически неизменной, следовательно, может сохраняться и механизм процесса. Это обстоятельство хорошо видно на примере pd -взаимодействия. На рис.1г показана диаграмма, которая дает существенный вклад в упругое pd -рассеяние назад при средних энергиях^{13/}. Как показано в работе^{13/} бинарный характер процесса однозначно определяет импульс $k_0^{рез}$ налетающего протона, при котором достигается максимум резонансного вклада:

$$k_0^{рез} = \frac{1}{M_d} (\mu_{\Delta}^2 - m_p^2 + \mu_{\Delta} \sqrt{M_d^2 + \mu_{\Delta}^2 - m_p^2}). \quad /3/$$

Здесь m_p , M_d и μ_{Δ} - масса соответственно протона, дейтрона и промежуточного Δ -резонанса. Если зафиксировать импульс вылетающего назад протона и изменять T_0 , не требуя образования дейтрона в конечном состоянии, вклад механизма, аналогичного диаграмме рис.1г, может остаться существенным и при $T_0 > T_0^{рез} = [(k_0^{рез})^2 + m_p^2]^{1/2} - m_p$. В самом деле, в этом случае уже нет соотношения типа /3/, определяющего резонансную энергию, и можно ожидать, что дифференциальное сечение, соответствующее диаграмме рис.1ж, слабо зависит от T_0 при $T_0 > T_0^{рез}$. Действительно, амплитуда инклюзивного процесса



в вершине A, как следует из экспериментальных данных, сравнительно медленно меняется с T_0 и сохраняется значительной даже при самых высоких энергиях современных экспериментов^{15/}, а амплитуда резонансного процесса



в вершине B мало изменяется с ростом T_0 , так как кинематические условия здесь почти сохраняются /импульс протона p_{K30} фиксирован, значения импульса нуклона N в промежуточном состоянии задаются волновой функцией дейтрона, а спектр Δ -изобар из про-

цесса /4/, как показывают эксперименты, мало изменяется с T_0 / . Поэтому эмиссия нуклонов в КЗ0 через возбуждение Δ -резонанса в промежуточных состояниях может сохраниться в области высоких энергий.

Работы типа ^{9-12/} базируются на традиционном рассмотрении нескольких фейнмановских диаграмм, где используются амплитуды взаимодействия свободных частиц и определенные представления об их немассовом поведении. Такое рассмотрение процессов в малонуклонных системах при высоких передачах импульса неизбежно является приближенным ^{18/}. Взаимное влияние частиц на их свойства может быть значительным /см., напр., ^{17/} /, так что другая крайняя тенденция состоит в рассмотрении предельного объединения нуклонов в кварковую систему ^{18,19/}. Спектроскопия кварковых систем предсказывает наиболее низкие энергетические уровни кварковой системы 2-4 нуклонов на уровне 100+300 МэВ над обычным ядерным состоянием ^{20-22/}. Поэтому в основном состоянии ядра возможный вклад кварковой компоненты невелик - порядка 1% для б-кварковой системы в дейтроне ^{23/}, и в упругих процессах может проявиться только при очень высоких передаваемых импульсах и, следовательно, с малыми сечениями. В отличие от упругих, соударения интересующего нас типа непосредственно переводят малонуклонную систему в состояние, энергетически соответствующее низким уровням кварковой системы. Величина передаваемого при этом импульса достаточна для того, чтобы процесс происходил в области пространства с размером, близким к размеру NN-кора. В соответствии с результатами ^{19/} именно в таких малых объемах ожидается проявление кварковой компоненты ядерного вещества. Поэтому может оказаться, что в обсуждаемых процессах сечения, обусловленные переходом малонуклонной системы в кварковую, могут быть относительно велики.

Если механизм реального процесса находится между указанными крайними случаями, то его не удастся детально описать ни малой совокупностью фейнмановских диаграмм, ни кварковой моделью. В связи с этим интересно выяснить, можно ли воспроизвести экспериментальные данные об эмиссии нуклонов в КЗ0 феноменологическим расчетом, в рамках представления о возбуждении и последующем распаде малонуклонной системы, не прибегая к определенной микроскопической модели.

