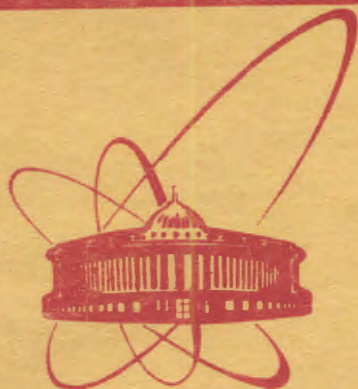


ЛЯП



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Λ-394

P2 - 12205

Р.Ледниcki, М.И.Подгорецкий

1747 / 4-79

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ,
ИСПУСКАЕМЫХ ИСТОЧНИКАМИ РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ

1979

P2 - 12205

Р.Ледниcki, М.И.Подгорецкий

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ,
ИСПУСКАЕМЫХ ИСТОЧНИКАМИ РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ**

Направлено в ЯФ

Ледницки Р., Подгорецкий М.И.

P2 - 12205

Интерференция тождественных частиц, испускаемых источниками разных размеров

В последнее время появилось много экспериментальных работ по изучению интерференции тождественных π -мезонов. Интерференционный эффект наблюдается во всех случаях, но его величина иногда оказывается заметно меньше ожидаемой. В настоящей статье проанализированы некоторые естественные возможности объяснения указанного явления. В частности, оно должно иметь место, если тождественные π -мезоны генерируются источниками существенно разных размеров. Рассмотрены также процессы, в которых интерференционный эффект возникает и для нетождественных π -мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Lednický R., Podgoretsky M.I.

P2 - 12205

The Interference of Identical Particles Emitted by Sources of Different Sizes

Recently a lot of experimental papers appears concerning the interference of identical π -mesons. The interference effect is observed in all cases, but sometimes its value appears to be sufficiently less than expected one. Some natural possibilities of interpreting this phenomena are analyzed. In particular, it could occur, if identical π -mesons are generated by sources of quite different sizes. The processes are also considered in which the interference effects appears for nonidentical π -mesons as well.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. В настоящее время имеется довольно обширная литература, посвященная изучению множественной генерации с помощью анализа корреляций тождественных π -мезонов, позволяющего определить параметры R и τ , характеризующие развитие процесса в пространстве и времени. Выяснилось, что при отсутствии динамических корреляций нормированное эффективное сечение зависит от степени близости 4-импульсов тождественных частиц p' и p'' ; в рамках некоторых простых моделей при $p' \rightarrow p''$ сечение возрастает вдвое по сравнению с областью, в которой

$|p' - p''| \gg \frac{1}{R}, \frac{1}{\tau}$. В качестве примера укажем на модель

независимого испускания π -мезонов тяжелыми точечными источниками, имеющими время жизни τ и распределенными с пространственной плотностью

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi R^2)^{3/2}} e^{-r^2/2R^2} \quad /1/$$

В этом случае имеем

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}' d\vec{p}''} = 1 + \frac{e^{-q^2 R^2}}{1 + q_0^2 \tau^2}, \quad /2/$$

где $q = p' - p''$.

Обработка экспериментальных данных по формулам типа /2/ показала, что перед вторым членом правой части следует поставить некоторый множитель λ ; иногда величина λ близка к единице /см., напр., /1//, но обычно $\lambda < 1$. Появление множителя λ может быть вызвано как чисто методическими обстоятельствами /невозможность надежной идентификации достаточно энергичных вторичных частиц, "размазывание" интерференционного максимума из-за конечной точности измерения, нормировка фонового распределения по полной площади распределения тождественных частиц/, так и наличием специфических динамических корреляций /2-4/* . В настоящей статье мы рассмотрим некоторые другие причины, могущие привести к наблюдаемому понижению интерференционного максимума.

2. Одна из таких причин может быть связана с наличием не одного характерного размера R , как это предполагается в /2/, а двух или нескольких таких размеров /то же самое относится и к параметру r /. Такая ситуация кажется во многих случаях вполне естественной. Взаимодействие антипротонов с протонами может характеризоваться одним размером, если имела место аннигиляция, и другим размером, если аннигиляции не было; один из размеров может относиться к непосредственной генерации π -мезонов, другой - к генерации через промежуточные резонансы; не исключено также наличие двух типов резонансов, обладающих пробегами разной величины, и т.п.**. Поскольку во всех перечисленных случаях корреляции тождественных частиц обладают примерно одинаковыми общими свойствами, мы ограничимся феноменологическим описанием, достаточным для выяснения сути дела.

