объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2 - 12157

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПАР НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ

1979

P2 - 12157

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПАР НЕЙТРАЛЬНЫХ К -МЕЗОНОВ

Направлено в ЯФ

Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И.

P2 - 12157

Интерференционные корреляции при регистрации пар нейтральных K -мезонов.

Исследуются интерференционные явления при регистрации пар нейтральных K -мезонов с малыми относительными импульсами. Показано, что при генерации системы $K^\circ \bar{K}^\circ$ характер интерференционных корреляций определяется расстоянием между точками вылета K° и $\bar{K}^\circ$ -мезонов. При этом поведение структурных функций существенно зависит от того, какие суперпозиции нейтральных K -мезонов выделяются детекторами. Показано, что независимо от условий образования системы $K^\circ \bar{K}^\circ$ вероятность отбора двух K_s -мезонов включает эффект бозе-статистики, аналогичный соответствующему эффекту для тождественных π -мезонов. Найдены явные выражения, описывающие зависимость структурных функций двух K_s -мезонов от разности импульсов в рамках статистической модели и в случае генерации нейтральных K -мезонов вместе с резонансами K^* или $\bar{K}^*$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Lyuboshitz V.L., Podgoretsky M.I.

P2 - 12157

Interference Correlations in Recording Neutral K -Meson Pairs

The interference phenomena in the registration of neutral K -meson pairs with small relative momenta are investigated. It is shown that the nature of interference correlations in the production of the $K^\circ \bar{K}^\circ$ -system is determined by the distance between K° and $\bar{K}^\circ$ -meson emission points. In so doing the behaviour of structure functions is significantly dependent on superpositions which are separated by detectors. It is shown that the probability of two K_s° -meson choice contains the Bose-statistics effect, independently of conditions of the $K^\circ \bar{K}^\circ$ -system generation. This effect is similar to the corresponding one for identical π -mesons. Explicit expressions are obtained, describing the dependence of structure functions on momentum difference in the frame of the statistic model and in the case of neutral K -meson production together with K^* or $\bar{K}^*$ -resonances.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. В ряде теоретических работ было показано, что изучение интерференционных корреляций пар тождественных частиц с близкими импульсами позволяет определить линейные размеры области генерации R /см., напр., [1-5] /. Впоследствии появилось большое число экспериментов /см., напр., [6-11] /, в которых на этой основе исследовались корреляции пар тождественных π -мезонов. В рамках модели независимых одночастичных источников и в предположении слабой зависимости одночастичных амплитуд от импульса структурные функции двух бесспиновых тождественных частиц с близкими импульсами $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$ имеют вид

$$\sigma(\vec{p}, \vec{q}) = f(\vec{p})\{1 + \Delta(\vec{q}, q_0)\}, \qquad /1/$$

где

$$\vec{p} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2), \quad \vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \quad q_0 = E_1 - E_2 = \frac{2\vec{p}\vec{q}}{E_1 + E_2}.$$

Функция $\Delta(\vec{q}, q_0)$ в формуле /1/ связана с вкладом интерференции двухчастичных амплитуд /эффект бозе-статистики/ и зависит от пространственных размеров R и эффективного времени излучения τ; при $|\vec{q}| \ll \frac{1}{R}$ и $|q_0| \ll \frac{1}{\tau}$ величина $\Delta = 1$, а при $|\vec{q}| \gg \frac{1}{R}$ или $|q_0| \gg \frac{1}{\tau}$ она обращается в нуль. Явный вид функции $\Delta(\vec{q}, q_0)$ зависит от конкретной модели процесса /см., напр., [1,2,5] /. Что касается функции $f(\vec{p})$, то она предполагается почти не меняющейся в области $|\vec{q}| \sim \frac{1}{R}$.

Реально эффект, описываемый формулой /1/, может осложняться динамическими корреляциями, приводящими к зависимости f от $\vec q$. Следует, однако, ожидать, что эти динамические корреляции несущественны, если размеры области генерации значительно превышают эффективный радиус сильных взаимодействий $r_o \sim \frac{1}{m_\pi}$ и рассматриваются достаточно малые относительные импульсы $|q| < \frac{1}{r_o}$.