3. Допустим, что соударение /1/ происходит путем рассеяния

$$h + [kN] \rightarrow h' + (kN)^*, \quad /6/$$

приводящего к увеличению

$$E_A \equiv M_{inv}((kN)^*) - km_N \quad /7/$$

инвариантной массы M_{inv} [кН]-группы. m_N в // - масса нуклона/. В дальнейшем величина E_A называется энергией возбуждения группы. Распад возбужденной группы (кН)* происходит по одному из возможных каналов

$$(kN)^* \rightarrow \begin{cases} N_1 + \dots + N_k \\ N_1 + \dots + N_k + \pi \\ N_1 + \dots + N_{k-l} + l F \\ \dots \end{cases} \quad /8/$$

/здесь $l F$ означает ядерный фрагмент с массовым числом l /.

Примем, что амплитуда рассеяния /6/ может быть приближенно представлена в факторизованном виде

$$A_k = A_{sc}(\theta_{hh}^*, p_0^*) \cdot A_{exc}(E_A), \quad /9/$$

где A_{sc} определяет вероятность рассеяния на угол θ_{hh}^* , в с.ц.м. ($h + [kN]$) - системы при импульсе p_0^* , а A_{exc} определяет вероятность возбуждения [кН]-группы на величину E_A . Распад /8/ происходит статистическим образом и связан с /6/ только значением кинематических параметров θ_{hh}^* и E_A .

Для функции /9/ выберем конкретную форму с минимальным числом свободных параметров, позволяющую описать экспериментальные данные, и используем определенные модельные представления о характере процесса при высоких значениях начальной энергии T_0 .

Угловая функция A_{sc}^2 должна передавать тенденцию к преимущественному рассеянию инициирующего адрона вперед, характерную для средних и высоких энергий. При $T_0 \gg E_A$ рассеяние приближается к упругому дифракционному рассеянию, поэтому для A_{sc}^2 примем форму

$$A_{sc}^2 \sim \exp(-(\theta_{hh}^* p_0^* k^{1/3} R_{e2})^2), \quad /9a/$$

которая может воспроизвести главный максимум дифракционного рассеяния на черной сфере радиуса $r_k = 1,8k^{1/3} R_{e2}$. Здесь R_{e2} - свободный параметр расчета.

Для спектра возбуждения A_{exc}^2 возьмем

$$A_{exc}^2 \sim \exp(-E_A / \bar{\epsilon}_{exc}). \quad /9b/$$

Исходя из сказанного выше, естественно принять для характерного параметра вероятности возбуждения $\bar{\epsilon}_{exc}$ значение, равное массе пиона m_π .

Суммируя парциальные спектры для различных значений $k = 2, 3, \dots$ $\dots k_{\max} < A$, можно воспроизвести угловую и энергетическую зависимость инклюзивных дифференциальных сечений эмиссии нуклонов в процессе /1/ на легких ядрах 24 . При этом необходимо еще использовать определенные приближения для описания относительного вклада кластеров с различным k и их импульсного распределения в ядре-мишени. Как и в большинстве работ, посвященных анализу эмиссии N_{k30} в 24 , пренебрегалось эффектами искажения волн в ядре.

Свободным от этих приближений является случай, когда $[kN]$ - группа представляет собой не кластер, а легчайшее ядро $^k A \equiv d, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$. Поэтому рассмотрим далее предельный случай взаимодействия с малонуклонной системой - взаимодействие с дейтроном.