Предположим, что с вероятностью μ_1 источники π -мезонов распределены по закону /1/ с параметром $R=R_1$, а с вероятностью $\mu_2 = 1 - \mu_1$ параметр $R=R_2$. Тогда комбинированный закон распределения имеет вид

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\mu_1}{(2\pi R_1^2)^{3/2}} e^{-\vec{r}^2/2R_1^2} + \frac{\mu_2}{(2\pi R_2^2)^{3/2}} e^{-\vec{r}^2/2R_2^2} \quad /3/$$

Он может соответствовать двум несколько различным ситуациям. В более простом случае мы имеем смесь двух типов событий, причем в рамках каждого из этих типов все события характеризуются единым параметром R , свойственным именно данному типу. Примером такого рода может служить совместный анализ $\bar{p}p$ -взаимодействий, сопровождаемых, либо не сопровождаемых аннигиляцией. Если ввести двумерный закон распределения, описывающий пространственное расположение пар источников, то в рассматриваемом случае он будет иметь вид

$$\rho(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\mu_1}{(2\pi R_1^2)^3} e^{-(\vec{r}^2 + \vec{r}'^2)/2R_1^2} + \frac{\mu_2}{(2\pi R_2^2)^3} e^{-(\vec{r}^2 + \vec{r}'^2)/2R_2^2} \quad /4/$$

Возможна и более сложная ситуация, когда все анализируемые взаимодействия относятся к одному и тому же типу, который характеризуется наличием двух параметров R_1 и R_2 . Примером являются события, в которых часть π -мезонов образуется непосредственно, а часть - после распада промежуточных резонансов. Соответствующее двумерное распределение имеет теперь другой вид:

$$\rho(\vec{r}, \vec{r}') = \left[\frac{\mu_1 e^{-\vec{r}^2/2R_1^2}}{(2\pi R_1^2)^{3/2}} + \frac{\mu_2 e^{-\vec{r}^2/2R_2^2}}{(2\pi R_2^2)^{3/2}} \right] \left[\frac{\mu_1 e^{-\vec{r}'^2/2R_1^2}}{(2\pi R_1^2)^{3/2}} + \frac{\mu_2 e^{-\vec{r}'^2/2R_2^2}}{(2\pi R_2^2)^{3/2}} \right] \quad /5/$$

Возможны, конечно, и промежуточные случаи, но мы ограничимся только анализом указанных ситуаций. Для простоты будем также предполагать, что оба типа излучателей характеризуются одним и тем же временным параметром τ .

Если исходить из формулы /4/, то можно показать, что стандартные вычисления /подобные тем, которые проведены, например, в работе /7/ / приводят к выражению

* Динамические корреляции могут даже привести к почти полному подавлению интерференционного максимума / $\lambda \approx 0$ /. Примером может служить "одноструйная аннигиляция" $e^+e^- \rightarrow$ адроны /4,5/.

** Разброс пробегов может быть связан с движением резонансов; в этом случае ожидается сильная зависимость параметров R и τ от импульсов тождественных π -мезонов /6/.

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{\mu_1 e^{-R_1^2 q_0^2}}{1 + \tau^2 q_0^2} + \frac{\mu_2 e^{-R_2^2 q_0^2}}{1 + \tau^2 q_0^2}. \quad /6/$$

При исходной формуле /5/ аналогично получаем

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{(\mu_1 e^{-R_1^2 q_0^2/2} + \mu_2 e^{-R_2^2 q_0^2/2})}{1 + \tau^2 q_0^2}. \quad /7/$$

Если одна из вероятностей μ_1 или μ_2 равна нулю, оба выражения /6/ и /7/ переходят в /2/; то же самое имеет место при любых значениях μ_1 и μ_2 , если $R_1 = R_2$.