До сих пор формула /1/ применялась, в основном, к анализу корреляций двух π^+- или двух π^--мезонов. Представляет интерес исследование интерференционных корреляций пар нейтральных K-мезонов с малым относительным импульсом, тем более, что недавно были опубликованы результаты первых экспериментальных работ в этом направлении /12,13/. В общем плане корреляционные свойства пар нейтральных K-мезонов уже обсуждались во многих работах /см., напр., /14–17/ /. В настоящей статье этот вопрос анализируется с точки зрения возможности экспериментального определения пространственно-временных параметров процесса генерации.

Важной особенностью нейтральных K-мезонов является то, что в зависимости от способов детектирования они могут наблюдаться в разных внутренних состояниях $|K_j\rangle = \alpha|K^\circ\rangle + \beta|\bar{K}^\circ\rangle$. Предположим, что речь идет о столкновении частиц с нулевой странностью. Тогда два нейтральных каона рождаются преимущественно в нетождественных состояниях K° и $\bar{K}^\circ$, поскольку генерация двух или нескольких пар странных частиц маловероятна. Однако при наблюдении двухпионных распадов нейтральных K-мезонов отбираются не различающиеся одночастичные состояния $|K^\circ\rangle$ и $|\bar{K}^\circ\rangle$, а две одинаковые суперпозиции этих состояний $|K_S\rangle = \frac{|K^\circ\rangle + |\bar{K}^\circ\rangle}{\sqrt{2}}$. При других способах регистрации двухкаонной системы, рожденной в той же реакции, могут выделяться другие комбинации /K_L и K_L, K_S и K_L, K° и K_L и т.д./. Ясно, что при вычислении вероятности отбора той или иной комбинации необходимо учитывать интерференцию исходных двухчастичных состояний $|K^\circ\rangle_{\vec p_1} \times |\bar{K}^\circ\rangle_{\vec p_2}$ и $|\bar{K}^\circ\rangle_{\vec p_1} \times |K^\circ\rangle_{\vec p_2}$, и результат зависит от того, какие именно состояния и на

каком расстоянии от места генерации фиксируются детекторами /14–17/ *.

Общий анализ интерференционных корреляций при регистрации произвольных суперпозиций по внутренним квантовым числам показывает, что, если начальные внутренние состояния или конечные состояния /фиксируемые детекторами в совпадающие моменты собственного времени/ достаточно близки друг к другу, то автоматически обеспечиваются свойства симметрии, характерные для тождественных частиц /см. /18–20/, а также гл. 5 монографии /21/; для пар $K_S K_S$ и $K_L K_L$ одновременность регистрации не обязательна/. В соответствии с этим следует ожидать, что поведение структурных функций двух K_S- или двух K_L-мезонов в области малых $|\vec q|$ описывается формулой /1/, установленной для тождественных частиц. Ниже мы убедимся, что это действительно так. Будет также показано, что структурная функция $\sigma_{K_S K_L}$ имеет в тех же условиях при $|\vec q| < 1/R$ вместо пика провал, соответствующий "вымиранию" зарядово-нечетных состояний системы $K^\circ\bar{K}^\circ$ /т.е. состояний с нечетными орбитальными моментами; по этому поводу см. также /22/ /.

2. Рассмотрим реакцию

$$a + b \to K^\circ + \bar{K}^\circ + X,$$

в которой система X не содержит нейтральных K-мезонов. Пусть $a^{(\alpha)}(\vec p, \vec q)$ - амплитуда генерации K°-мезона с импульсом $\vec p_1 = \vec p + \frac{1}{2}\vec q$ и $\bar{K}^\circ$-мезона с импульсом $\vec p_2 = \vec p - \frac{1}{2}\vec q$ при фиксированных квантовых числах α остальных частиц, участвующих в реакции. Тогда $a^{(\alpha)}(\vec p, -\vec q)$ имеет смысл амплитуды генерации $\bar{K}^\circ$-мезона с импульсом $\vec p_1$ и K°-мезона с импульсом $\vec p_2$. Будем считать, что нейтральные мезоны с импульсами $\vec p_1$ и $\vec p_2$ регистрируются вблизи точки рождения в состояниях соответственно $|K_i\rangle$ и $|K_j\rangle$, причем эти состояния не обязательно совпадают с $|K^\circ\rangle$ и $|\bar{K}^\circ\rangle$. При вычис-

---

* Зависимость от расстояния обусловлена временны́м развитием квазистационарных состояний K_S и K_L.