4. Вычислим одночастичное дифференциальное сечение испускания протона (p_1) в реакции

$$p_0 + d \rightarrow p_1 + p_2 + n_3. \quad /10/$$

Оно может быть записано в виде

$$d\sigma / (d\Omega_1 dT_1) = \sigma_p / I_3 \cdot dI_3 / (d\Omega_1 dT_1). \quad /11/$$

Здесь σ_p - полное сечение процесса /10/, а I_3 - интеграл фазового объема реакции с учетом матричного элемента /9/:

$$I_3(M_3^2) = \frac{\pi^2}{4M_3^2} \int_{E_A^{\min}}^{E_A^{\max}} \frac{dE_A}{M_2} \lambda^{1/2} (M_3^2, m_N^2, M_2^2) \lambda^{1/2} (M_2^2, m_N^2, m_N^2) A_{\text{exc}}^2(E_A). \quad /12/$$

В /12/ использованы обозначения:

$$M_3^2 = E^2 - p_0^2; \quad E = E_0 + m_d; \quad M_2^2 = (m_d + E_A)^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_3)^2;$$

$$E_A^{\min} = 2m_N - m_d; \quad E_A^{\max} = M_3 - m_d - m_N.$$

Здесь E_0 - полная энергия и p_0 - импульс налетающего протона; \mathcal{P}_1 и \mathcal{P}_3 - четырехимпульсы соответственно нуклонов p_1 и p_3 ; m_d - масса дейтрона;

$$\lambda(x, y, z) = x^2 - 2(y+z)x + (y-z)^2$$

- кинематическая функция Бюклинга-Каянти 25 . Производная в /11/ равна

$$dI_3(M_3^2) / (d\Omega_1 dT_1) = \frac{1}{8} \int \frac{p_1 p_2^2 d\Omega_{M_2,2}}{|E_{M_2} \cdot p_2 - p_{M_2} E_2 \cos \theta_{M_2,2}|} A_{5c}^2(t_2^2) \cdot A_{\text{exc}}^2(E_A). \quad /13/$$

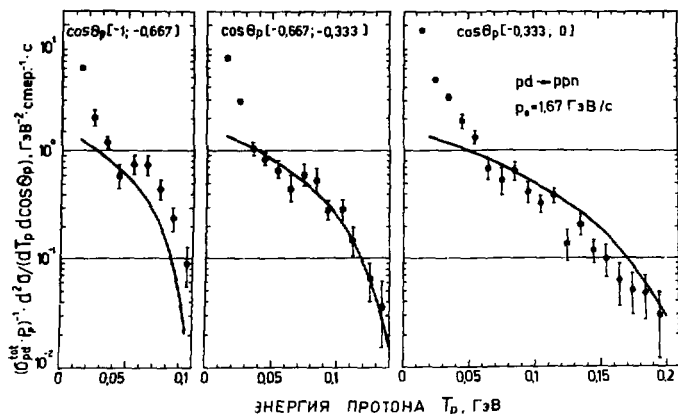


Рис. 2. Одночастичные дифференциальные сечения испускания протона в реакции /10/. Точки - эксперимент /26/, кривые - расчет в модели возбуждения нуклонной пары.

где $\vec{E}_{M2} = E - E_1$, $\vec{p}_{M2} = \vec{p}_0 - \vec{p}_1$; $\theta_{M2,2}$ - угол между векторами \vec{p}_{M2} и \vec{p}_2 .

Аналогично для "пионного канала" pd -взаимодействия



имеем

$$d\sigma / (d\Omega_\pi d\Gamma_\pi) = \sigma_\pi / I_4 \cdot dI_4 / (d\Omega_\pi d\Gamma_\pi), \quad /15/$$

где

$$I_4(M_4^2) = \frac{\pi}{2M_4^2} \int_{E_A^{\min}}^{E_A^{\max}} dE_A \cdot M_3 \cdot \lambda^{1/2}(M_4^2, m_N^2, M_3^2) R_3(M_3^2, m_N^2, m_\pi^2) A_{\text{exc}}^2(E_A), \quad /16/$$

