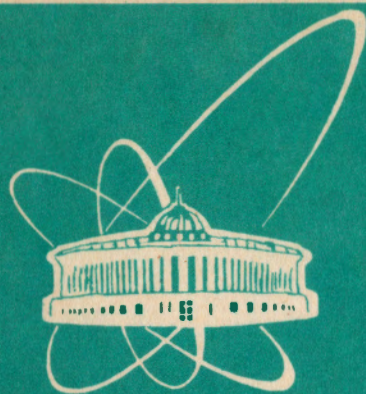


93-14



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-93-14

М.И.Подгорецкий

ПРИ КАКИХ РАЗМЕРАХ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ
ВОЗНИКАЮТ КОРРЕЛЯЦИИ
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ?

1993

Корреляции тождественных частиц с близкими импульсами стали в настоящее время стандартным методом исследования пространственно-временных характеристик процесса их генерации. Вместе с тем, несмотря на многие сотни экспериментальных и теоретических работ, имеются еще достаточно простые, но важные в принципиальном отношении вопросы, которые пока что специально не обсуждались. Ниже рассмотрен один из них. Поскольку речь пойдет о принципиальной стороне, достаточно ограничиться простейшей моделью независимых точечных одночастичных источников, генерирующих бесспиновые частицы (скажем — пионы); влияние взаимодействия в конечном состоянии будем считать пренебрежимо малым.

Хотя соответствующая элементарная теория хорошо известна, для нашей цели полезно все же кратко остановиться на ее логической структуре. Пусть два источника находятся в фиксированных точках \vec{r}_1 и \vec{r}_2 и генерируют тождественные пионы в моменты t_1 и t_2 ; одночастичную амплитуду генерации пиона с импульсом \vec{p} обозначим $U(\vec{p})$. Генерация двух пионов с определенными импульсами и энергиями (\vec{p}', ϵ') и (\vec{p}'', ϵ'') может осуществляться двумя способами, схематически изображенными на рис.1. В первом из них двухчастичная амплитуда записывается в виде

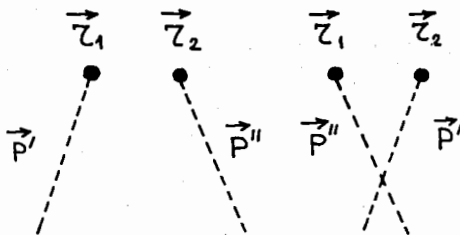


Рис.1

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim U(\vec{p}')U(\vec{p}'') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \epsilon')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \epsilon'')}, \quad (1)$$

во втором:

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim U(\vec{p}'')U(\vec{p}') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}'' - t_1 \epsilon'')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}' - t_2 \epsilon')}. \quad (2)$$

Из-за тождественности генерируемых пионов оба пути неразличимы, они приводят к одному и тому же конечному состоянию. Поэтому полная двухчастичная амплитуда процесса

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim U(\vec{p}') U(\vec{p}'') \cdot \left\{ e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \varepsilon')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \varepsilon'')} + e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}'' - t_1 \varepsilon'')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}' - t_2 \varepsilon')} \right\}, \quad (3)$$

а соответствующая вероятность

$$W(\vec{p}', \vec{p}'') \sim |U(\vec{p}')|^2 \cdot |U(\vec{p}'')|^2 \cdot \{1 + \cos [(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)(\vec{p}' - \vec{p}'') - (t_1 - t_2)(\varepsilon' - \varepsilon'')]\} \quad (4)$$

Обсуждаемые корреляции тождественных частиц связаны со вторым членом в (4), они возникают вследствие интерференции «прямой» амплитуды (1) и «перекрестной» амплитуды (2).

Вопрос о наблюдении этих корреляций связан с техническими возможностями используемой экспериментальной аппаратуры. Если величины $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ и $|t_1 - t_2|$ очень велики, интерференционный пик становится слишком узким, уже достижимого в эксперименте разрешения, корреляции становятся ненаблюдаемыми. Важно, однако, подчеркнуть, что в ряде случаев их можно все же обнаружить с помощью более точного эксперимента.

