

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-585

В.Г.Гришин, К.Миллер, Я.Плота, Т.Павляк*,
В.Пэрыт*, З.Стругальский*

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ($\pi^0 \pi^0$)-ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ
ИСПУСКАНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ
В π^- -He ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3,5 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики Варшавского технического университета

1986

ВВЕДЕНИЕ

Корреляционные характеристики тождественных адронов, испускаемых с малыми относительными импульсами, содержат информацию о пространственно-временных параметрах процессов генерации частиц. Этот, в настоящее время хорошо известный факт, используется для получения сведений о размерах области испускания частиц в соударениях высоких энергий.

Метод, позволяющий извлечь информацию о пространственно-временных характеристиках источников на основе анализа двух-частичной корреляционной функции, был разработан Копыловым и Подгорецким ^{/1, 2/}, а также предложен Коккони ^{/3/}. Во многих последующих работах рассматривалось влияние различных факторов на поведение корреляционной функции как бозонов, так и фермионов ^{/4-9/}. В экспериментальных работах исследовались корреляции заряженных пионов в адрон-адронных ^{/10-12/}, адрон-ядерных ^{/13, 14/}, ядро-ядерных реакциях ^{/15-17/}, а также в e^+e^- -аннигиляции ^{/18, 19/}.

Работы по определению размеров области испускания π^0 -мезонов пока отсутствуют, хотя эти частицы являются хорошим объектом для исследования их интерференции из-за отсутствия эффектов кулоновского отталкивания. Регистрация π^0 -мезонов, а тем более одно-временная идентификация нескольких π^0 -мезонов в одном событии, требуют, однако, высокой эффективности регистрации гамма-квантов в широком диапазоне их энергии и углов эмиссии, что является трудно выполнимым условием для многих экспериментальных установок.

Ксеноновая пузырьковая камера достаточно больших размеров позволяет регистрировать гамма-кванты с эффективностью, близкой к 100%, если E_γ больше, чем 15 МэВ, что дает возможность идентифицировать π^0 -мезоны, начиная с их нулевых кинетических энергий.

Целью настоящей работы является исследование двухчастичных корреляций π^0 -мезонов, испускаемых в π^- -Xe-взаимодействиях, зарегистрированных на снимках с ксеноновой пузырьковой камеры. Угловые корреляции между π^0 -мезонами в π^- -Xe-взаимодействиях при 9 ГэВ/с описаны в работе ^{/20/}.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Ксеноновая пузырьковая камера размерами $103 \times 44 \times 40$ см³ облучалась в пучке отрицательных пионов с импульсами 3,5 ГэВ/с.

Отбирались взаимодействия пучковых частиц с ядрами ксенона ($Z = 54$, $\langle A \rangle = 131,3$) в выделенной центральной области камеры размерами $40 \times 10 \times 10$ см³. Для каждого отобранного события определялось число вторичных заряженных частиц и число сопровождающих гамма-квантов. Среди заряженных частиц идентифицировались протоны в энергетическом интервале от 20 до 400 МэВ. Более подробное описание методических вопросов регистрации заряженных частиц в ксеноновой камере дано в работах ^{/21, 22/}.

Суммарное число отобранных событий составляет 6301. Число событий с $N_\gamma \geq 4$, которые являлись предметом анализа в этой работе, составляет 1141.

а) Регистрация гамма-квантов

Большая плотность жидкого ксенона ($\rho_{Xe} = 2,18$ г/см³), а также относительно большие размеры камеры ($25 \times 11 \times 10 t_0^3$, где t_0 - радиационная единица, $(t_0)_{Xe} = 4$ см) позволяют регистрировать гамма-кванты с $E_\gamma \geq 15$ МэВ с практически постоянной, близкой к 100%, эффективностью по следам электронов конверсии. Следы электронов по своему характеру четко выделяются среди треков более тяжелых частиц. Ливни, образованные энергичными гамма-квантами, в большинстве случаев полностью развиваются в камере.

Для каждого зарегистрированного гамма-кванта измерялись координаты точки конверсии, определялась его потенциальная длина в камере и измерялся суммарный пробег соответствующих ему электронных и позитронных следов, по которому определялась энергия гамма-кванта. В процедуре определения энергии гамма-квантов учитывалось возможное "обрезание" ливней из-за ограниченности размеров камеры.

