

ОБРАЗОВАНИЕ МЯГКИХ ПИОНОВ В nA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

*Л.С.Воробьев, В.Б.Гаврилов, Н.А.Горяинов,
Ю.Г.Гришук, П.В.Дегтяренко, Ю.В.Ефременко,
М.В.Косов, С.В.Кулешов, Г.А.Лексин,
А.В.Смирнитский, Ф.М.Хасанов, В.Б.Федоров,
Б.Б.Шварцман*

Измерены выходы и поперечные размеры области генерации мягких (30–60) МэВ π^+ -мезонов, образующихся в ядрах С и Рь под действием $p - 7,5$ ГэВ/с и $\pi^- - 5$ ГэВ/с. Их инклюзивные характеристики не отличаются от характеристик жестких пионов. Поперечный размер области генерации $r_{\perp}^C = 0,8 \pm 0,4$ Фм и $r_{\perp}^{Pb} = 2,3 \pm 0,2$ Фм, что находится в согласии с моделью последовательного выбивания частиц из области, прилегающей к траектории первичной быстрой частицы в ядре.

Интерес к изучению процессов с образованием мягких пионов связан в первую очередь с поисками коллективных пионных степеней свободы в ядрах. Возможно, они проявляются в глубоко подпороговом рождении пионов ¹; в образовании "испарительных" пионов с температурой 3,5 МэВ в AA -взаимодействиях ²; в нерегулярности ³ в спектрах пионов при энергиях от 20 до 100 МэВ. В литературе практически отсутствуют данные об инклюзивном образовании мягких пионов в ядерных реакциях при высоких энергиях, и полностью отсутствуют сведения о размерах и форме области их генерации.

Для измерения размеров и определения формы области генерации пионов использовался эффект тождественности ⁴. При этом использование мягких пионов имеет следующие особенности: а) их энергия лежит ниже порога образования πN -резонансов и, следовательно, для них ядро "прозрачно", то есть не происходит искажения информации о размере и форме области их генерации; б) вклад интерференционных эффектов может быть существенен для любых углов разлета пары пионов.

Экспериментальная установка представлена на рис. 1 ⁵. Пучок частиц фокусировался на мишень А и мониторировался сцинтилляционными счетчиками S_1, S_2, S_3 . Счетчик S_3 определял рабочую область мишени.

Для регистрации вторичных заряженных частиц, вылетающих из мишени, использовалась методика БАС⁶: измерение времени пролета частиц от мишени до толстого (20 см) сцинтиллятора (пролетная база — 1 м) и энерговыделения в этом сцинтиляторе. Методика БАС была дополнена системой идентификации остановившихся в толстом сцинтиляторе π^+ -мезонов⁷ путем регистрации "запаздывающего" (время ожидания от 5 до 20 мкс) сигнала от распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$. Остановившиеся в сцинтиляторе π^- -мезоны захватываются ядром углерода до того, как успевают распасться на μ^- и ν . Эффективность регистрации π^+ -мезонов составляла⁷ $(67 \pm 3)\%$.