С другой стороны, возможны случаи, в которых корреляции нельзя наблюдать не по техническим, а по чисто принципиальным причинам. Это бывает, когда генерация пары частиц происходит только по одному каналу, скажем, — «прямому», при отсутствии другого, «перекрестного», канала. Соответственно, имеется только одна амплитуда (1), и вероятность процесса

$$W(\vec{p}', \vec{p}'') \sim \left| U(\vec{p}') \cdot U(\vec{p}'') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \varepsilon')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \varepsilon'')} \right|^2 = |U(\vec{p}')|^2 \cdot |U(\vec{p}'')|^2 \quad (5)$$

В качестве примера укажем на реакцию, в которой один из π^- -мезонов рождается совместно с Λ^0 -гипероном, при распаде которого возникает второй π^- -мезон. Экспериментатор, исследующий этот процесс с помощью какого-либо трекового детектора, констатирует генерацию π^- -мезона с импульсом \vec{p}' в исходном взаимодействии в точке \vec{r}_1 , в то время как другой π^- -мезон с импульсом \vec{p}'' генерируется в другой точке \vec{r}_2 и в другой момент времени. Здесь частицы с импульсами \vec{p}' и \vec{p}'' «жестко привязаны» к разным точкам \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , есть только одна «прямая» амплитуда, «перекрестной» амплитуды нет, интерференция отсутствует.

Существование таких примеров ставит вопрос о соотношении между процессами двух типов (с наличием и отсутствием интерференции тождественных частиц), о способах их описания, а также о возможном существо-

вании и теоретическом описании процессов промежуточного типа, когда имеет место только «неполная интерференция».

В этой связи следует иметь в виду одно важное обстоятельство, которое обычно не обсуждают, считая его второстепенным и чисто техническим. Дело в том, что в большинстве корреляционных экспериментов исследуются корреляции заряженных частиц, которые регистрируются благодаря создаваемой ими ионизации*. Последовательные акты ионизации приводят к возникновению трека частицы, что позволяет в дальнейшем фиксировать ее средний импульс и среднюю энергию. В этой связи возникает интересный вопрос об условиях, при которых наличие ионизационных треков не препятствует или, наоборот, препятствует возникновению интерференционных корреляций. Важность этого вопроса связана с тем, что в квантовой механике всякий процесс следует рассматривать в целом, не отделяя исследуемые квантовые переходы от методов их регистрации.

Предположим, что частицы, возникающие в точках \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , затем рассеиваются (в общем случае, неупруго) соответственно в точках \vec{R}_1 и \vec{R}_2 . Известно, что в этих условиях точки \vec{R}_1 и \vec{R}_2 могут играть роль новых источников, генерирующих частицы с новыми импульсами в новые моменты времени T_1 и T_2 (см., например, [1]). С другой стороны, с общей точки зрения, каждый отдельный акт ионизации является именно таким неупругим рассеянием. Почему же те точки, в которых происходят акты ионизации, никогда не рассматриваются как новые источники?

Чтобы разобраться в поставленных вопросах, вернемся к формуле (4). Если она верна во всех случаях, то в принципе интерференционный пик есть всегда, и переход к формуле (5), соответствующей наличию только одной двухчастичной амплитуды, невозможен. Однако при выводе (4) использовали некоторые предположения, и надо проверить, все ли они во всех случаях обязательны.

Прежде всего предполагалось, что одночастичные амплитуды одинаковы для обоих источников, вследствие чего модули амплитуд (1) и (2) также совпадают. В общем случае это не так, вместо единой амплитуды $U(\vec{p})$ надо ввести две одночастичные амплитуды $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$, причем, вообще говоря, $U(\vec{p}) \neq V(\vec{p})$. Тогда вместо (3) получаем

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim U(\vec{p}') V(\vec{p}'') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \varepsilon')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \varepsilon'')} + U(\vec{p}'') V(\vec{p}') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}'' - t_1 \varepsilon'')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}' - t_2 \varepsilon')} \quad (6)$$

*Регистрация нейтральных частиц в конечном счете также обычно связана с наблюдением ионизации. Обсуждение связанных с этим вопросов выходит за рамки настоящей заметки.