лении сечения указанного процесса нужно, как уже говорилось, учесть интерференцию исходных двухчастичных состояний $|K^\circ\rangle_{\vec{p}_1} \times |\overline{K^\circ}\rangle_{\vec{p}_2}$ и $|\overline{K^\circ}\rangle_{\vec{p}_1} \times |K^\circ\rangle_{\vec{p}_2}$. В соответствии с этим, при фиксированных квантовых числах (α)

$$\sigma^{(\alpha)}_{K_i K_j}(\vec{p},\vec{q}) = |a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q})\langle K_i|K^\circ\rangle\langle K_j|\overline{K^\circ}\rangle + a^{(\alpha)}(\vec{p},-\vec{q})\langle K_i|\overline{K^\circ}\rangle\langle K_j|K^\circ\rangle|^2. \qquad /2/$$

Знак "плюс" в формуле /2/ отвечает бозе-статистике каонов.

В частности,

$$\sigma^{(\alpha)}_{K_S K_S} = \sigma^{(\alpha)}_{K_L K_L} = \frac{1}{4}|a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q}) + a^{(\alpha)}(\vec{p},-\vec{q})|^2, \quad \sigma^{(\alpha)}_{K_S K_L} = \sigma^{(\alpha)}_{K_L K_S} = \frac{1}{4}|a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q}) - a^{(\alpha)}(\vec{p},-\vec{q})|^2. \qquad /3/$$

Согласно /3/, при $\vec{q} \to 0$ сечения $\sigma_{K_S K_L} \to 0$. Такое поведение, сходное с поведением идентичных фермионов, связано с тем, что в рассматриваемом пределе пара $K^\circ\overline{K^\circ}$ рождается в S-состоянии, а тогда она, как известно, не может распадаться по схеме $K_S K_L$.

Если мы не интересуемся квантовыми числами частиц, образующих систему X, то сечение процесса выражается через элементы двухчастичной матрицы плотности $\hat{\rho}(\vec{p},\vec{q})$, заданной в представлении состояний [17]

$$|1\rangle = |K^\circ\rangle_{\vec{p}_1} \times |\overline{K^\circ}\rangle_{\vec{p}_2}, \qquad |2\rangle = |\overline{K^\circ}\rangle_{\vec{p}_1} \times |K^\circ\rangle_{\vec{p}_2}.$$

Обозначим

$$\sigma_0(\vec{p},\vec{q}) = \sum_{(\alpha)} |a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q})|^2 + \sum_{(\alpha)} |a^{(\alpha)}(\vec{p},-\vec{q})|^2. \qquad /4/$$

Тогда, по определению,

$$\rho_{11}(\vec{p},\vec{q}) = \frac{1}{\sigma_0(\vec{p},\vec{q})} \sum_{(\alpha)} |a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q})|^2,$$

$$\rho_{22}(\vec{p},\vec{q}) = \frac{1}{\sigma_0(\vec{p},\vec{q})} \sum_{(\alpha)} |a^{(\alpha)}(\vec{p},-\vec{q})|^2, \qquad /5/$$

$$\rho^*_{21}(\vec{p},\vec{q}) = \rho_{12}(\vec{p},\vec{q}) = \frac{1}{\sigma_0(\vec{p},\vec{q})} \sum_{(\alpha)} a^{(\alpha)}(\vec{p},\vec{q})\, a^{(\alpha)*}(\vec{p},-\vec{q}),$$

где символ $\sum_{(\alpha)}$ означает суммирование по всем квантовым числам системы X. Легко видеть, что

$$\sigma_0(\vec{p},\vec{q}) = \sigma_0(\vec{p},-\vec{q}), \quad \rho_{11}(\vec{p},\vec{q}) = \rho_{22}(\vec{p},-\vec{q}), \quad \rho_{12}(\vec{p},\vec{q}) = \rho^*_{12}(\vec{p},-\vec{q}) = \rho_{21}(\vec{p},-\vec{q}), \qquad /6/$$

$$\rho_{11}(\vec{p},\vec{q}) + \rho_{11}(\vec{p},-\vec{q}) = 1. \qquad /7/$$

Кроме того, в силу неравенства Шварца имеем

$$|\rho_{12}(\vec{p},\vec{q})|^2 \le \rho_{11}(\vec{p},\vec{q})\,\rho_{11}(\vec{p},-\vec{q}) \le \frac{1}{4}. \qquad /8/$$

