Немагуш Аз

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ–109(75)

С.Р.ГЕВОРКЯН, В.М.ЖАМКОЧЯН, Л.Н.КОВАЛЬ,
С.Г.МАТИНЯН, В.П.СОЛАХЯН

ДИФРАКЦИОННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ԵՐԵՎԱՆ 1975 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ- 109(75)

С.Р.ГЕВОРКЯН, В. М.ЖАМКОЧЯН, Л.Н. КОВАЛЬ
С.Г..МАТИНЯН, В.П.СОЛАХЯН

ДИФРАКЦИОННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ереван 1975

Scientific Report ЕФИ-109(75)

S.R. GEVORKYAN, V.M. ZHAMCOCHYAN,
L.N. KOVAL', S.G. MATINYAN,
V.P. SOLAKHYAN

DIFFRACTIVE PRODUCTION OF PARTICLES ON NUCLEI AT HIGH ENERGIES

The diffractive production of many-particle states on nuclei in the incoherent region (with excitation or breakdown of nucleus) is investigated in the framework of the multiple scattering theory. It is shown, that A-dependence of the cross section of this process becomes steeper with the increase in the diffractively produced particles mass.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1975

1. Введение

В последнее время резко усилился интерес к изучению процессов рождения частиц (как когерентного, так и некогерентного) на ядрах. Хорошо известный этап изучения рождения дискретных состояний сменился периодом, когда в центре внимания стоят вопросы рождения многочастичных состояний на атомных ядрах.

Этому способствовал ряд важных экспериментов по дифракционному когерентному образованию трех и пяти пионов в π - ядро столкновении и обнаружение, что сечения взаимодействия комплексов из 3π - и 5π-мезонов с нуклонами примерно равны сечению πN - взаимодействия.

Большое значение имело также теоретическое понимание того факта, что механизм взаимодействия частиц высоких и сверхвысоких энергий с ядрами должен отличаться от традиционного "каскадного" механизма [1] и что перерассеяние образованных комплексов на нуклонах ядра играет вместе с тем существенную роль в этих процессах [4,5].

Постепенно и теория и эксперименты в Батавии [1,2] убеждают нас в том, что взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами представляют уникальную возможность изучения пространственно-временной картины множественного рождения на самых ранних этапах её развития, в то время как в адрон-нуклонных взаимодействиях мы имеем всегда дело уже с асимптотическими состояниями рожденных частиц.

Дифракционное рождение частиц на ядрах имеет долгую историю, беря свое начало в классических работах Ландау, Померанчука, Фейнберга [3] . Эксперименты последнего времени, о которых шла речь выше [4,5] , позволили определить полные сечения взаимодействия образованных многоадронных систем с нуклонами, что стимулировало ряд новых подходов и гипотез [6, 7].

До сих пор однако дифракционное рождение адронов изучалось в когерентных процессах, когда ядро оставалось в основном состоянии.

В настоящей работе мы изучим дифракционную диссоциацию (д.д.) на ядрах в некогерентных по отношению к ядру процессах, когда ядро либо возбуждается, либо испытывает развал.

2. Диагональные по массе члены в амплитуде рассеяния пучка образованных частиц.

При рождении частиц в когерентных процессах масса их ограничена сверху условием $M \lesssim \sqrt{\frac{2P}{R}}$, и , следовательно, для изучения больших масс требуются очень высокие энергии. В некогерентных процессах это ограничение отсутствует, что позволяет при фиксированной энергии изучать область значительно больших масс. Более того, как будет видно из дальнейшего рождение в некогерентных процессах имеет ряд преимуществ по сравнению с аналогичным процессом, идущим когерентно.

а) Рассмотрим процесс ДД произвольной частицы a на ядре $a + A \to X + A'$, где X представляет собой пучок частиц, который мы будем характеризовать массой M .