Здесь снова имеем две двухчастичные амплитуды, но их модули могут уже быть разными. Далее обычно делается естественное предположение о «плавности» одночастичных амплитуд $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$; считается, что они практически не изменяются при варьировании импульсов в пределах интерференционного пика, т.е. $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$ заменяются некоторыми константами*. Тогда даже при $U \neq V$ произведения $U(\vec{p}') \cdot V(\vec{p}'')$ и $U(\vec{p}'') \cdot V(\vec{p}')$ совпадают, и мы снова приходим к формуле (4).

Положение изменяется, если отказаться от предположения о плавности функций $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$. Допустим, что амплитуда $U(\vec{p})$ велика в области $\vec{p} \approx \vec{p}'$ и мала вблизи \vec{p}'' , а амплитуда $V(\vec{p})$, наоборот, велика при $\vec{p} \approx \vec{p}''$ и мала при $\vec{p} \approx \vec{p}'$. Тогда две двухчастичные амплитуды, входящие в (6), перестают быть равноправными, первая превосходит по модулю вторую, интерференция становится «неполной». При таком подходе возможен непрерывный переход от «равноправия» обеих двухчастичных амплитуд (когда $|U(\vec{p}')| = |U(\vec{p}'')|$ и $|V(\vec{p}')| = |V(\vec{p}'')|$) до фактического исчезновения одной из них (когда $|U(\vec{p}')| \gg |U(\vec{p}'')|$ и $|V(\vec{p}')| \gg |V(\vec{p}'')|$). В первом случае имеется «полновесный» интерференционный пик, во втором — интерференция исчезает, в промежуточных ситуациях имеет место только «неполная» интерференция. Можно указать ситуации, в которых такой постепенный переход от максимальной интерференции к ее полному отсутствию вполне возможен. Пусть, например, спектральные интервалы генерируемых источниками частиц сильно перекрываются, тогда имеет место максимальная интерференция, если они не перекрываются — интерференция отсутствует, неполному перекрыванию соответствует промежуточный случай.

Вместе с тем в рамках рассматриваемой нами исходной модели резкая зависимость одночастичных амплитуд $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$ при изменении импульсов в пределах интерференционного пика кажется, как правило, исключенной. Действительно, размеры источников Δr предполагаются малыми по сравнению с расстояниями $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ между ними. Тогда из соотношения неопределенности, вообще говоря, следует, что одночастичные амплитуды могут заметно изменяться только при изменении импульса $\Delta p \sim \hbar/\Delta r$, которое значительно превосходит величину $\hbar/|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, характеризующую ширину интерференционного пика.

*Поскольку в реальных экспериментах последнее предположение обычно не выполняется, измеряемую величину $W(\vec{p}', \vec{p}'')$ делят на т.н. «фон», свободный от интерференционных корреляций. В рамках интересующего нас анализа эта деталь не является принципиальной и может быть опущена.

Однако это выражение теряет свою убедительность, если вспомнить, что квантовая механика предписывает рассматривать любой процесс в целом, совместно с условиями, обеспечивающими его регистрацию. Это значит, что нас должна интересовать не просто амплитуда генерации двух пионов с импульсами \vec{p}' и \vec{p}'' , а амплитуда процесса, в результате которого помимо генерации двух пионов возникли две цепочки ионизованных атомов, образовавшие два трека, которым с определенной точностью можно сопоставить векторы \vec{p}' и \vec{p}'' .

Для того чтобы понять важность этого громоздкого уточнения, рассмотрим сначала некоторые свойства ионизационного трека самого по себе, безотносительно к двухчастичным корреляциям. Пусть в какой-то точке произошло взаимодействие, в котором возникла частица высокой энергии, образовавшая с помощью последовательных актов ионизации достаточно длинный трек. Абстрагируясь от второстепенных деталей, мы будем считать трек сколь угодно длинным и не будем учитывать влияния потерь энергии и многократного рассеяния на ядрах. Спрашивается, с какой точностью можно, «привязавшись» к этому треку, определить поперечную координату точки генерации и направление движения частицы?

Размеры проявленных зерен фотоэмульсии, пузырьков в пузырьковой камере и т.п. могут быть довольно большими. Однако для достаточно длинного трека, содержащего очень много таких пузырьков, положение точки генерации может быть заметно уточнено. Ясно, однако, что по принципиальным соображениям нельзя продвинуться дальше некоторой величины «а», сопоставимой с размерами атомов.