При $\vec{q} = 0$ из /5/ следует

$$\rho_{11} = \rho_{22} = \rho_{12} = \rho_{21} = \frac{1}{2}. \qquad /9/$$

Просуммируем теперь /2/ по квантовым числам (α). С учетом /4/ и /5/ находим

$$\sigma_{K_i K_j}(\vec{p},\vec{q}) = \sigma_0(\vec{p},\vec{q})\{\rho_{11}(\vec{p},\vec{q})\,|\langle K_i|K^\circ\rangle|^2\,|\langle K_j|\overline{K^\circ}\rangle|^2 +$$

$$+ \rho_{11}(\vec{p},-\vec{q})\,|\langle K_i|\overline{K^\circ}\rangle|^2\,|\langle K_j|K^\circ\rangle|^2 + \qquad /10/$$

$$+ 2\mathrm{Re}[\rho_{12}(\vec{p},\vec{q})\langle K_i|K^\circ\rangle\langle K_j|\overline{K^\circ}\rangle\langle K_i|\overline{K^\circ}\rangle^*\langle K_j|K^\circ\rangle^*]\}.$$

Если регистрируются два одинаковых состояния $|K_j\rangle$, то

$$\sigma_{K_j K_j}(\vec{p},\vec{q}) = \sigma_{K_j K_j}(\vec{p},-\vec{q}) = \sigma_0(\vec{p},\vec{q})\,(1 + \Lambda(\vec{p},\vec{q}))\,|\langle K_j|K^\circ\rangle\langle K_j|K^\circ\rangle|^2,$$

$$\Lambda(\vec{p},\vec{q}) = 2\mathrm{Re}\,\rho_{12}(\vec{p},\vec{q}). \qquad /11/$$

При этом из /8/ и /9/ следует, что выполняются соотношения

$$\Lambda(\vec{p},\vec{q}) = \Lambda(\vec{p},-\vec{q}), \quad |\Lambda(\vec{p},\vec{q})|^2 \le 1, \quad \Lambda(\vec{p},0) = 1. \qquad /12/$$

В частности, для пар $K_S K_S$ и $K_L K_L$ получаем

$$\sigma_{K_S K_S}(\vec{p},\vec{q}) = \sigma_{K_L K_L}(\vec{p},\vec{q}) = \frac{1}{4}\sigma_0(\vec{p},\vec{q})\,[1 + \Lambda(\vec{p},\vec{q})]. \qquad /13/$$

В то же время в структурную функцию пары $K_L K_S$ величина $\Delta(\vec{p}, \vec{q})$ входит со знаком "минус", т.е.

$$\sigma_{K_L K_S}(\vec{p}, \vec{q}) = \sigma_{K_L K_S}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{1}{4}\sigma_0(\vec{p}, \vec{q})[1 - \Delta(\vec{p}, \vec{q})]. \qquad /14/$$

Если в качестве базисных состояний выбрать комбинации

$$|\psi_+ > = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_S >_{\vec{p}_1} \times |K_S >_{\vec{p}_2} - |K_L >_{\vec{p}_1} \times |K_L >_{\vec{p}_2}),$$
$$|\psi_- > = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L >_{\vec{p}_1} \times |K_S >_{\vec{p}_2} - |K_S >_{\vec{p}_1} \times |K_L >_{\vec{p}_2}), \qquad /15/$$

соответствующие зарядово-четным и зарядово-нечетным состояниям системы $K^\circ \bar{K}^\circ$, то элементы матрицы плотности будут иметь структуру

$$\rho_{++}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{1}{2}(1 + \Delta(\vec{p}, \vec{q})), \quad \rho_{--}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{1}{2}(1 - \Delta(\vec{p}, \vec{q})), \qquad /16/$$

$$\rho_{+-}(\vec{p}, \vec{q}) = \rho^*_{-+}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{1}{2}(\rho_{11}(\vec{p}, \vec{q}) - \rho_{11}(\vec{p}, -\vec{q}) + 2i\,\mathrm{Im}\rho_{21}(\vec{p}, \vec{q})).$$

При этом формула /10/ переписывается в виде

$$\sigma_{K_i K_j}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{1}{2}\sigma_0(\vec{p}, \vec{q})\{(1 + \Delta(\vec{p}, \vec{q}))|<K_i K_j|\psi_+>|^2 + \qquad /17/$$
$$+ (1 - \Delta(\vec{p}, \vec{q}))|<K_i K_j|\psi_->|^2 + 2\mathrm{Re}(\rho_{+-}(\vec{p}, \vec{q})<K_i K_j|\psi_+><K_i K_j|\psi^*_->)\}.$$

При $|K_i> = |K_j>$ в выражении /17/ остается только первый член, так как $<K_i K_i|\psi_-> \equiv 0$.