Среднее количество гамма-квантов в зарегистрированных событиях равно 1,7; средние ошибки определения их энергии и углов эмиссии составляют соответственно 17% и $1,2^\circ$.

Потери гамма-квантов из-за условий их регистрации в камере составляют: конверсия вне камеры - 6%, взаимное перекрытие ливней - 2%, конверсия вблизи точки взаимодействия - 0,8%, другие потери $\approx 1\%$. В результате анализа было установлено, что средняя эффективность регистрации гамма-квантов составляет 90% и существенно не зависит от энергии гамма-квантов и их множественности.

б) Определение характеристик π^0 -мезонов

В подавляющем большинстве событий число гамма-квантов четное ^{/23/}. События с нечетным числом N_γ (13% от всех отобранных событий) являются прежде всего результатом того, что один из $N + 1$ гамма-квантов не был зарегистрирован. Распределение по эффективным массам $M_{\gamma\gamma}$ в событиях с $N_\gamma = 2$ показывает, что основным источником гамма-квантов являются π^0 -мезоны с небольшой

примесью $\approx 4\%$ η^0 -мезонов. В событиях с $N_{\gamma} > 2$ π^0 -и η^0 -мезоны идентифицировались путем нахождения такой комбинации пар гамма-квантов, для которых их эффективные массы $M_{\gamma\gamma}$ наиболее близки к массам π^0 - или η^0 -мезона ^{/24/}. Для идентифицированных π^0 -мезонов проведена коррекция энергии соответствующих им гамма-квантов при условии совпадения эффективной массы $M_{\gamma\gamma}$ с массой π^0 -мезона. Энергии и углы эмиссии идентифицированных π^0 -мезонов определялись по характеристикам соответствующих гамма-квантов.

Средние ошибки определения энергии и углов эмиссии π^0 -мезонов (после процедуры коррекции) составляют соответственно 9,3% и 1,9°.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ

Эффект интерференции тождественных бозонов проявляется в виде увеличенной вероятности испускания пар идентичных частиц по отношению к случаю, когда нет интерференции. Количественно эффект выражается в виде соотношения

$$R(P_1, P_2) = \frac{D(P_1, P_2)}{D_0(P_1, P_2)}, \quad (1)$$

где P_1, P_2 - 4-импульсы частиц, $D(P_1, P_2)$ - плотность пар тождественных частиц в фазовом пространстве, $D_0(P_1, P_2)$ - плотность пар при условиях отсутствия интерференции. Исходя из общих представлений о природе интерференционного эффекта, это соотношение можно выразить в виде зависимости от разницы 4-импульсов $q = P_1 - P_2$:

$$R(q, p) = 1 + \Delta(q, p), \quad (2)$$

где $p = (P_1 + P_2) / 2$. Общими свойствами функции $\Delta(q, p)$ являются: $\Delta(q, p) \rightarrow 1$ при $q \rightarrow 0$ и $\Delta(q, p) \rightarrow 0$ для значений q вне области интерференции.

В области интерференции эта функция зависит от пространственно-временных характеристик излучающей области, а ее конкретный вид можно сформулировать, предполагая определенный механизм генерации частиц.

В традиционном подходе Копылова-Подгорецкого^{/1/} где предполагается, что частицы излучаются независимыми точечными источниками с временем жизни τ , расположенными на поверхности сферы с радиусом r , функция Δ имеет вид:

$$\Delta(q_T, q_0; r, \tau) = \frac{[2J_1(q_T r) / q_T r]^2}{1 + (q_0 r)^2}, \quad (3)$$

где $\vec{q}_T = \vec{q} - \vec{n}(\vec{q}, \vec{n})$, $\vec{n} = \vec{p} / |\vec{p}|$, $q_0 = E_1 - E_2$, т.е. выражается через разницу энергии частиц и поперечную составляющую разницы их импульсов по отношению к направлению движения пары (r и τ являются здесь параметрами распределения). Если предположить, что распределение плотности источников в пространстве сферически-симметрично и не зависит от распределения временных интервалов генерации частиц, а также что эти распределения можно описать функциями Гаусса:

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2 r_0^3 r} e^{-\frac{\vec{r}^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau^2}}, \quad (4)$$

то функцию $\Delta(q, p)$ можно записать в виде:

$$\Delta(\vec{q}, q_0; r_0, \tau) = e^{-\vec{q}^2 r_0^2 - q_0^2 \tau^2}. \quad (5)$$

Приведенные выше описания предполагают, что частицы излучаются независимо, а их импульсы определяются в общей системе покоя источников, что в реальных ситуациях не всегда соответствует действительности.