Когда интересуются поперечными размерами системы, отбирают π -мезоны с одинаковыми энергиями. Тогда /6/ и /7/ переходят соответственно в

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \mu_1 e^{-R_1^2 q_{\perp}^2} + \mu_2 e^{-R_2^2 q_{\perp}^2}, \quad /6'/$$

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + (\mu_1 e^{-R_1^2 q_{\perp}^2/2} + \mu_2 e^{-R_2^2 q_{\perp}^2/2}). \quad /7'/$$

Здесь q_{\perp} - разность поперечных к направлению наблюдения компонент \vec{p}' и \vec{p}'' . Предположим, что $R_1 \gg R_2$. Тогда при $R_1^2 q_{\perp}^2 \gg 1$ первые экспоненты в формулах /6'/ и /7'/ исчезают, а вторые остаются все еще почти равными единице. В результате возникает достаточно протяженное "ложное плато", причем отношение максимального сечения к сечению в районе плато меньше, чем это следует из формулы /2/; для величины λ вместо единицы мы получаем соответственно $\lambda = \frac{1 - \mu_2}{1 + \mu_2}$ либо

$$\lambda = \frac{1 - \mu_2}{1 + \mu_2}. \text{ Такая же картина может иметь место и при измере-}$$

нии продольных размеров, если величина $\tau \leq R_2$.

При увеличении разности импульсов, когда $|\vec{q}| > \frac{1}{R_2}$, "ложное плато" переходит в "истинное", ордината которого состав-

ляет половину от максимальной. Однако этот переход может быть воспринят как проявление каких-либо динамических корреляций и не учитывается при сопротивлении корреляций тождественных частиц с фоновым распределением. Реальная ситуация может быть еще более сложной, поскольку вполне возможно существование нескольких характерных размеров. Тогда вместо /6/ и /7/ получаем соответственно

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{\sum \mu_i e^{-R_i^2 q_0^2}}{1 + \tau^2 q_0^2}, \quad /6''/$$

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{(\sum \mu_i e^{-R_i^2 q_0^2/2})^2}{1 + \tau^2 q_0^2}. \quad /7''/$$

Для отношения сечения в максимуме к сечению в области "истинного плато" формулы /6''/ и /7''/ по-прежнему дают двойку /т.е. $\lambda = 1/$, но при достаточно большом числе характерных размеров это обстоятельство практически не может быть обнаружено экспериментально.

Следует также иметь в виду, что кроме нескольких характерных размеров R_i могут также иметь место несколько характерных временных параметров τ_i . В этой связи кратко рассмотрим случай, когда все излучатели распределены в пространстве по одному и тому же закону /1/, но часть из них имеет время жизни τ_1 , остальные - τ_2 ; соответствующие вероятности равны ν_1 и $\nu_2 = 1 - \nu_1$. Тогда аналогами формул /6/ и /7/ являются

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{\nu_1 e^{-R^2 q_0^2}}{1 + \tau_1^2 q_0^2} + \frac{\nu_2 e^{-R^2 q_0^2}}{1 + \tau_2^2 q_0^2}, \quad /8/$$

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}'d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{\nu_1^2 e^{-R^2 q_0^2}}{1 + \tau_1^2 q_0^2} + \frac{\nu_2^2 e^{-R^2 q_0^2}}{1 + \tau_2^2 q_0^2} + \frac{2\nu_1 \nu_2 e^{-R^2 q_0^2} (1 + \tau_1 \tau_2 q_0^2)}{(1 + \tau_1^2 q_0^2)(1 + \tau_2^2 q_0^2)}. \quad /8''/$$

В обоих случаях зависимость эффективного сечения от величины q_0 имеет "ложное плато", если $\tau_1 \gg \tau_2, R$. Если одна из вероятностей ν_1 или ν_2 равна нулю или $\tau_1 = \tau_2 = \tau$, обе формулы переходят в /2/.