и

$$E_A^{\min} = 2m_N + m_\pi - m_d; \quad E_A^{\max} = M_4 - m_d - m_N; \quad M_4^2 = E^2 - p_0^2;$$

$$M_3^2 = (m_d + E_A)^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_3 + \mathcal{P}_\pi)^2;$$

$$dI_4 / (d\Omega_\pi dT_\pi) = \frac{1}{4} \int_{2m_N}^{\bar{M}_3 - m_N} \frac{p_\pi p_2^2 A_{\text{exc}}^2 (E_A) A_{\text{sc}}^2 (\theta_{02}^*)}{|E_{\bar{M}_3} p_2 - p_{\bar{M}_3} E_2 \cos \theta_{\bar{M}_3, 2}|} \times /17/$$

$$\times M_2 \cdot R_2 (M_2^2, m_N^2, m_N^2) \cdot d\Omega_{\bar{M}_3, 2} dM_2.$$

В /17/ приняты обозначения

$$E_{\bar{M}_3} = E - E_\pi; \quad \vec{p}_{\bar{M}_3} = \vec{p}_0 - \vec{p}_\pi; \quad (\bar{M}_3)^2 = E_{\bar{M}_3}^2 - p_{\bar{M}_3}^2; \quad R_2 = \frac{\pi}{2M_2^2} \lambda^{1/2} (M_2^2, m_N^2, m_N^2),$$

а R_3 - фазовый объем системы частиц N_1, N_3 и π с энергией M_3 .

5. На рис.2 вычисленные спектры протонов сравниваются с экспериментальными /28/ в трех угловых интервалах задней полу-сферы при $T_0 = 0,97$ ГэВ. При расчете использованы значения: $E_{\text{exc}} = 0,14$ ГэВ, $R_{c2} = 0,25$ фм, полученное в /24/, и $\sigma_p = 7,1$ мбн, нормирующее расчетную кривую на экспериментальные точки при $T_p > 30$ МэВ в интервале $\cos \theta_p$ от $-0,667$ до $-0,333$. Видно, что удается качественно воспроизвести как энергетический ход жесткой части спектра, так и угловую зависимость дифференциального сечения. Быстрое возрастание сечения в мягкой части спектра указывает на доминирование здесь иного механизма реакции.

Спектр пионов, вычисленный при том же значении R_{c2} и $\sigma_\pi = \sigma_p$, показан на рис.3. Грубое описание дифференциальных сечений достигается и в этом случае. Расчет не передает возможных нерегулярностей в пионных спектрах, однако и не претендует на детальное описание сечений вследствие крайне простого вида матричного элемента, принятого нами. Не исключено, что получаемое значение σ_π заметно завышено, так как при более точном описании пионных спектров следует учесть вклад в мягкой их части прямого механизма рождения пионов на одном нуклоне дейтрона.

Выясним теперь, какой вероятности процесса соответствует абсолютная нормировка сечения, найденная из сравнения расчета с экспериментом. Полное сечение $\sigma(E)$ возбуждения двухнуклонной системы выше заданного значения E можно оценить по формуле

$$\sigma(E) = \sigma_p \eta_p(E) + \sigma_\pi \eta_\pi(E), \quad /18/$$

где

$$\eta_p(E) = I_3(E) / I_3(E_A^{\min}); \quad \eta_\pi(E) = I_4(E) / I_4(E_A^{\min}). \quad /19/$$

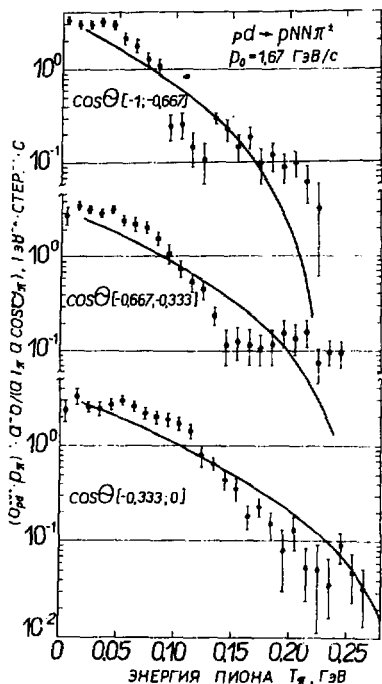


Рис. 3. Одночастичные дифференциальные сечения испускания пиона в реакции /14/. Точки - эксперимент /26/, кривые - расчет в модели возбуждения нуклонной пары.