Ограничиваясь областью небольших переданных импульсов, $|t| \lesssim 0,1 \left(\frac{\text{Гэв}}{c}\right)^2$, в которой не существенны многократные "некогерентные" перерассеяния [8] , и воспользовавшись техникой расчета сечений некогерентных процессов [9] , нетрудно показать, что некогерентное сечение дифракционной диссоциации имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dM} = \int \rho(\vec{b}, z)\, |A(\vec{b}, z)|^2\, dz\, d^2 b ,$$

$$A(\vec{b}, z) = f_{ax}(\vec{q}, M)\, E(\vec{b}, z) -$$

$$- \frac{\sigma'_{ax}(M)}{2} \int \left[f_{aa}(\vec{q})\, \theta(z_1 - z) + f_{xx}(\vec{q}, M) \times \right. \qquad (1)$$

$$\left. \times \theta(z - z_1) \right] E(\vec{b}, z_1)\, \rho(\vec{b}, z_1)\, dz ,$$

где f_{aa} , f_{ax} , f_{xx} есть амплитуды процессов

$$a + N \to a + N , \quad a + N \to x + N , \quad x + N \to x + N ;$$

$$\sigma'_{ax}(M) = \frac{4\pi}{ip} f_{ax}(0, M)$$

$$E(\vec{b}, z) = \exp\left[i \Delta_{ax} z \right] \cdot$$

$$\cdot \exp\left[-\frac{\sigma'_{aa}}{2} \int_{-\infty}^{z} \rho(\vec{b}, z')\, dz' - \frac{\sigma'_{xx}(M)}{2} \int_{z}^{+\infty} \rho(\vec{b}, z')\, dz' \right] .$$

Величина $\rho(\vec{b}, z)$ представляет собой одночастичную плотность нуклонов, в ядре,а $\Delta_{ax} = \frac{M^2 - m_a^2}{2P}$ –минимальный продольный переданный импульс в реакции $a + N \to x + N$
Для исследования энергетической зависимости выражения (1) предположим , что параметры наклонов в амплитудах

упругих процессов и в процессе $ДД$ на нуклонах одинаковы. Кроме того, как это следует из результатов работ [4], можно с хорошей точностью считать, что амплитуда $f_{xx}(\vec{q}, M)$ не зависит от массы пучка M и $\sigma(aN) \approx \sigma(xN) = \sigma$, что имеет место, по крайней мере, до масс $M \lesssim 2$ Гэв. Отказ от этих предположений не приводит к принципиальным отличиям. Параметризуя ядерную плотность в виде $\rho(\vec{r}) = \frac{A}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-r^2/R^2}$ из выражения (1) нетрудно получить

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dM} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega\, dM} \cdot N^{eff}(\sigma, M),$$

$$N^{eff}(\sigma, M) = \frac{\pi R^2}{\sigma}\left(1 - e^{-\frac{\sigma A}{a R^2}}\right) - \tag{2}$$

$$-\frac{1}{2} e^{-\frac{\Delta^2 R^2}{2}} \left[\frac{\pi R^2}{\sigma} - e^{-\frac{\sigma A}{\pi R^2}}\left(A + \frac{\pi R^2}{\sigma} - \frac{\sigma A^2}{2\pi R^2}\right)\right],$$

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega\, dM} \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega\, dM}(a + N \to X + N)$ – сечение $ДД$ на нуклоне.

Для средних и тяжелых ядер ($A \gtrsim 20$), для которых справедливо наше рассмотрение, и типичных адронных сечений $\sigma \sim 2 \div 4\, F^2$ величина $\frac{\sigma A}{\pi R^2} \gg 1$, и поэтому

$$N^{eff}(\sigma, M) \cong \frac{\pi R^2}{\sigma}\left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{\Delta^2 R^2}{e}}\right). \tag{3}$$

Как видно из этого выражения, при переходе от низких энергий ($\Delta R \gg 1$) к высоким ($\Delta R \ll 1$) (масса пучка фиксированна) эффективные нуклонные числа (3) уменьшаются в два раза.

Наличие деструктивной интерференции (второе слагаемое в (3)) приводит также к отклонению A-зависимости $N^{eff}(\sigma, M)$ в области промежуточных энергий от закона $A^{2/3}$.

б) До сих пор предполагалось, что амплитуда $ДД$ на нуклоне при нулевом переданном импульсе отлична от нуля. К чему приведет отказ от этого предположения?