Точность определения направления движения частицы также возрастает вместе с длиной трека, но и здесь есть свое принципиальное ограничение. Действительно, в результате каждого акта ионизации возникает неопределенное и не зависящее от других актов изменение поперечной составляющей импульса частицы

$$\delta p \sim \hbar/a, \quad (7)$$

приводящее к неопределенности направления движения

$$\delta \theta \sim \frac{\delta p}{p} \sim \frac{\hbar}{ap} \sim \frac{\lambda}{a}, \quad (8)$$

где λ — длина волны Де-Бройля. Хотя в интересующей нас области ядерной физики и физики высоких энергий величина $\delta \theta$ всегда очень мала, следует все же иметь в виду существование этой неопределенности. Для полноты картины заметим еще, что на основе ионизационных измерений момент генерации частицы нельзя измерять с точностью, превышающей

$$\delta t \sim \frac{a}{V}, \quad (9)$$

где V — скорость частицы, а предельная точность определения продольной координаты источника, как и точность определения поперечной координаты, ограничивается атомными размерами «а». Чтобы избежать излишней громоздкости, в дальнейшем речь будет идти главным образом о поперечной координате источника и о точности измерения поперечной составляющей импульса частицы.

Из сказанного вытекает важный для дальнейшего вывод: если речь идет о генерации частицы, зарегистрированной с помощью созданного ею ионизационного трека, то амплитуда этого события определяется не только чисто ядерной амплитудой $U(\vec{p})$, она, грубо говоря, зависит также от расстояния $\vec{\rho}$ между точкой генерации и «осью» трека. Условно это можно выразить с помощью записи амплитуды в виде $U(\vec{p}) \cdot \alpha(\vec{\rho})$, где множитель $\alpha(\vec{\rho}) \approx 1$ при $|\vec{\rho}| < a$ и быстро падает до нуля при $|\vec{\rho}| > a^*$.

Теперь можно вернуться к двухчастичным корреляциям. Имеем два источника в точках \vec{r}_1 и \vec{r}_2 и две частицы с импульсами \vec{p}' и \vec{p}'' . Амплитуда процесса

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim U(\vec{p}') \alpha(\vec{\rho}_1') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \epsilon')} \cdot V(\vec{p}'') \alpha(\vec{\rho}_2'') e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \epsilon'')} + U(\vec{p}'') \alpha(\vec{\rho}_1'') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}'' - t_1 \epsilon'')} \cdot V(\vec{p}') \alpha(\vec{\rho}_2') e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}' - t_2 \epsilon')} \quad (10)$$

где $\vec{\rho}_1'$ и $\vec{\rho}_2'$ — расстояния между осью трека с импульсом \vec{p}' и точками \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , а $\vec{\rho}_2''$ и $\vec{\rho}_1''$ — аналогичные расстояния для трека с импульсом \vec{p}'' . Если, как обычно, считать функции $U(\vec{p})$ и $V(\vec{p})$ достаточно плавными, то (10) переходит в

$$A(\vec{p}', \vec{p}'') \sim \alpha(\vec{\rho}_1') \alpha(\vec{\rho}_2'') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}' - t_1 \epsilon')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}'' - t_2 \epsilon'')} + \alpha(\vec{\rho}_1'') \alpha(\vec{\rho}_2') e^{-i(\vec{r}_1 \vec{p}'' - t_1 \epsilon'')} \cdot e^{-i(\vec{r}_2 \vec{p}' - t_2 \epsilon')} \quad (11)$$

Для того чтобы корреляции имели место, необходимо, чтобы каждая из частиц, образующих рассматриваемые треки, могла генерироваться как в точке \vec{r}_1 , так и в точке \vec{r}_2 . Это условие выполняется, если $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \ll a$. В этом случае $\alpha(\vec{\rho}_1') = \alpha(\vec{\rho}_2')$ и $\alpha(\vec{\rho}_1'') = \alpha(\vec{\rho}_2'')$; поэтому $\alpha(\vec{\rho}_1') \cdot \alpha(\vec{\rho}_2'') = \alpha(\vec{\rho}_1'') \cdot \alpha(\vec{\rho}_2')$ и (11) переходит в обычное выражение (3), содержащее две равноправные двухчастичные амплитуды**. Заметим также, что достижи-

мая в соответствии с (7) точность измерения импульсов $\delta p \sim \hbar/a$ оказывается при этом вполне достаточной для регистрации интерференционного пика, имеющего ширину порядка $\hbar/|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$.