Предположим теперь, что нейтральные K-мезоны регистрируются на достаточно больших расстояниях от точки генерации, сравнимых с распадным пробегом K_S-мезонов. Тогда в /17/ следует произвести очевидную замену, учитывающую развитие состояний $|K_S>$ и $|K_L>$ во времени:

$$|\psi_+> \to |\psi_+(\tau_1, \tau_2)> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_S>_{\vec{p}_1} \times |K_S>_{\vec{p}_2} \exp[-(im_S + \frac{1}{2}\Gamma_S)(\tau_1 + \tau_2)] -$$
$$- |K_L>_{\vec{p}_1} \times |K_L>_{\vec{p}_2} \exp[-(im_L + \frac{1}{2}\Gamma_L)(\tau_1 + \tau_2)]),$$

$$|\psi_-> \to |\psi_-(\tau_1, \tau_2)> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L>_{\vec{p}_1} \times |K_S>_{\vec{p}_2} \exp[-(im_L + \frac{\Gamma_L}{2})\tau_1 - (im_S + \frac{\Gamma_S}{2})\tau_2] -$$
$$- |K_S>_{\vec{p}_1} \times |K_L>_{\vec{p}_2} \exp[-(im_S + \frac{1}{2}\Gamma_S)\tau_1 - (im_L + \frac{1}{2}\Gamma_L)\tau_2]). \qquad /18/$$

Здесь τ_1 и τ_2 - собственные времена пролета K-мезонов от точки рождения до точек регистрации, m_S и m_L, Γ_S и Γ_L - массы и ширины K_S- и K_L-мезонов. В соответствии с этим корреляции распадов двух нейтральных K-мезонов по произвольным каналам n и ℓ описываются формулой

$$W_{n\ell}(\tau_1, \tau_2) \sim \frac{1}{2}\sigma_0(\vec{p}, \vec{q})\{(1 + \Delta(\vec{p}, \vec{q}))|A^{(+)}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)|^2 + (1 - \Delta(\vec{p}, \vec{q}))|A^{(-)}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)|^2 +$$
$$+ 2\mathrm{Re}[\rho_{+-}(\vec{p}, \vec{q})A^{(+)}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)A^{(-)*}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)]\}, \qquad /19/$$

где амплитуды $A^{(+)}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)$ и $A^{(-)}_{n\ell}(\tau_1, \tau_2)$ определяются из соотношений /18/ путем замены состояний $|K_S>_{\vec{p}_1}$ и $|K_L>_{\vec{p}_1}$ на амплитуды распада A_{Sn} и A_{Ln}, а состояний $|K_S>_{\vec{p}_2}$ и $|K_L>_{\vec{p}_2}$ - на амплитуды $A_{S\ell}$ и $A_{L\ell}$.

Легко видеть, что при любых τ_1 и τ_2 вероятности регистрации распадов, характерных для пар $K_S K_S$, $K_L K_L$ и $K_S K_L$, отличаются от соответствующих структурных функций /13/ или /14/ только экспоненциальными множителями. Однако, если отбираются состояния $|K_i>$ и $|K_j>$, не совпадающие с $|K_S>$ или $|K_L>$, то такая факторизация, вообще говоря, уже не имеет места. Исключение составляет случай регистрации нейтральных K-мезонов в одинаковых внутренних состояниях при $\tau_1 = \tau_2$. Действительно, если $\tau_1 = \tau_2 = \tau$, то

$$<K_i K_i|\psi_-(\tau, \tau)> = 0, \qquad A^{(-)}_{nn}(\tau, \tau) = 0,$$

и вероятность регистрации пропорциональна $\sigma_0(\vec{p}, \vec{q})[1 + \Delta(\vec{p}, \vec{q})]$, т.е., формулы /17/ и /19/ переходят с точностью до множителя в /11/. При $\tau_1 \neq \tau_2$ величины $<K_i K_i|\psi_-(\tau_1, \tau_2)>$ и $A^{(-)}_{nn}(\tau_1, \tau_2)$ уже отличны от нуля, а именно

$$<K_i K_i|\psi_-(\tau_1, \tau_2)> = \frac{1}{\sqrt{2}}<K_i|K_S><K_i|K_L>Q(\tau_1, \tau_2),$$

$$A^{(-)}_{nn}(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}A_{Sn}A_{Ln}Q(\tau_1, \tau_2),$$