Как было показано в последние годы [10], для асимптотического постоянства полных сечений взаимодействия адронов с нуклонами, необходимо чтобы член в амплитуде $ДД$, соответствующий обмену полюсом Померанчука, занулялся при нулевом поперечном переданном импульсе. Существующие в настоящее время экспериментальные данные не позволяют получить однозначного ответа. Для обнаружения такого зануления необходимо измерение сечения процесса $ДД$ при очень малых переданных импульсах, что является сложной экспериментальной задачей. Более того, такое зануление может и не иметь места при существующих энергиях ввиду наличия ветвлений. Так, например, авторы работы [11] предлагают изучать сечения процесса $ДД$ при разных энергиях и переданных импульсах $q_\perp^2 \lesssim 0{,}05\,(\frac{Гэв}{c})^2$ с разрешением по $q_\perp^2$ не хуже, чем $\Delta q_\perp^2 \sim 0{,}01(\frac{Гэв}{c})^2$.

Если при этом будет наблюдаться падение сечения $ДД$ с ростом энергии, то это послужит указанием на то, что часть амплитуды процесса $ДД$, обусловленная полюсом Померанчука, зануляется при нулевом угле.

Мы хотим указать на другую интересную возможность, возникающую при исследовании некогерентного сечения $ДД$ на ядрах. Если предположить [10], что амплитуда процесса $a + N \to x + N$ имеет вид

$$f_{ax}(\vec{q}, M) = a_1 (\vec{q}_\perp \vec{e}_\perp) e^{-\alpha' q_\perp^2 \xi} + a_2 \frac{1}{\xi^2} e^{-\frac{\alpha' q_\perp^2 \xi}{2}}. \tag{4}$$

$\xi = \ln S$; a_1 и a_2 не зависят от $q_\perp$ и S, то аналогом выражения (1) будет:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dM} = \int \rho(\vec{b}, z)\, dz\, d^2 b\, |A(\vec{b}, z)|^2 , \qquad (5)$$

$$A(\vec{b}, z) = f_{ax}(\vec{q}, M)\, E(\vec{b}, z) - \int [f_{aa}(\vec{q})\,\theta(z_1 - z) + f_{xx}(\vec{q}, M) \times$$

$$\times \theta(z - z_1)]\, E(\vec{b}, z_1)\, dz_1 \left[a_\perp \vec{e}_\perp \frac{\partial \rho(\vec{b}, z_1)}{\partial \vec{b}} + a_2 \frac{1}{\xi^2} \rho(\vec{b}, z_1)\right].$$

При получении этого соотношения мы пренебрегли сжатием дифракционного конуса, связанного с ростом реджевского радиуса, ибо при всех реальных энергиях $R^2 \gg \alpha' \xi$. При интегрировании этого выражения по $d^2 b$ члены, линейные по градиенту от ядерной плотности, занулятся ввиду сферической симметрии подынтегрального выражения. Члены же в (5), квадратичные по градиенту, имеют очевидную малость $\sim \frac{1}{R^2}$. Поэтому второй член в (5) будет определяться только вкладом ветвлений. При сверхвысоких энергиях ($\xi \gg 1$) сечение $ДД$ будет определяться первым слагаемым в (5). Таким образом, в случае зануления однопомеронного обмена в амплитуде $ДД$ энергетическая зависимость эффективных нуклонных чисел определяется не только минимальным продольным импульсом, но и зависимостью $\frac{1}{\xi^2}$, что приведет, начиная с некоторой энергии, к их монотонному росту.

3. Учет недиагональных переходов

Выше предполагалось, что рожденный в процессе $ДД$ пучок X испытывает только диагональные по массе переходы. Однако, при перерассеянии пучка на нуклонах возможны недиагональные переходы [6,7], при которых масса пучка меняется.

Для оценки их вклада в некогерентное сечение дифракционной диссоциации будем предполагать, что такой переход осуществляется только один раз, а все остальные перерассеяния диагональны по массе.

Тогда, используя те же приближения, что и при выводе (1), для сечения интересующего нас процесса, в первом порядке по недиагональным переходам $M \to M'$, можно получить:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dM} = \int \rho(\vec{b}, z)\, |A(\vec{b}, z)|^2\, dz\, d^2 b , \qquad (6)$$

$$A(\vec{b}, z) = f_{m \to m}(\vec{q}, M)\, E(\vec{b}, z, z, M) - \frac{\sigma_{m \to M}}{2} \int [f_{aa}(\vec{q}) \times$$