Допустим теперь, что расстояние между точками \vec{r}_1 и \vec{r}_2 очень велико по сравнению с размерами атомов. Тогда только один из треков (скажем, трек, соответствующий импульсу \vec{p}') начинается вблизи точки \vec{r}_1 , другой — в окрестности \vec{r}_2 . Соответственно, $\alpha(\vec{\rho}_1') \approx \alpha(\vec{\rho}_2'') \approx 1$ и $\alpha(\vec{\rho}_1'') = \alpha(\vec{\rho}_2') = 0$ в формуле (11) остается только одно первое слагаемое, интерференция полностью исчезает. В промежуточной ситуации, когда расстояние между \vec{r}_1 и \vec{r}_2 сопоставимо с атомными размерами, имеют место неравенства типа $\alpha(\vec{\rho}_1') > \alpha(\vec{\rho}_1'')$ и $\alpha(\vec{\rho}_2'') > \alpha(\vec{\rho}_2')$, в формуле (11) одна из интерферирующих амплитуд превосходит по величине другую, из-за чего интерференция проявляется только частично. Кроме того, интерференционный пик сильно «размазывается», так как при $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \sim a$ его ширина $\hbar/|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ оказывается сопоставимой с достижимой точностью измерения импульсов \hbar/a .

Чтобы подчеркнуть, что проведенные рассуждения тесно связаны с применением ионизационного метода регистрации частиц, вернемся к упомянутому ранее процессу генерации Λ^0 -частицы, но на этот раз предположим, что она образовалась вместе с нейтроном и распалась по каналу $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$, а эксперимент состоит в регистрации nn -корреляций. Такие корреляции, в принципе, вполне наблюдаемы, несмотря на макроскопически большое расстояние между точками генерации нейтронов. Для этого требуется, правда, иметь возможность фантастически точных измерений импульсов, что сейчас технически нереально, но теоретически ничем не запрещено. В противоположность этому, в случае когда Λ^0 -частица генерируется вместе с π^- -мезоном и распадается по схеме $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, регистрация пионов по создаваемой ими ионизации приводит к полному исчезновению интерференции.

Затронем еще вопрос о возможности рассматривать точки, в которых произошла ионизация атомов, в качестве новых источников частиц; на рис.2 отмечены две такие точки \vec{r}_c и \vec{r}_d . Упомянутое выше (на стр. 3) общее утверждение остается верным и применительно к актам ионизации, точки \vec{r}_c и \vec{r}_d действительно можно, при желании, считать центрами генерации частиц. Однако измерение импульсов \vec{p}' и \vec{p}'' предполагает пространственное разделение соответствующих треков, т.е. предполагает, что рас-

*Не претендуя на полную строгость, мы считаем допустимым пользоваться в этом пункте качественными понятиями, достаточными для выяснения сути дела.

**Более подробно см. в приложении.

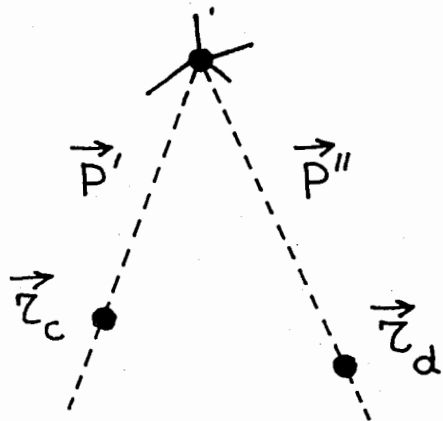


Рис.2

стояние $|\vec{r}_c - \vec{r}_d| \gg a$. В этих условиях интерференция, как мы видели, исчезает*. С другой стороны, если бы речь шла о нейтральных частицах, испытавших в точках \vec{r}_c и \vec{r}_d ядерное рассеяние, то они также были бы способны играть роль новых источников, но в этом случае интерференция могла бы иметь место (ср. с предыдущим примером с $\Lambda^0 \rightarrow \pi^0 + n$).