где

$$Q(\tau_1, \tau_2) = 2\exp[-(i\frac{m_S + m_L}{2} + \frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{4})(\tau_1 + \tau_2)] \times$$
$$\times \{\mathrm{sh}[\frac{\Gamma_S - \Gamma_L}{4}(\tau_1 - \tau_2) + \frac{i}{2}(m_S - m_L)(\tau_1 - \tau_2)]\}. \qquad /20/$$

Заметим, что если речь идет об инклюзивных реакциях с участием первичных странных частиц, уже нельзя пренебречь генерацией пар $K^\circ K^\circ$ или $\overline{K^\circ}\,\overline{K^\circ}$. Обобщение полученных ранее соотношений на этот случай не представляет труда /см. [/17/]/. Дальнейшее рассмотрение относится к процессам, в которых система двух нейтральных K-мезонов генерируется в состоянии $K^\circ\overline{K^\circ}$.

3. В ряде случаев функция $\Delta(\vec{p},\vec{q})$ имеет простой физический смысл. Пусть, например, мы имеем в рассматриваемой системе отсчета два неподвижных источника, один из которых излучает K°-мезон, а второй - $\overline{K^\circ}$-мезон. Обозначим через $W(\vec{R})$ вероятность того, что расстояние между источниками равно $\vec{R}$ *. Будем для определенности считать, что оба источника возбуждаются одновременно, а их средние времена жизни близки к нулю. При фиксированном $\vec{R}$ амплитуды $a(\vec{p},\vec{q})$ и $a(\vec{p},-\vec{q})$, входящие в /2/, имеют структуру

$$
\begin{aligned}
a(\vec{p},\vec{q}) &\sim \exp[\,i\vec{p}(\vec{R}_1+\vec{R}_2)]\exp\Big(\frac{i\vec{q}\vec{R}}{2}\Big),\\
a(\vec{p},-\vec{q}) &\sim \exp[\,i\vec{p}(\vec{R}_1+\vec{R}_2)]\exp\Big(-\frac{i\vec{q}\vec{R}}{2}\Big),
\end{aligned}
\qquad /21/
$$

где $\vec{R}_1$ и $\vec{R}_2$ - точки, в которых расположены источники, и $\vec{R}=\vec{R}_1-\vec{R}_2$. Согласно /21/, амплитуды $a(\vec{p},\vec{q})$ и $a(\vec{p},-\vec{q})$ отмечаются только фазовым множителем, разность фаз равна $\vec{q}\vec{R}$. Следовательно, величину $\sigma_0(\vec{p},\vec{q})$ в соотношениях /10/, /11/, /13/ и /14/ можно считать константой, а элементы двухчастичной матрицы плотности равны

$$
\begin{aligned}
\rho_{11} &= \rho_{22} = \frac{1}{2},\\
\rho_{12} &= \frac{1}{2}\int W(\vec{R})\,e^{i\vec{q}\vec{R}}\,d^3\vec{R}.
\end{aligned}
\qquad /22/
$$

---

* Подчеркнем, что, в отличие от большинства работ по корреляциям тождественных частиц, величина $\vec{R}$ относится именно к расстоянию между двумя точечными источниками, но не к пространственному положению каждого из них.

При этом функция $\Lambda(\vec{p},\vec{q})$, определяющая поведение тождественных каонов /а также пары $K_S K_L$/

$$
\Lambda(\vec{p},\vec{q}) = \Lambda(\vec{q}) = \int W(\vec{R})\cos(\vec{q}\vec{R})\,d^3\vec{R} = \langle\cos\vec{q}\vec{R}\rangle.^{*} \qquad /23/
$$

В частности, для закона Гаусса $\Big(W(\vec{R}) = \big(\frac{3}{2\pi\langle\vec{R}^2\rangle}\big)^{3/2}\exp\big(-\frac{3}{2}\frac{\vec{R}^2}{\langle\vec{R}^2\rangle}\big)\Big)$ имеем

$$
\Lambda(\vec{q}) = \exp\Big(-\frac{1}{6}\vec{q}^{\,2}\langle\vec{R}^2\rangle\Big). \qquad /24/
$$

Область генерации K-мезонов всегда имеет конечные размеры, и из /23/ следует, что при $\vec{q}^{\,2} \gg \frac{1}{\langle\vec{R}^2\rangle}$ функция $\Lambda(\vec{q}) \to 0$.