3. Два случая, соответствующие формулам /6"/ и /7"/, могут быть описаны в рамках единого подхода. Пусть с вероятностями μ_i источники распределены по закону /1/ с параметром R_i . Общий одночастичный закон тогда имеет вид

$$\rho(\vec{r}) = \sum_i \frac{\mu_i}{(2\pi R_i^2)^{3/2}} e^{-\vec{r}^2/2R_i^2}, \quad \sum_i \mu_i = 1, \quad /9/$$

а соответствующее двухчастичное распределение

$$\rho(\vec{r}', \vec{r}'') = \sum_i \sum_j \frac{\mu_{ij}}{(2\pi R_i^2)^{3/2} (2\pi R_j^2)^{3/2}} e^{-\vec{r}'^2/2R_i^2 - \vec{r}''^2/2R_j^2}, \quad /10/$$

причем $\mu_i = \sum_j \mu_{ij}$. Тогда, считая для простоты, что всем источникам соответствует единый параметр τ , получим

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}' d\vec{p}''} \sim 1 + \frac{\sum_i \sum_j \mu_{ij} e^{-(R_i^2 + R_j^2)q^2/2}}{1 + \tau^2 q_0^2}. \quad /11/$$

Если речь идет о смеси событий разного типа, то $\mu_{ij} = \mu_i \delta_{ij}$ и $\mu_{ii} = \mu_i$. Тогда /11/ переходит в /6"/. Если все события относятся к одному и тому же типу, который характеризуется несколькими параметрами R_i , то при отсутствии пространственных корреляций источников получим $\mu_{ij} = \mu_i \mu_j$; в этом случае /11/ переходит в /7"/.

Для исключения /или уменьшения/ возможного влияния динамических корреляций в эксперименте отбирают пары π -мезонов с достаточно близкими импульсами, т.е. при $|\vec{q}| < |\vec{q}_{\max}|$, причем предполагается, конечно, что величина $|\vec{q}_{\max}|$ велика по сравнению с экспериментальным разрешением σ_q . В результате возникает естественное разделение источников на три основных класса /6/:

а/ $i=L$. Это долгоживущие источники, например, узкие резонансы $\eta, \eta', \phi, \omega, \dots$, ширина которых много меньше σ_q ; сюда же относятся любые источники, распределенные по любой причине в достаточно большой пространственно-временной области /когда $\sigma_q \gg \frac{1}{R_L}, \frac{1}{\tau_L}$; примером может служить каскадный распад узкого резонанса/. В этом случае интерференционный пик слишком узок и ускользает от наблюдения из-за плохого экспериментального разрешения;

б/ $i=S$. Короткоживущие источники, распределенные в очень небольшой пространственно-временной области; интерференционный эффект при комбинировании таких источников мог бы проявиться лишь при $|\vec{q}| > |\vec{q}_{\max}|$, т.е. практически он также ненаблюдаем;

в/ остальные источники, характеризуемые промежуточными значениями параметров R и τ . π -мезоны именно от этих источников дают интерференционный эффект, наблюдаемый при $|\vec{q}| < |\vec{q}_{\max}|$ в приблизительном согласии с формулой типа /2/.

С учетом сказанного можно несколько уточнить формулы для величины λ , приведенные в предыдущем разделе. Легко показать, что *

$$\lambda = \frac{1 - 2\mu_L + \mu_{LL} - \mu_{SS}}{1 + \mu_{SS}}.$$

Если речь идет о смеси событий с разными R_i , то $\mu_{LL} = \mu_L$ и $\mu_{SS} = \mu_S$, где μ_L - сумма вероятностей всех источников типа L, а μ_S - аналогичная сумма для источников типа S; если же все события одного сорта, но характеризуются набором параметров R_i , то $\mu_{LL} = \mu_L^2$ и $\mu_{SS} = \mu_S^2$ **.

Следует отметить, еще, что даже при $\mu_S = \mu_L = 0$ величина λ может оказаться меньше единицы за счет разброса характе-

* В работе /6/ в числителе аналогичной формулы пропущен член $(\mu_{LL} - \mu_L)$.

** Заметим, что в последнем случае при малых μ_S имеем $\lambda \approx 1 - 2\mu_L + \mu_L^2 - 2\mu_S^2$, т.е. вклад, связанный с μ_S , квадратично мал. Например, при $\mu_L = 0,1$ величина λ уменьшается на 20%, в то время как для такого же уменьшения за счет μ_S требуется $\mu_S = 0,3$.