Учет когерентности и других факторов, влияющих на силу эффекта, определяется переходом $\Delta \rightarrow \lambda \Delta$, где λ - феноменологический параметр. За систему покоя источников принимается обычно система центра масс сталкивающихся частиц. В случае ядерных реакций, где отдельные события соответствуют разным параметрам столкновения, выбор подходящей системы отсчета является затруднительным, и анализ проводится либо в лабораторной системе^{/17/}, либо в системе центра масс нуклон-нуклон^{/14/}. Иногда^{/19/} описание эффекта осуществляется выбором переменной:

$$Q^2 = -(P_1 - P_2)^2. \quad (6)$$

Переменная Q соответствует удвоенному импульсу одной из частиц в их собственной системе отсчета, так как в этой системе $q_0 = 0$. В таком случае функция Δ принимает вид:

$$\Delta(Q; r_0) = e^{-Q^2 r_0^2}, \quad (7)$$

т.е. определяется только пространственным параметром области излучения r_0 . Следует, однако, иметь в виду, что зависимость от времени остается и здесь в неявном виде, если эта система не совпадает с системой покоя источников^{/25/}.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эффект интерференционных корреляций определяется в эксперименте как

$$R(q, p) = A \frac{N(q, p)}{N_0(q, p)}, \quad (8)$$

где $N(q, p)$ - число пар пионов в заданном интервале p и q , $N_0(q, p)$ - число пар пионов в условиях, обеспечивающих отсутствие интерференции, A - нормировочный множитель. Распределения $N_0(q, p)$, т.н. фоновые распределения, были получены путем комбинирования пионов из разных событий, но с одинаковым числом N_{π^0} . Анализ проводился в лабораторной системе отсчета.

Рис.1 представляет экспериментальное распределение $R(q, p)$ в зависимости от переменных (q_T, q_0) . Из-за ограниченности статистического материала исследовались только одномерные распределения для разных интервалов q_T и q_0 , указанных на рисунке. Распределения аппроксимировались по формулам, полученным из (3), в предположении о взаимной независимости параметров γ и τ :

$$R(q_T; \tau) = A(1 + \lambda[2J_1(q_T \tau) / q_T \tau]^2), \quad (9)$$

$$R(q_0; \tau) = A[1 + \lambda/(1 + q_0^2 \tau^2)],$$

где A - нормировочный коэффициент. Распределения нормированы на одинаковое число пар для значений q_0 (или q_T) больше 0,3 ГэВ (0,3 ГэВ/с), т.е. в области, где корреляционный эффект не играет существенной роли. Табл.1 содержит результаты аппроксимации.

Таблица 1

Результаты аппроксимации распределения по q_T и q_0 формулами (9) для разных интервалов q_0 и q_T

Тип распределения	Интервал q_0 (ГэВ) или q_T (ГэВ/с)	A	λ	γ, τ (фм)	$\chi^2/\text{число ст.своб.}$
$R = f(q_T; \tau)$	$0 < q_0 \leq 0,15$	$0,75 \pm 0,15$	$1,2 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,3$	17/14
	$0,15 < q_0 \leq 0,30$	$0,95 \pm 0,30$	$0,6 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,7$	9/13
$R = f(q_0; \tau)$	$0 < q_T \leq 0,15$	$0,7 \pm 0,3$	$1,5 \pm 1,0$	$0,6 \pm 0,3$	7/10
	$0,15 < q_T \leq 0,30$	$0,7 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,4$	13/12