$$\cdot\, \theta(z_1 - z) + f_{xx}(M, \vec{q})\, \theta(z - z_1)]\, \rho(\vec{b}, z_1)\, E(\vec{b}, z_1, z_1, M)\, dz_1 +$$

$$+ \int \frac{\sigma'_{m \to M'}(M')}{2}\, \frac{\sigma_{M' \to M}(M', M)}{2} [f_{aa}(\vec{q})\, \theta(z_2 - z_1) \times$$

$$\cdot\, \theta(z_1 - z) + f_{xx}(M, \vec{q})\, \theta(z_2 - z_1)\, \theta(z - z_2) + f_{x'x'}(M) \times$$

$$\theta(z - z_1)\, \theta(z_2 - z_1)]\, \rho(\vec{b}, z_1)\, \rho(\vec{b}, z_2)\, E(\vec{b}, z_1, z_2, M, M') \times$$

$$\cdot\, dz_1\, dz_2\, , dM' - \int [f_{m \to M'}(\vec{q}, M')\, \frac{\sigma_{x'x}(M', M)}{2} \times$$

$$\cdot\, \theta(z_1 - z)\, E(\vec{b}, z, z_1, M, M') +$$

$$+f(M', M, \vec{q})\,\frac{\sigma_m - M'(M')}{2}\,\theta(z - z_1)\,E(\vec{b}, z_1, z, M, M')\Big]\,\rho(\vec{b}, z)\,dz_1\,dM'.$$

В этом выражении

$$E(\vec{b}, z_1, z_2, M, M') =$$

$$= \exp\left[i\frac{M'^2 - m^2}{2p} z_1 + i\frac{M^2 - M'^2}{2p} z_2\right] \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{\sigma_{aa}}{2}\int_{-\infty}^{z_1}\rho(\vec{b}, z')\,dz' - \frac{\sigma_{x'x'}(M')}{2}\int_{z_1}^{z_2}\rho(\vec{b}, z')\,dz' - \frac{\sigma_{xx}(M_1)}{2}\int_{z_2}^{+\infty}\rho(\vec{b}, z')\,dz'\right],$$

$$\sigma_{xx'}(M, M') = \frac{4\pi}{ip} f_{xy}(M, M', 0),$$ а f_{xx} есть амплитуды процессов $x + N \to y + N$ при нулевом переданном импульсе.

Рассмотрим случай больших энергий и масс, при которых выполняется условие $\Delta_{ax}\ell \ll 1$ ($\ell = \frac{1}{\sigma\rho}$ –длина свободного пробега пучка адронов в ядре).

Предполагая для простоты, что имеет место равенство наклонов элементарных амплитуд и равенство полных сечений,

$\sigma(aN) = \sigma(xN) = \sigma(x'N) \equiv \sigma$, выражение (6)

можно привести к следующему виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\,dM} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega\,dM} N^{eff}(\sigma, M) \qquad (7)$$

$$N^{eff}(\sigma, M) = N_1(\sigma) - 2N_2(\sigma) + \frac{3}{2}N_3(\sigma) -$$

$$- G(M)\left[2N_2(\sigma) - \frac{9}{2}N_3(\sigma) + 3N_4(\sigma)\right] +$$

$$+ 3G^2(M)\left[\frac{1}{2}N_3(\sigma) - N_4(\sigma) + \frac{5}{8}N_5(\sigma)\right].$$

В этом выражении $N_n(\sigma) = \frac{1}{\sigma n!}\int(\sigma T(b))^n e^{-\sigma T(b)}\,d^2b$ – так называемые [8] "эффективные нуклонные числа"

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty}\rho(\vec{b}, z)\,dz, \qquad а$$

$$G(M) = \frac{1}{f_{ax}(M) f_{xx}(M)}\int f_{ax'}(M') f_{x'x}(M', M)\,dM'.$$

При получении (7) предполагалось, что амплитуды элементарных дифракционных процессов чисто мнимые, и поэтому входящие в $G(M)$ функции представляют собой мнимые части соответствующих амплитуд под нулевым углом.

Для оценки величины $G(M)$ мы воспользовались модельными представлениями о входящих в неё амплитудах, приведенных в работе .

В таблице 1 даются значения этой величины как функции массы M при двух значениях параметра N, характеризующего распределение по массе [6] .