ристик источников, обладающих промежуточными пространственно-временными параметрами /источники третьего типа/. Это всегда будет иметь место, если сумму нескольких экспонент с разными показателями аппроксимировать одной экспонентой *.

4. Выше всюду предполагалось, что π -мезоны генерируются поодиночке точечными излучателями, т.е. размеры каждого такого излучателя считались очень малыми по сравнению с расстояниями между ними. Поэтому одночастичную амплитуду испускания частицы с 4-импульсом p источником, расположенным в четырехмерной точке r , можно было записать в виде e^{ipr} , а для двухчастичной амплитуды /импульсы p' и p'' , излучатели в точках r' и r'' / получалось выражение

$$A \sim e^{ip'r'} e^{ip''r''} + e^{ip'r''} e^{ip'r'}. \quad /12/$$

Последующее вычисление

$$|A|^2 \rho(r', r'') dr' dr'' \sim |1 + \cos((p' - p'')(r' - r''))| \rho(r', r'') dr' dr''$$

приводит к формулам типа /2/.

Положение изменяется при конечных размерах излучателя, когда одночастичная амплитуда имеет вид $u(p)e^{ipr}$, где протяженность функции $u(p)$ в импульсном пространстве Δ связана с размерами излучателей \tilde{R} соотношением неопределенности. Для двухчастичной амплитуды в этом случае получаем ^{8/}

$$A \sim u(p') u(p'') (e^{ip'r'} e^{ip''r''} + e^{ip'r''} e^{ip'r'}), \quad /12' /$$

а соответствующая вероятность**

$$W \sim |u(p')|^2 \cdot |u(p'')|^2 [1 + \cos((p' - p'')(r' - r''))] \rho(r', r'') dr' dr''. \quad /13/$$

* Небольшое отклонение λ от единицы может возникнуть при генерации двух резонансов, дающих после распада две пары тождественных частиц /пример: распады $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; по этому поводу см. ^{8/} /.

** В формулах /12' / и /13/ обоим излучателям для простоты ставятся в соответствие одинаковые одночастичные амплитуды. В общем случае амплитуды могут быть разными, что приводит к появлению перед косинусом дополнительного множителя $F(\vec{p}, \vec{q})$, причем $F(\vec{p}, 0) = 1$ и $|F(\vec{p}, \vec{q})| \leq 1$. В этой связи см. также ^{8/} /.

Если расстояния между излучателями R велики по сравнению с \tilde{R} , функции $u(p')$ и $u(p'')$ можно считать почти постоянными, и мы приходим к прежним окончательным результатам. В противоположном предельном случае постоянным оказывается $\cos((p' - p'')(r' - r'')) \approx 1$, т.е. двухчастичные корреляции определяются свойствами одночастичных амплитуд /если предположить, что излучатели остаются независимыми/. В этих условиях корреляции оказываются чисто динамическими, двухчастичные распределения тождественных π -мезонов задаются произведением одночастичных и совпадают с точностью до нормировки с двухчастичными распределениями нетождественных π -мезонов * /см. также гл. 5,6 в монографии ^{9/} /.

Предположим теперь, что некоторые из тождественных π -мезонов образуются группами в пределах небольших областей, малых по сравнению с размерами всей излучающей системы **. Тогда эти π -мезоны имеют широкое импульсное распределение и не дают интерференционных корреляций, в то время как π -мезоны из разных групп такие корреляции обнаруживают. В результате мы приходим к формуле типа /2/, к которой следует добавить некоторую константу; тем самым отношение сечения в максимуме к сечению в области плато становится меньше двух, т.е. $\lambda < 1$.

5. Еще одна причина, приводящая к появлению в формуле /2/ множителя $\lambda \neq 1$, может быть обусловлена выбором нормировочного фона. Чаще всего для этой цели используют пары $\pi^+ \pi^-$, поскольку в рамках статистических моделей они не должны давать интерференционных корреляций. Последнее утверждение справедливо также и для нестатистических механизмов, если рассматриваемые π -мезоны образуются независимо друг от друга /например, во взаимодействиях с участием разных нуклонов ядра/. Однако в других случаях пары π -мезонов разных зарядов могут давать интерференционные корреляции, сходные по своей природе с корреляциями тождественных π -мезонов и определяемые теми же самыми параметрами R и τ .