близии. Положим, что радиус рассеивающей сферы заключен между радиусом кора NN-рассеяния $r_c = 0,4$ Фм и радиусом дейтрона $R_d = 2$ Фм, определяемым по величине $\langle r^{-2} \rangle_d = /0,024 \pm 0,009/$ мбн из полного сечения pd -взаимодействия /27/. Тогда $0,18$ Фм $\leq R_{c2} \leq 0,9$ Фм. Учитывая теперь зависимость σ_p и σ_π от R_{c2} , получим $3,4$ мбн $\leq \sigma(700 \text{ МэВ}) \leq 12$ мбн. Отсюда W определяется в интервале 4-14%. Если пренебречь пионным каналом, эта же величина заключена приблизительно между 1% и 3%.

/здесь величина E в $I_3(E)$ и $I_4(E)$ означает нижний предел интегрирования в формулах /12/ и /16//. Для $E = 200$ МэВ получим $\eta_p = 0,24$ и $\eta_\pi = 0,95$, так что $\sigma(200 \text{ МэВ}) = 8,4$ мбн. Отношение W этого сечения к полному сечению $\sigma_{pd} = 85$ мбн pd -взаимодействия при $T_0 = 1$ ГэВ составляет около 10%. Если пренебречь пионным каналом распада, получим $W \approx 2\%$.

Оценка сечений σ_p и σ_π зависит от значения параметров ξ_{ex} и R_{c2} . Чувствительность расчета к этим параметрам иллюстрирует рис. 4. Видно, что вариация ξ_{ex} вблизи значения $0,15$ ГэВ, заметно меняя форму протонного спектра, слабо изменяет величину интеграла спектра от 30 до 100 МэВ, который, в основном, определяет нормировочное значение σ_p . Поэтому неопределенность σ_p , обусловленная допустимой вариацией ξ_{ex} , составляет около 20%. Значительно большую неопределенность вносит вариация R_{c2} . Изменение R_{c2} слабо влияет на вид спектра, значительно изменяя абсолютную величину сечения. Поэтому из сравнения расчетных спектров с экспериментальными вряд ли можно выбрать определенное значение σ_p и R_{c2} , не прибегая к дополнительной информации.

Оценим разумный интервал значений R_{c2} в дифракционном при-

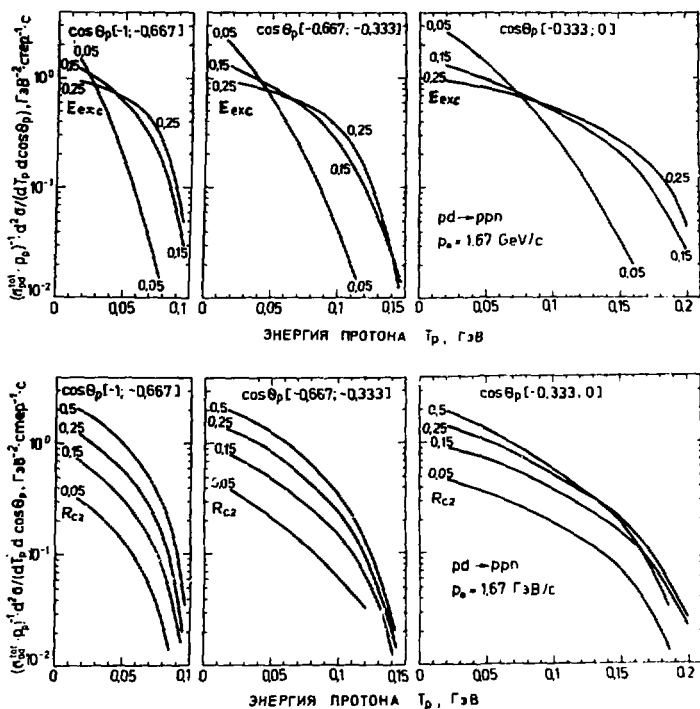


Рис.4. Зависимость результатов расчета от вариации параметров ϵ_{exc} и R_{c2} . а/ $R_{c2} = 0,25$ Фм; б/ $\epsilon_{exc} = 0,14$ ГэВ.