Выше мы ограничились анализом роли ионизационных измерений применительно к поперечным компонентам импульсов и поперечным

размерам области генерации частиц. Анализ, касающийся продольных компонент, а также временных и энергетических характеристик проводится аналогично; при этом надо иметь в виду соотношение (9).

Подчеркивая необходимость учета принципиальных особенностей процесса ионизации, мы имели в виду то простое обстоятельство, что экспериментальное исследование корреляций тождественных частиц производится, как правило, с помощью ионизационных измерений. Измерения могут, конечно, базироваться и на другой основе, но в любом случае следует проводить аналогичный анализ роли соответствующих физических процессов. Здесь возможен достаточно общий подход, охватывающий различные частные случаи.

Пусть используемый метод регистрации позволяет определить поперечную координату источника с некоторой предельной точностью «а»**. Тогда при измерении импульса он вводит поперечную неопределенность $\delta p \sim \hbar/a$. Если источники находятся в точках \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , то при $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \ll a$ каждая из двух рассматриваемых частиц может быть генерирована в любом

*В ультрарелятивистских взаимодействиях угол между векторами \vec{p}' и \vec{p}'' может быть настолько малым, что сначала поперечное расстояние между соответствующими треками меньше «а». Тогда требуется специальный анализ, учитывающий, в частности, размеры «ионизационных источников», которые в этом случае сопоставимы с расстоянием между ними (см. в этой связи [2]).

**Подчеркнем, что речь идет именно о достижимой в принципе предельной точности, а не о конкретной технической возможности. Например, в экспериментах с пузырьковой камерой техническое разрешение зависит от диаметра пузырьков и длины треков, в то время как нас здесь интересуют размеры атомов.

из источников, что обеспечивает наличие и «равноправие» двух двухчастичных амплитуд. С другой стороны, импульсная ширина интерференционного пика, равная $\hbar/|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, оказывается большой по сравнению с достижимой точностью измерения импульсов частиц $\delta p \sim \hbar/a$. Следовательно, в этих условиях имеет место интерференция, и соответствующие двухчастичные корреляции могут быть фактически измерены. Наоборот, как сама интерференция, так и возможность ее наблюдения исчезают при $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \gg a$. Промежуточной ситуации отвечает условие $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \sim a$. Рассуждение можно проводить и в обратном направлении: если импульсное разрешение метода позволяет наблюдать интерференционный пик, его пространственное разрешение недостаточно для отдельной фиксации положений источников.

К изложенным общим соображениям надо все же относиться с некоторой осторожностью, поскольку лежащие в их основе квантовомеханические соотношения неопределенности, строго говоря, являются неравенствами, которые в отдельных случаях могут очень сильно отличаться от соответствующих предельных равенств.

Рассмотрим иллюстрирующий пример. Пусть исходное ядерное взаимодействие происходит в очень тонкой мишени, настолько тонкой, что вторичные частицы проходят сквозь нее без ионизации; мишень помещена в вакуум, ионизационные детекторы расположены на расстоянии l от мишени. В этих условиях точность фиксации поперечной координаты источника определяется большей из величин «а» и $\delta x \approx l \cdot \delta \theta$, где угловая неопределенность $\delta \theta$ задана формулой (8). До сих пор неявно предполагалось, что $l \cdot \delta \theta \ll a$, как это обычно бывает в достаточно толстой плотной мишени. Теперь же, наоборот, будем считать вакуумный интервал l настолько большим, что

$$\delta x \approx l \cdot \delta \theta \gg a. \quad (12)$$

Отсюда, однако, не следует, что импульсное разрешение $\delta p \sim \hbar/\delta x$, оно, как и раньше, определяется величиной \hbar/a , т.е. — значительно хуже. Заметим, между прочим, что условие (12) часто имеет место, если исследуются взаимодействия, образованные в газе, когда расстояния между последовательными актами ионизации оказываются достаточно большими.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение точного вида функции $\alpha(\vec{p})$ является очень сложной задачей, которая здесь не обсуждается. Для несколько более точного, чем в основном тексте, но все еще качественного подхода можно, например, счи-