* Нам кажется, что рассмотренные явления могут оказаться близкими по своей природе и к тем, которые описаны в работе ^{13/} в терминах теории когерентных состояний.

** Примером может служить излучение нескольких одинаковых частиц из одного и того же узла мультипериферической цепочки.

Хотя это обстоятельство неоднократно отмечалось в литературе, в том числе и в ранних работах по интерференционным корреляциям [5,10-16], имеет смысл вернуться к нему снова и проанализировать несколько подробнее.

Пусть π^+ - и π^- -мезоны родились с близкими импульсами в двух разных точках А и В. Тогда возможны две ситуации: π^+ -мезон родился в точке А, π^- -мезон - в точке В и наоборот. Если процессы в точках А и В независимы, то речь идет о двух разных конечных состояниях, поскольку испускание π -мезонов разных зарядов приводит к соответствующим разным изменениям зарядов источников. В этих условиях интерференция отсутствует, вероятность процесса равна сумме вероятностей обоих каналов. Положение может, однако, измениться, если процессы в точках А и В каким-либо образом связаны друг с другом.

Рассмотрим в качестве примера простейшую мультипериферическую цепочку, фрагмент которой показан схематически в левой части рис. 1а; промежуточные виртуальные частицы

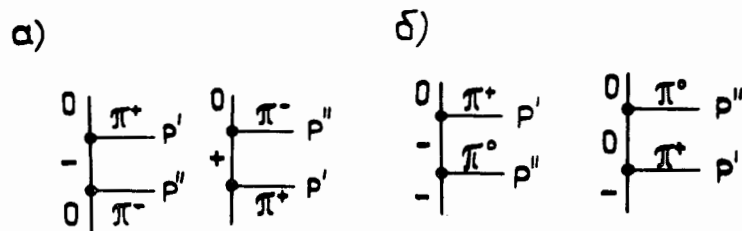


Рис. 1

обозначены только знаками зарядов, поскольку их природа для дальнейшего не существенна. В правой части рисунка π^+ - и π^- -мезоны поменялись точками генерации; однако конечное состояние в обоих случаях одно и то же, вследствие чего возникают интерференционные корреляции. Поскольку в обсуждаемом примере обе амплитуды численно одинаковы, корреляции оказываются в точности такими же, как если бы π -мезоны были тождественны. Равенство амплитуд имеет место далеко не всегда [11], его нет, например, в ситуации, соответствующей рис. 1б. Однако интерференционные корреляции между нетождественными π -мезонами /между π^+ и π^0 / есть и в этом случае, и по своему

характеру они также сходны с корреляциями тождественных π -мезонов.

Интерференция нетождественных частиц возможна также при генерации через распад промежуточных резонансов [6,10-13]. Рассмотрим реакцию $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + p$, идущую через промежуточный ρ -мезон. Конечное состояние с близкими импульсами заряженных π -мезонов может образоваться двумя путями, показанными на рис. 2а. Здесь возникает корреляция между π^+ и π^- , примерно такая же, как между π^- и π^- в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p$ /см. рис. 2б/. В обоих случаях корреляции определяются пробегом и временем жизни ρ -мезона. Буквального совпадения, правда нет, так как амплитуды на рис. 2б одинаковы, а на рис. 2а они могут быть разными.

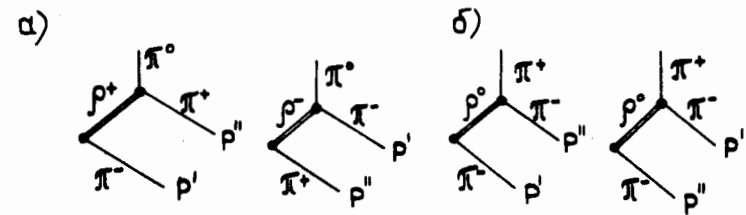


Рис. 2

В других случаях такое совпадение имеет место. На рис. 3а изображены два варианта каскадного распада нейтрального A_2 -мезона с образованием в конечном состоянии π^+ и π^- с близкими импульсами. Здесь обе амплитуды совпадают и корреляции получаются такими же, как для пары $\pi^+ \pi^+$ при распаде положительного A_2 -мезона /рис. 3б/. В последнем случае корреляции между π^+ и π^- отсутствуют, т.е. наличие промежуточного резонанса не всегда приводит к корреляциям нетождественных частиц. Однако такие корреляции могут иметь место, и с этим следует считаться, поскольку по современным представлениям во взаимодействиях высоких энергий резонансы образуются очень часто.