Таким образом, обсуждаемое характерное возбуждение двухнуклонной системы во всяком случае не является редким процессом, так как его вероятность составляет несколько процентов от полной вероятности взаимодействия.

6. Допустим, что матричный элемент процесса /6/ в форме /9/ и полное сечение возбуждения $\sigma(E)$ не зависят от начальной энергии при $T_0 > 1$ ГэВ, так что обсуждаемый механизм эмиссии нуклонов в КЗ0 не вымирает при высоких энергиях. Тогда расчетное дифференциальное сечение испускания протонов выходит на плато с ростом T_0 . Из рис.5 видно, что скорость выхода на плато зависит от энергии T_p и угла θ_p испускания протона.

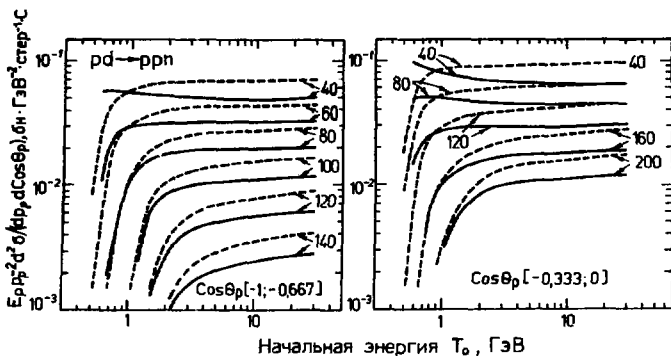


Рис. 5. Энергетическая зависимость одночастичного дифференциального сечения реакции /10/ при нескольких значениях энергии T_p и в двух угловых интервалах испускания протона. Значения T_p в МэВ указаны около кривых. Пунктир - результат расчета, в котором $\sigma_p(T_0) \sim \sigma_{pN}^{inel}(T_0)$.

При $T_p = 40$ МэВ сечение насыщается уже при $T_0 = 1$ ГэВ, в то время как для $T_p = 140$ МэВ и $-1 < \cos \theta_p < -0,667$ сечение нарастает еще при $T_0 = 30$ ГэВ*. Подобный вид имеют экспериментальные данные, полученные с мишенями из легких и средних ядер /"ядерный скейлинг" /28'/. Но, к сожалению, еще нет данных, позволяющих проверить это характерное поведение в простейшем случае - для pd -взаимодействия. Практически единственным в области высоких энергий остается результат работы /29/, в которой инклюзивный спектр протонов из реакции



измерен при 8,6 ГэВ/с под углом 180° . Рис.6 показывает, что модель воспроизводит спектр в интервале от 40 до 140 МэВ с точностью до фактора ~2. /Спектр на рис.6 рассчитан для "нуклонного канала" /10/ pd -взаимодействия/. Такое совпадение расчета с экспериментом можно расценивать как подтверждение гипотезы

* Общий характер кривых сохраняется, даже если принять, что полное сечение возбуждения пары пропорционально полному сечению неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия /пунктир на рис.5/.