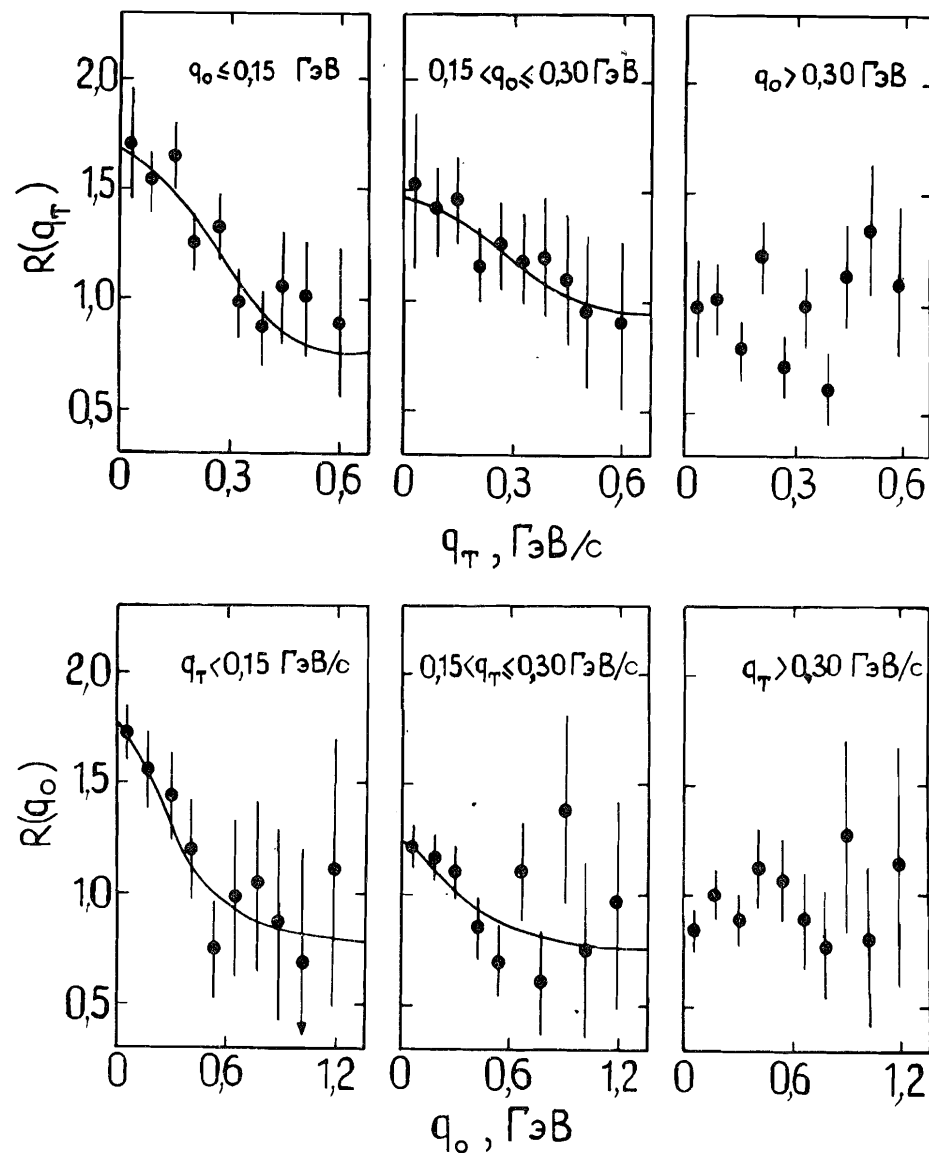


Рис.1. Экспериментальные распределения $R(q_T)$ (для разных интервалов q_0) и $R(q_0)$ (для разных интервалов q_T). Кривые представляют результат аппроксимации по формулам (9).

Рис.1 и табл.1 демонстрируют характерные черты наблюдаемого эффекта. Самые сильные корреляции видны в области, где одновременно есть минимальные значения как q_T , так и q_0 . С их увеличением "сила" эффекта уменьшается, что отражает также меньшие значения

параметра λ при неменяющихся параметрах τ и τ . С дальнейшим увеличением q_T и q_0 эффект исчезает.

Для оценки точности определения q_T , q_0 и других корреляционных переменных, а также для проверки влияния экспериментальных ошибок на результаты аппроксимации было проведено моделирование корреляционного эффекта с учетом ошибок в определении импульсов и углов эмиссии π^0 -мезонов. Средняя точность определения q_T и q_0 в области эффекта составляет соответственно 35 и 47 МэВ/с. Не обнаружено существенного влияния экспериментальных ошибок на результаты аппроксимации, кроме распределений по q_0 , где получаемые значения τ систематически меньше истинных. Этот эффект учитывается в дальнейшем как систематическое искажение.

Небольшая точность определения параметров аппроксимируемых функций является следствием ограниченной статистики в принятых интервалах q_T и q_0 . В дальнейшем распределения по q_T и $|q|$ анализировались при $q_0 < 0,3$ ГэВ, распределения по q_0 — при $q_T < 0,3$ ГэВ/с. Результаты аппроксимации даны в табл. 2.