Из сказанного следует, что изучение корреляций $\pi^+ \pi^-$ представляет самостоятельный интерес. С другой стороны, использование пар $\pi^+ \pi^-$ в качестве фона для сопоставления с тож-

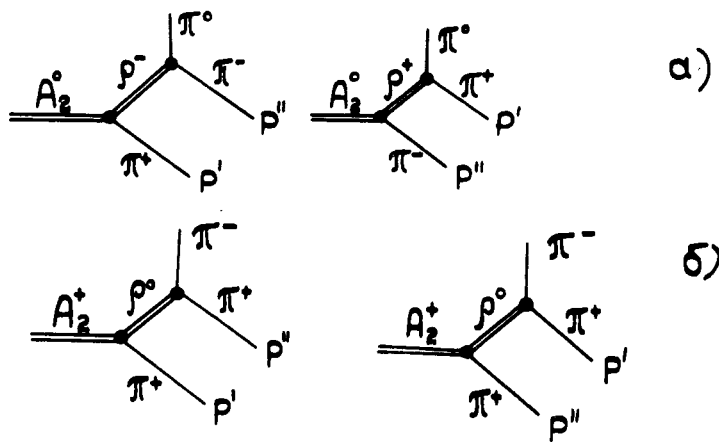


Рис. 3

дественными парами $\pi^+\pi^+$ может привести к появлению в формулах типа /2/ множителя $\lambda \neq 1$. С этой точки зрения некоторыми преимуществами обладают различные способы статистического моделирования фоновых распределений ^{15-17/}; во всяком случае, их можно рекомендовать для дополнительного анализа экспериментального материала. Следует, правда, иметь в виду, что стремление построить фоновое распределение, свободное от каких-либо динамических корреляций, не всегда оправдано, поскольку во многих моделях такие корреляции на самом деле присутствуют. В этих случаях для определения параметров R и τ целесообразно вводить в фоновое распределение динамические корреляции, содержащиеся в подходящем образом подобранной модели процесса /см., например ^{18, 19/}.

ЛИТУРАТУРА

1. Borreanni G. et al. *Nuovo Cim.*, 1976, 36A, p. 245.
2. Владимирский В.В. У Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер. Дубна, июль, 1978. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1979.
3. Weiner R.M., Fowler G.N. *Phys.Rev.*, 1978, 17D, p. 3118.
4. Giovannini A., Veneziano G. *Nucl.Phys.*, 1977, 130B, p. 61.
5. Veneziano G. XIX Intern.Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.

6. Ледницки Р. ОИЯИ, Б2-3-11460, Дубна, 1978.
7. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. *ЖЭТФ*, 1975, 69, с. 414.
8. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. *ЯФ*, 1974, 19, с. 434.
9. Гельфер Я.М., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. "Парадокс Гиббса и пождественность частиц в квантовой механике". "Наука", М., 1975.
10. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. *ЯФ*, 1971, 14, с. 600.
11. Козловская С.С. и др. *ЯФ*, 1976, 24, с. 621.
12. Thomas G. *Phys.Rev.*, 1977, 15D, p. 2636.
13. Grassberger P. *Nucl.Phys.*, 1977, 120B, p. 231.
14. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. *ЯФ*, 1974, 19, с. 434.
15. Kopylov G.I. *JINR*, E2-8549, Dubna, 1975.
16. Копылов Г.И. ОИЯИ, P2-7211, Дубна, 1973.
17. Kopylov G.I., Podgoretsky M.I. *JINR*, E2-9285, Dubna, 1975.
18. Cooper A.M. et al. *Nucl. Phys.*, 1978, 139B, p.45.
19. De Wolf E. et al. *Nucl.Phys.*, 1978, 132B, p.383.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1979 года.