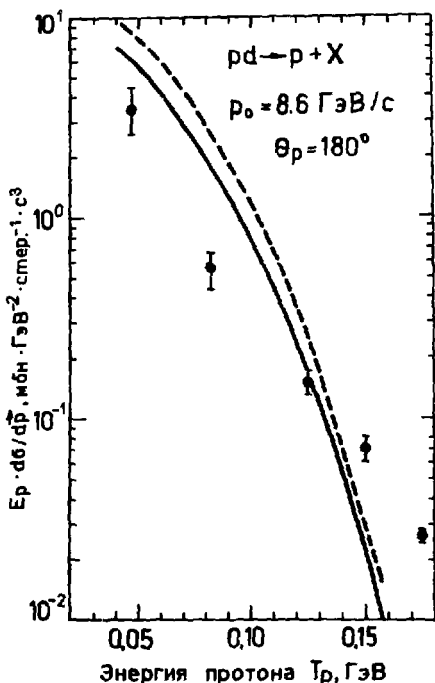


Рис. 6. Инклюзивный одночастичный спектр испускания протонов в реакции /20/. Точки - эксперимент²⁰; кривые - расчет в модели возбуждения нуклонной пары: сплошная - $\sigma_p(T_0) = \text{const}$ пунктир -

$$\sigma_p(T_0) \sim \sigma_{pN}^{\text{inel}}(T_0).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1435.
2. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys.Lett., 1977, 69B, p.400.
3. Woloshyn R.M. Nucl.Phys., 1978, 306A, p.333.
4. Komarov V.I. et al. Phys.Lett., 1978, 80B, p.30; Nucl.Phys., 1979, 326A, p.297; JINR, E1-12973, Dubna, 1979.

о сохранении механизма эмиссии нуклонов в КЗ0, характерного для средних энергий T_0 и в области высоких энергий.

Более определенный вывод можно будет сделать после детального измерения дифференциального сечения эмиссии нуклонов в КЗ0 при pd -взаимодействиях в широком интервале начальных энергий. В эксклюзивных экспериментах можно получить более точную информацию об угловой функции, спектре возбуждения и полном сечении возбуждения. Если вид этих функций и величина сечения сохранятся неизменными от средних энергий до $T_0 = 10 \pm 100$ ГэВ, отсутствие простой связи /посредством механизма однократного взаимодействия/ между эмиссией частиц в КЗ0 при высоких энергиях и высокоимпульсной структурой ядра-мишени станет очевидным. В этом случае эмиссию частиц в КЗ0 при адрон-ядерных взаимодействиях высоких энергий предпочтительнее рассматривать как средство изучения высоковозбужденных состояний малонуклонных систем.

5. Frankel S. Talk at the Int.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980; Frankel S. et al. Pennsylvania University, UPR 0078E, Philadelphia, 1980.
6. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Lett., 1977, 69B, p.93; Phys.Lett., 1979, 83B, p.407; ЯФ, 1979, 29, с.490.
7. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.373.
8. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1977, с.189.
9. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1977, 26, с.294.
10. Кондратюк Л.А., Шевченко Л.В. ЯФ, 1979, 29, с.792.
11. Амелин Н.С., Лукасов Г.И. ЯФ, 1978, 28, с.1258.
12. Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
13. Frascaria R. et al. Phys.Lett., 1977, 66B, p.329.
14. Guehlot P.C., Kallne J. Phys.Rev., 1979, 20C, p.1085.
15. Лиходед А.К., Шляпников П.В. УФН, 1978, 124, с.3; Гришин В.Г. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.608.
16. Карменов В.А., Шалиро И.С. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.327.
17. Senni R. et al. Nuovo Cimento, 1978, 43A, p.513.
18. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
19. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
20. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cimento, 1978, 45A, p.257.
21. Лукьянов В.К. Доклад на Межд.конф.по экстремальным состояниям в ядерных системах, Дрезден, 1980.
22. De Swart J.J. Talk at the Int.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980.
23. Лукьянов В.К. и др. ОИЯИ, P2-12754, Дубна, 1979.
24. Комаров В.И., Мюллер Г. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.501.
25. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. "Мир", М., 1975.
26. Аладашвили Б.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.704.
27. Барашенков В.С. Сечения взаимодействия элементарных частиц. "Наука", М., 1966, с.517.
28. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг. Изд-во МИФИ, М., 1975.
29. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-11168, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1980 года.