Представим произведение $\vec{q}\vec{R}$ в виде

$$
qR = q_\perp R_\perp + q_0 R_\parallel / u, \qquad /25/
$$

где $\vec{q}_\perp$ и $\vec{R}_\perp$ - компоненты векторов $\vec{q}$ и $\vec{R}$, перпендикулярные среднему импульсу $\vec{p}$, $R_\parallel$ - проекция $\vec{R}$ на направление $\vec{p}$, u - скорость системы каонов, $q_0 = E_1 - E_2 = \vec{q}\vec{u}$. Тогда, как легко видеть,

$$
\langle\vec{R}_\perp^2\rangle = -V^2_{\vec{q}_\perp}(\Delta(\vec{q}))\big|_{\vec{q}=0}^{**}, \quad \langle R_\parallel^2\rangle = -u^2\frac{\partial^2\Lambda(\vec{q})}{\partial q_0^2}\Big|_{\vec{q}=0}, \qquad /26/
$$

а средний квадрат расстояния между источниками K°- и $\overline{K^\circ}$-мезонов составляет

$$
\langle\vec{R}^2\rangle = -\vec{\nabla}^2_{\vec{q}}(\Lambda(\vec{q}))\big|_{\vec{q}=0} = -\Big[\vec{\nabla}^2_{\vec{q}_\perp}(\Delta(\vec{q})) + u^2\frac{\partial^2\Delta(\vec{q})}{\partial q_0^2}\Big]\Big|_{\vec{q}=0}. \qquad /26'/
$$

---

* Заметим, что фактически в /23/ входит только симметричная часть $W(\vec{R})$, для которой $W(\vec{R}) = W(-\vec{R})$. Вероятность регистрации других конечных состояний может зависеть и от антисимметричной части $W(\vec{R})$.

** В этой связи см. также §6 в работе [/23/].

При сферически симметричном распределении, когда $W(\vec{R})$ не зависит от направления $\vec{R}$, величина $\Delta(\vec{q})$ является функцией только $\vec{q}^{\,2}$. В этом случае

$$\langle \vec{R}^2 \rangle = -6 \frac{d\Delta}{d(\vec{q}^{\,2})}\Big|_{\vec{q}=0} . \qquad /27/$$

С учетом приведенных соотношений характер корреляций при регистрации пар нейтральных K-мезонов с близкими импульсами определяется распределением расстояний между источниками K°- и $\overline{K}^\circ$-мезонов. При этом функция $\Delta(\vec{q})$ совпадает с формфактором, характеризующим указанное распределение.

4. В упомянутой выше работе /12/ установлено, что во многих случаях речь идет не о прямой генерации K°- и $\overline{K}^\circ$-мезонов, а о генерации посредством распада промежуточных резонансов. Поэтому имеет смысл рассмотреть модель, в которой $\overline{K}^\circ$-мезон рождается вместе с резонансом K^*/M =892 *МэВ/*, а затем K^* распадается по каналу $K^\circ\pi$ /или рождается зарядово-сопряженная система $\overline{K}^*K^\circ$, переходящая затем в конечное состояние $K^\circ\overline{K}^\circ\pi$ /. Здесь можно непосредственно воспользоваться результатами работ /1, 22/. Амплитуды $a^{(\alpha)}(\vec{p}, \vec{q})$ и $a^{(\alpha)}(\vec{p}, -\vec{q})$ будут иметь вид

$$a^{(\alpha)}(\vec{p}, \vec{q}) \sim \frac{1}{x+y+i}, \quad a^{(\alpha)}(\vec{p}, -\vec{q}) \sim \frac{1}{x-y+i}, \qquad /28/$$

причем в четырехмерной записи

$$x = \frac{(p_\pi + p + \frac{q}{2})^2 + (p_\pi + p - \frac{q}{2})^2 - 2M^2}{2M\Gamma}, \quad y = \frac{(q, p + p_\pi)}{M\Gamma} . \qquad /28'/$$

Поскольку 4-импульс $(p + p_\pi)$ есть среднее арифметическое 4-импульсов системы $(K^\circ\pi)$ при заданных импульсах каонов

$p_1 = p + \frac{1}{2}q$ и $p_2 = p - \frac{1}{2}q$, его можно при достаточно малых

q отождествлять с 4-импульсом K^* -резонанса /1,22/.