Предположение о пространственном распределении источников в виде функции Гаусса приводит к зависимости корреляционной функции от разности импульсов пионов $|q|$ в виде (см. формулу 5):

$$R(|\vec{q}|; r_0) = A(1 + \lambda e^{-\vec{q}^2 r_0^2}), \quad (10)$$

где коэффициент λ включает в себя усреднение по q_0 . Результаты соответствующей аппроксимации приведены в табл.2. В случае сферически-симметричной формы излучающей системы средне-квадратичный радиус области испускания связан с r_0 зависимостью $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} r_0$. Учитывая это, получаем $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 1,13 \pm 0,23$ фм.

Таблица 2

Результаты аппроксимации экспериментальных распределений

Тип распределений	A	λ	$r, r_0, c\tau$ (фм)	$\chi^2/\text{число ст.своб.}$
$R = f(q_T; r)$	$0,88 \pm 0,12$	$0,87 \pm 0,26$	$1,21 \pm 0,25$	13/14
$R = f(q_0; r)$	$0,69 \pm 0,18$	$1,1 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,2$ стат.	
			$+0,2^{+0,2}_{-0,1}$ сист.	17/14
$R = f(q ; r_0)$	$0,91 \pm 0,11$	$1,03 \pm 0,25$	$0,65 \pm 0,13$	12/14
$R = f(Q; r_0)$	$0,99 \pm 0,06$	$0,86 \pm 0,17$	$0,82 \pm 0,14$	17/18

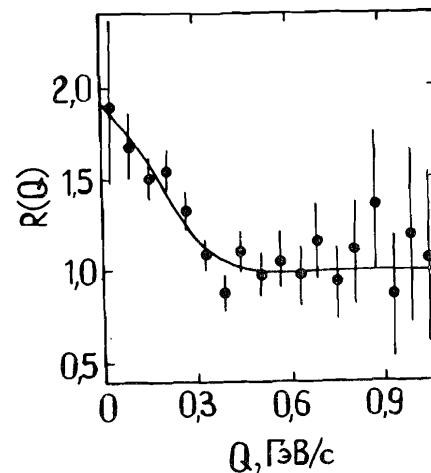


Рис.2. Экспериментальное распределение $R(Q)$. Кривая представляет результаты аппроксимации по формуле (12).

Эффект интерференционных корреляций должен проявляться также в распределении по эффективной массе пар пионов ($M_{\pi\pi}$), так как существует прямая связь:

$$Q^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2, \quad (11)$$

где m_π - масса пиона. Соответствующее распределение показано на рис.2. Оно аппроксимировалось зависимостью (см. формулу 7):

$$R(Q; r_0) = A(1 + \lambda e^{-Q^2 r_0^2}). \quad (12)$$

Результаты аппроксимации приведены в табл.2. Как видно, не наблюдается сильного отличия от результатов, полученных с использованием других переменных. Как уже отмечалось, получаемые размеры области излучения могут зависеть от системы отсчета, в которой проводится анализ. Например, в движущейся системе отсчета могут изменяться продольные размеры области излучения и длительность процесса ^{26, 27}. Главным образом эти изменения зависят от лоренц-фактора движущейся системы относительно системы покоя источников. В нашем случае лоренц-фактор системы падающего пиона и покоящегося нуклона равен $\gamma_{\pi N} = 1,6$, а среднее значение γ , полученное путем симметризации "вперед-назад" угловых распределений π^0 -мезонов, составляет $\bar{\gamma}_{\pi^0} = 1,25$ для событий с $N_{\pi^0} \geq 2$. Поэтому можно ожидать, что эффекты, связанные с движением системы отсчета относительно излучающей системы, не будут здесь значительны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдены интерференционные корреляции нейтральных пионов. Полученные размеры области излучения π^0 -мезонов и временные интервалы их генерации составляют: $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 1,2 \pm 0,3$ фм, $c\tau = 0,8^{+0,4}_{-0,3}$ фм. Эти результаты соответствуют аналогичным результатам работ, выполненных по корреляциям заряженных пионов, образованных в адрон-адронных взаимодействиях ¹⁰⁻¹². Полу-

ченные размеры меньше размеров области излучения заряженных пионов в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон /15-17/.

Авторы выражают глубокую благодарность М.И.Подгорецкому и Р.Ледницкому за многочисленные и плодотворные обсуждения. Авторы благодарны также всем сотрудникам группы ксенонной пузырьковой камеры в Варшаве и в Дубне за участие в методической обработке экспериментальных данных.