Расчет эффективных нуклонных чисел $N_n(\sigma)$ проводился с использованием ядерной плотности в виде

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1+\exp\left(\frac{r-R}{c}\right)} \qquad c = 0,545 .$$

Полагая $\sigma = 25_{mb}$ и выбирая в качестве мишени ядро свинца, можно получить следующие значения:
$N_1 = 17,2$: $N_2 = 12,6$: $N_3 = 10,8$: $N_4 = 8,8$: $N_5 = 6,4$.

Таким образом, для величины $N_0^{eff}(\sigma)$, соответствующей отсутствию недиагональных переходов ($G = 0$ в выражении (7)), получается значение $N_0^{eff}(25_{mb}) = 8.3$.

В таблице 2 приведены значения поправки $\delta N^{eff}(\sigma, M)$, возникшей в результате учета недиагональных по массе переходов. Как видно, учет недиагональных переходов приводит к поправке, которая не превышает 20% основного члена в области дифракционного пика. Однако, с ростом массы конечного пучка частиц, относительный вклад недиагональных переходов в сечение дифракционной диссоциации резко возрастает и, следовательно, при больших массах ($M \gtrsim 2$ Гэв) необходим учет следующих порядков по неупругим $M' \to M$ переходам.

Без этого рассмотрение области больших ($M \gtrsim 2$ Гэв) масс некорректно.

В заключение отметим, что так как с ростом "n" (числа перерассеяний) A - зависимость эффективных нуклонных чисел N^{eff} растет, то с ростом массы должно наблюдаться изменение в A - зависимости некогерентного сечения дифракционной диссоциации (зависимость от атомного номера более резкая при больших массах).

Табл.1

Величины $G(M)$ при разных значениях параметра N

$N = 0,5$	M (Gev)	1,15	1,3	1,5	1,6	1,7	2,0	2,2
	$G(\bar{M})$	-0,12	-0,08	0,03	0,15	0,3	1,2	2,5
$= 1,0$	M (Gev)	1,15	1,3	1,5	1,6	1,7	1,8	
	$G(M)$	-0,42	-0,25	0,015	0,33	1,6	44	

Табл.2

Величина поправки δN^{eff}, обусловленной учетом одного недиагонального по массе перехода, как функции конечной массы пучка M .

$N = 0,5$	N (Gev)	1,15	1,3	1,5	1,6	1,7	2,0	2,2
	$\delta N^{eff}_{\sigma=25_{mb}}(M)$	0,38	0,24	-0,09	-0,39	-0,7	-0,74	4,8
$N = 1,0$	M (Gev)	1,15	1,3	1,5	1,6	1,7	1,8	-
	$\delta N^{eff}_{\sigma=25_{mb}}(M)$	1,5	0,84	-0,04	-0,76	0,12	23,5	

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Gottfried. Preprint TH. 1735-CERN (1973).

   О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, (1973).

2. T.Babecki et al., Acta Phys.Polonica, B5 315 (1974).

3. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 24,505, (1953)
   И.Я.Померанчук, Е.Л.Фейнберг. ДАН СССР, 93,439, (1953).

4. C.Bemporad et al.Nucl.Phys B33, 397 (1971);
   B42, 627 (1972).

5. A.M.Cnops et al.Phys.Rev.Lett. 25, 1132, (1970).

   A.Firestone et al.Preprint LBL-384; M.T.Longo et al. Phys.Letters B36, 560 (1971).

6. L.Van Hove. Preprint TH-1487-Cern (1972).

7. K.Gottfried. Acta Phys.Polonica, B3, 769 (1972).

8. K.S.Koelbig, B.Margolis. Nucl.Phys. B6, 85 (1968).

9. С.Р.Геворкян, О.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ Р2-6581(1972).

10. В.Н.Грибов. ЯФ, 17, 603 (1973).

11. Я.И.Азимов, В.А.Хозе, Е.М.Левин. Препринт ЛИЯФ-95 (1974).

12. A.S.Goldhaber et al. Phys.Rev.Lett., 22, 802 (1969).

Редактор Л.П.Мукаян

Технич.редактор. А.С.Абрамян

Заказ 106 ВФ-03259 Тираж 300

Подписано к печати 2/1У-75г. Формат издания 30 х 40

1,0 уч.изд.л. Ц.7 к.

Отпечатано на ротапринте

Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Маркаряна 2