тать $\alpha(\vec{\rho}) = e^{-\rho^2/2a^2}$. Примем для простоты, что оси обоих треков и точки \vec{x}_1 и \vec{x}_2 , в которых находятся источники, лежат в одной плоскости; оси треков пересекают прямую (\vec{x}_1, \vec{x}_2) в точках \vec{x}_3 и \vec{x}_4 . Тогда в формуле (11) множитель при первой амплитуде

$$\alpha(\vec{\rho}_1') \cdot \alpha(\vec{\rho}_2'') = e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x}_1)^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x}_2)^2}{2a^2}}, \quad (I)$$

а при второй амплитуде

$$\alpha(\vec{\rho}_1'') \cdot \alpha(\vec{\rho}_2') = e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x}_1)^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x}_2)^2}{2a^2}}. \quad (II)$$

Если точки \vec{x}_1 и \vec{x}_2 совпадают ($\vec{x}_1 = \vec{x}_2 = \vec{x}$), эти множители одинаковы и равны $e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x})^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x})^2}{2a^2}}$. Тогда модули обеих амплитуд в (11) также одинаковы, имеет место «полная интерференция», причем рассматриваемые события происходят, в основном, при $|\vec{x}_3 - \vec{x}| \leq a$ и $|\vec{x}_4 - \vec{x}| \leq a$. Примерно такая же картина соответствует случаю очень

близких источников, когда $|\vec{x}_1 - \vec{x}_2| \ll a$.

Предположим теперь, что $|\vec{x}_1 - \vec{x}_2| \gg a$. Тогда возможны только две конфигурации:

а) Множитель (I) близок к единице, если $|\vec{x}_3 - \vec{x}_1| \leq a$ и $|\vec{x}_4 - \vec{x}_2| \leq a$;

при этом множитель (II) практически исчезает.

б) Наоборот, множитель (II) близок к единице, ($|\vec{x}_3 - \vec{x}_2| \leq a$, $|\vec{x}_4 - \vec{x}_1| \leq a$), но тогда исчезает множитель (I). Следовательно, интерференция отсутствует. Что касается остальных вариантов расположения точек \vec{x}_3 и \vec{x}_4 , то они не реализуются, поскольку приводят к исчезновению обоих множителей (I) и (II).

Если $|\vec{x}_1 - \vec{x}_2| \sim a$, то оба множителя (I) и (II) могут быть отличны от нуля, но они различаются по величине (за исключением редких событий, в которых $|\vec{x}_3 - \vec{x}_4| \ll a$). Пусть, например, точка \vec{x}_3 ближе к \vec{x}_1 , чем к \vec{x}_2 , а точка \vec{x}_4 ближе к \vec{x}_2 , чем к \vec{x}_1 . Тогда

$$e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x}_1)^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x}_2)^2}{2a^2}} > e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x}_1)^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x}_2)^2}{2a^2}}.$$

Вынося в (11) величину $e^{-\frac{(\vec{x}_3 - \vec{x}_1)^2}{2a^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{x}_4 - \vec{x}_2)^2}{2a^2}}$ за скобки, получим выражение

$$A(\vec{\rho}', \vec{\rho}'') \sim e^{-i(\vec{x}_1 \vec{\rho}' - t_1 \epsilon')} \cdot e^{-i(\vec{x}_2 \vec{\rho}'' - t_2 \epsilon'')} + e^{-i\frac{(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)(\vec{x}_3 - \vec{x}_4)}{a^2}} \cdot e^{-i(\vec{x}_1 \vec{\rho}'' - t_1 \epsilon'')} \cdot e^{-i(\vec{x}_2 \vec{\rho}' - t_2 \epsilon')}, \quad (III)$$

из которого следует, что относительный вклад второго слагаемого в (III) падает с увеличением $|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$. Имеет место «частичная интерференция», постепенно сходящая на нет по мере роста расстояния между источниками.

Настоящая работа выполнена во время пребывания в Варшаве по приглашению физического факультета Варшавского университета. Я глубоко благодарен профессору Е.Скшыпчак и доктору Е.Бялковской за дружеское содействие и активную помощь. Благодарю также В.Л.Любошица за полезные замечания.

Варшава, ноябрь 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1990, 52, 4 (10), 1123; Sov. J. Nucl. Phys., 1990, 52, 4, 715.
2. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1992, 55, 9, 2534.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1993 года.