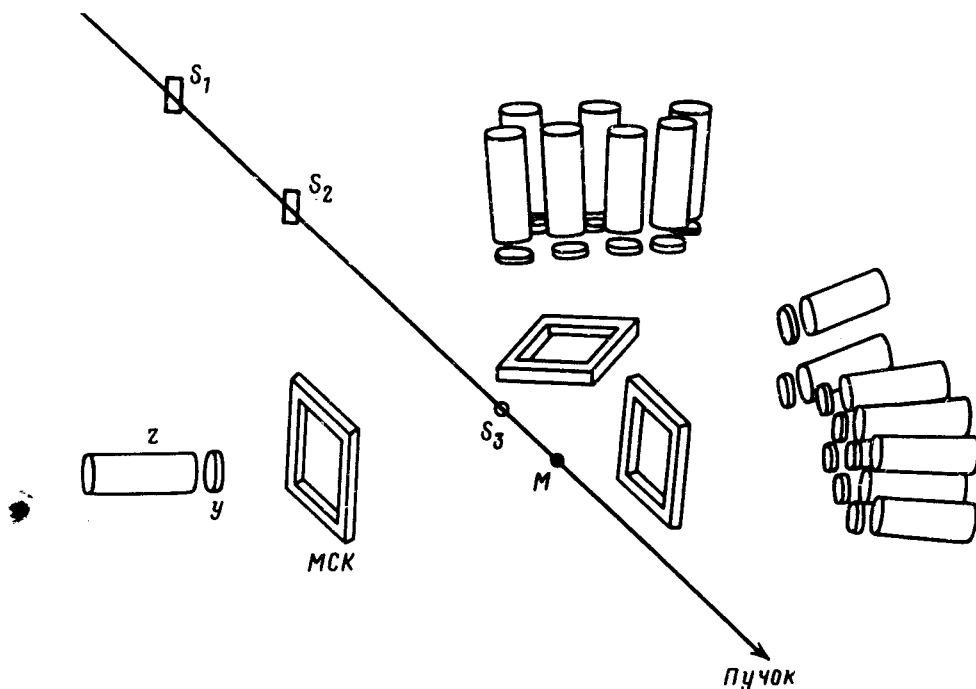


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Установка состояла из 16 идентичных каналов БАС, расположенных под углами, близкими к 90° , по отношению к направлению налетающей частицы. Для уточнения направления частиц, вылетающих из мишени, использовались многопроволочные стримерные камеры. При такой постановке эксперимента эффективно измерялся поперечный размер области генерации пионов.

Полученные значения инвариантного сечения $f' = Ed\sigma/d^3p$ образования π^+ приведены в таблице. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая, связанная с точностью измерения энергии вторичных частиц.

Величина инвариантного сечения f для реакции $p(7,5 \text{ ГэВ/с}) + \text{Pb} \rightarrow \pi^+(90^\circ) + X$ совпадает с экстраполяцией зависимостью $f = c \exp(-T/T_0)$ данных, полученных при близких начальных условиях в работе⁸, для энергий пионов 0,3–1,3 ГэВ.

Угловая зависимость выходов π^+ в измеренном нами диапазоне углов (от 75° до 125°) согласуется с полученной ранее зависимостью для выходов кумулятивных частиц $f = c \exp(-T(1 - \beta \cos \theta)/T_0)$, где $T_0 = 89 \text{ МэВ}$, а параметр β положен равным 0,62 на основании данных⁸ по выходам пионов под углом 90° и 168° (см. подробнее в⁵).

Значение величины α в аппроксимации A зависимости сечения реакции $hA \rightarrow \pi X$ $f = cA^\alpha$ хорошо согласуется с известными из литературы данными при больших энергиях вторичных пионов^{8,9}.

В пределах ошибок величина α в исследуемом диапазоне не зависит от угла вылета π^+ , как, впрочем, и для более жестких вторичных пионов ¹⁰.

Итак, приведенные инклюзивные данные не позволяют говорить о различии в механизме образования мягких и жестких пионов.

Перед началом эксперимента рассматривались две гипотезы: а) либо, если при образовании мягких пионов существенны коллективные эффекты, область генерации пионов имеет большой поперечный размер, порядка размера ядра; б) либо в соответствии со сценарием протекания адрон-ядерных реакций при высокой энергии ¹¹ поперечный размер этой области близок к размеру нуклона.

Первичная частица, импульс	Мишень	Инвариантное сечение, мб · ГэВ ⁻² · с ³ · ср ⁻¹ · нукл ⁻¹
p	Pb	$13,0 \pm 0,1 \pm 2,6$
7,5 ГэВ/с	C	$15,0 \pm 0,1 \pm 2,9$
π^-	Pb	$11,9 \pm 0,1 \pm 2,4$
5 ГэВ/с	C	$10,4 \pm 0,2 \pm 2,0$

На рис. 2 показана величина корреляционной функции $R_2^{\pi^+\pi^-}$ для двух π^+ -мезонов в зависимости от разности поперечных компонент их импульсов. $R_2^{\pi^+\pi^-}$ определялась как отношение вероятности регистрации двух π^+ -мезонов парой каналов к вероятности их независимой регистрации теми же каналами. При таком способе определения $R_2^{\pi^+\pi^-}$ эффективности регистрации π^+ в отдельных каналах сокращаются. На рисунке сплошной линией показан результат аппроксимации стандартной зависимостью $R_2 = a(1 + \exp(-q_{\perp}^2 r_{\perp}^2 / 4))$ при значении $r_{\perp} = 2,18$ Фм. Так как в пределах ошибок нет различия в результатах, полученных для двух типов налетающих частиц, мы приводим усредненные по начальной частице результаты: $r_{\perp}^C = 0,79 \pm 0,38$ Фм, $r_{\perp}^{Pb} = 2,26 \pm 0,22$ Фм.