Авторы выражают благодарность доктору М.Совинскому — полномочному представителю правительства ПНР в ОИЯИ за поддержку настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий: ЯФ, 1973, т.18, 656.
2. G.I. Kopylov: Phys. Lett., 1974, t.50B, 472.
3. G.Cocconi: Phys. Lett., 1974, t.49B, 459.
4. M.G.Bowler: Z. Phys. C, 1985, t.29, 617.
5. M.Gyulassy, S.K.Kauffman, L.W.Wilson, Phys. Rev. C, 1979, t.20, 2267.
6. M.Biyajima: Phys. Lett., 1980, 92B, 193; 1983, 132B, 229.
7. Scott Pratt: Phys. Rev., 1984, t.53, 1219.
8. Р.Ледницки, В.Л.Любошиц: ЯФ, 1982, т.35, 1316.
9. F.B.Yano, S.E.Koonin: Phys. Lett., 1978, t.78B, 556.
10. M.Deutschman et al.: Nucl. Phys., 1982, t.204B, 333.
11. N.Akhababian et al.: Z. Phys.C, 1983, t.18, 97.
12. A.Breakstone et al.: Phys. Lett., 1985, t.162B, 400.
13. Н.Ангелов и др.: ЯФ, 1981, т.33, 1257.
14. C.De Marzo et al.: Phys. Rev. D, 1984, t.29, 363.
15. D.Beavis et al.: Phys. Rev. C, 1983, t.27, 910.
16. W.A.Zajc et al.: Phys. Rev. C, 1984, t.29, 2173.
17. Г.Н.Агакишиев и др.: ЯФ, 1984, т.39, 543.
18. H. Aihara et al.: Phys. Rev. D, 1985, t.31, 996.
19. M.Althoff et al.: Z. Phys. C, 1986, t.30, 355.
20. K.Eskreys: Acta Phys. Polon., 1969, t.36, 237.
21. Z.Strugalski et al.: JINR, 1981, Dubna, E1-81-578.
22. З.Стругальски и др.: ОИЯИ, Дубна, 1983, P1-83-68.
23. Я.Плюта, З.Стругальски: ОИЯИ Дубна, 1973, P1-7398.
24. Б.Словинский: ОИЯИ Дубна, 1974, P10-7681.
25. М.И.Подгорецкий, А.П.Чеплаков: ОИЯИ Дубна, 1985, P2-85-603.
26. М.И.Подгорецкий: ЯФ, 1983, т.37, 455.
27. Н.Ангелов и др.: ЯФ, 1983, т.37, 338.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 августа 1986 года.

Гришин В.Г. и др.

P1-86-585

Наблюдение эффекта ($\pi^0\pi^0$)-интерференции
и размеры области испускания π^0 -мезонов
в π^- -Xe взаимодействиях при 3,5 ГэВ/с

Представлены результаты исследования двухчастичных корреляций π^0 -мезонов, испускаемых с близкими импульсами в π^- -Xe-взаимодействиях при импульсе налетающего пиона 3,5 ГэВ/с. Обнаружены интерференционные корреляции π^0 -мезонов. Определены размеры области испускания нейтральных пионов и дана оценка времени их генерации: $\tau = 1,2 \pm 0,3$ фм, $c\tau = 0,8_{-0,3}^{+0,4}$ фм. Эти значения соответствуют результатам, полученным в адрон-адронных взаимодействиях, но они меньше значений τ и $c\tau$ для ядро-ядерных взаимодействий при тех же энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Grishin V.G. et al.

P1-86-585

Observation of $\pi^0\pi^0$ -Interference Effect
and Size of Neutral Pion Emission Volume
in π^- -Xe-Interactions at 3.5 GeV/c

Results from two-particle correlation studies are presented for π^0 -mesons ejected in π^- -Xe collisions at 3.5 GeV/c momentum. Interference correlations of π^0 mesons are found. Size of the region is determined, where the π^0 mesons are ejected from, and the π^0 generation time is estimated: $\tau = 1.2 \pm 0.3$ fm, $c\tau = 0.8_{-0.3}^{+0.4}$ fm. The results correspond to those obtained in hadron-hadron collisions, but the values of τ and $c\tau$ are smaller than those for nucleus-nucleus collisions at such energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986