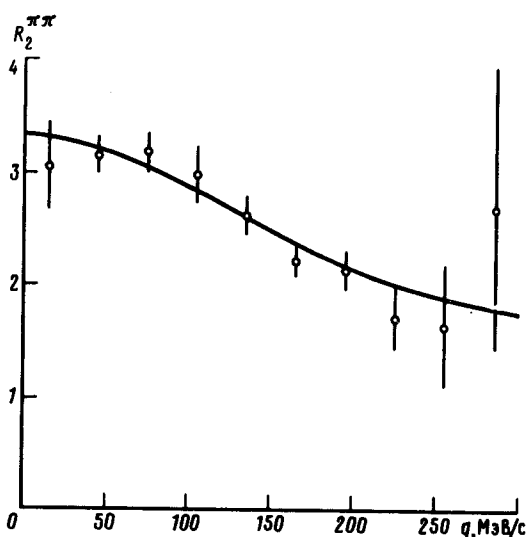


Рис. 2

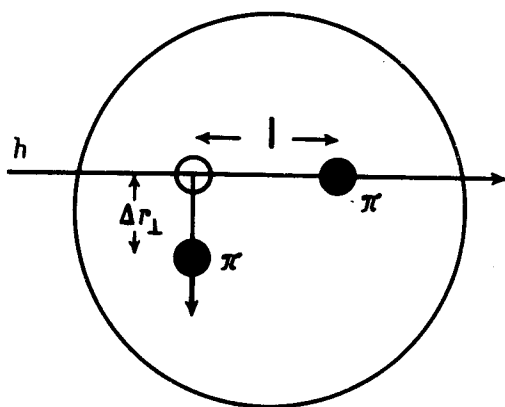


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость корреляционной функции двух π^+ -мезонов $R_2^{\pi^+\pi^-}$ от разности поперечных компонент их импульсов (q_{\perp})

Рис. 3. Пространственная картина генерации вторичных частиц

Измеренные поперечные размеры меньше, чем размеры, полученные в работах ^{12, 13} в предположении сферически симметричного источника пионов. Это согласуется со сценарием протекания глубоконеупругих ядерных реакций, по которому первичная быстрая частица проходит ядро без существенного изменения своего направления, последовательно выбивая вторичные частицы из области, прилегающей к ее траектории.

Тот факт что r_{\perp}^{Pb} больше чем r_{\perp}^{C} , легко объяснить (см. рис. 3), если учесть что первая частица успевает сместиться к моменту выбивания второй на некое расстояние Δr_{\perp} , которое, естественно, больше для ядра Pb. В приближении шарообразной формы ядра, при равномерном излучении вторичных пионов вдоль траектории первичной частицы имеем: $\Delta r_{\perp}^{\text{Pb}} - \Delta r_{\perp}^{\text{C}} = \beta_{\pi} (\bar{l}_{\text{Pb}} - \bar{l}_{\text{C}}) \approx \frac{4}{9} \beta_{\pi} (r_0^{\text{Pb}} - r_0^{\text{C}}) = 0,9 \text{ Фм}$, что хорошо согласуется с измеренной разницей в величинах r_{\perp}^{Pb} и r_{\perp}^{C} .

Полученные как инклюзивные, так и корреляционные данные указывают, что механизм образования мягких пионов не отличается от механизма образования более энергичных частиц в глубоконеупругих ядерных реакциях.

Литература

1. Jakobsson B. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 732.
2. Дубинина А.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 233.
3. Воробьев И.И., Лухманов В.Е. Препринт ИТЭФ 84-60, Москва, 1984.
4. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, 15, 392.
5. Воробьев Л.С. и др. Препринт ИТЭФ 88-72, Москва, 1988.
6. Баяков Ю.Д. и др. ПТЭ, 1982, № 3, 25.
7. Воробьев Л.С. и др. Препринт ИТЭФ 88-72, Москва, 1988.
8. Вайда А. М. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
9. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ 79-30, Москва, 1979.
10. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ 83-10, Москва, 1983.
11. Gavrilov V.V. Proc. of CEBAF/SURA 1987 Summer Workshop, Newport News, 1987, 455.
12. Баяков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, 33, 727.
13. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ 76-70, Москва, 1976.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
27 апреля 1989 г.