С учетом этого

$$y = \frac{1}{\Gamma}(q_0 - \vec{q}\vec{v})\gamma , \qquad /29/$$

где $\vec{v}$ и γ - соответственно скорость и лоренц-фактор K^*-мезона.

Для элементов матрицы плотности двухкаонной системы, усредненных по переменной x в интервале $(-x_1, x_2)$, где $x_1, x_2 \gg 1$, получаем значения*

$$\rho_{11} = \rho_{22} = \frac{1}{2}, \qquad 2\rho_{12} = \Delta(q) = [\,1 + (q_0 - \vec{v}\vec{q})^2 \frac{\gamma^2}{\Gamma^2}\,]^{-1} . \qquad /30/$$

Формулу /30/ можно также переписать в виде

$$\Delta(q) = \int W_v(R) \cos\left[\frac{R(\vec{v}\vec{q} - q_0)}{v}\right] dR . \qquad /31/$$

где $W_v(R) = \frac{\Gamma}{v\gamma}\exp(-\frac{\Gamma R}{v\gamma})$. Функция $W_v(R)$ соответствует экспоненциальному распределению расстояний между двумя источниками, один из которых высвечивается с временным запаздыванием R/v. Если скорость резонанса не фиксируется, выражение /30/ для $\Delta(q)$ нужно усреднить по значениям $\vec{v}$, кинематически возможным при заданиых $\vec{q}$ и q_0. В области малых q

$$\Delta(q) \simeq 1 - \frac{1}{2}\langle(\vec{q}\vec{R})^2\rangle - \frac{1}{2}q_0^2\langle\tau^2\rangle + \vec{q}q_0\langle\vec{R}\tau\rangle . \qquad /32/$$

---

* При фиксированных q и p усреднение по x эквивалентно усреднению по спектру эффективных масс системы $K\overline{K}\pi$. Заметим, что для узких резонансов варьирование эффективной массы в области интерференции оставляет скорость резонанса $\vec{v}$ практически неизменной.

Здесь $<(\vec{R}\vec{q})^2>/\vec{q}^{\,2} = 2<v_q^2\gamma^2>/\Gamma^2$ – средний квадрат проекции пробега резонанса на вектор $\vec{q}$, $<\tau^2> = \frac{2<\gamma^2>}{\Gamma^2}$ – средний квадрат времени запаздывания, $<\tau\vec{R}> = \frac{1}{\Gamma^2}<\vec{v}\gamma^2>$. Первый член в /32/ отвечает формулам /26/,а присутствие второго и третьего связано с тем, что в рассматриваемой модели K° и $\bar{K}^\circ$-мезоны излучаются не одновременно. Поскольку ширина K^*-мезона невелика /Γ = 50 *МэВ*/, обсуждаемый механизм приводит к довольно большим пространственно-временным параметрам /$\frac{\hbar c}{\Gamma}$ = 4 *Фм*/.

При сопоставлении полученных теоретических выражений с экспериментальными результатами следует, строго говоря, еще учесть возможные поправки, связанные с влиянием взаимодействия в конечном состоянии. По порядку величины они равны f/R, где f - длина рассеяния рассматриваемой пары частиц. В отличие от корреляций тождественных заряженных π-мезонов, где указанные поправки малы, в случае K-мезонов они могут играть заметную роль и заслуживают специального анализа.

Авторы благодарны Р.Ледницкому за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, 13, с. 1116.*
2. *Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1974, 19, с. 434.*
3. Kopylov G.I. Phys. Lett., 50 B, 472 (1974).
4. Cocconi G. Phys. Lett. 49 B, 459 (1974).
5. *Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЖЭТФ, 1975, 69, с. 414.*
6. Deutschman M. et al., Nucl. Phys., 1976, 103 B, p. 198.
7. Borreani G. et al., Nuovo Cim., 1976, 36 A, p. 245.
8. Calligarich E. et al., Lett. Nuovo Cim., 1976, 16, p. 129.
9. Angelini C. et al., Lett. Nuovo Cim., 1977, 19, p. 279.
10. *Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, 26, с. 796.*
11. *Сотрудничество Алма-Ата-Дубна-Москва-Прага-Хельсинки, ЯФ, 1978, 27, с. 1556.*

12. Cooper A.M., Nucl. Phys., 1978, 139 B, p. 45.
13. Harris R. et al., Phys. Rev., 1978, 18 Г, p. 92.
14. *Огиевецкий В.И., Подгорецкий М.И. ЖЭТФ, 1962, 43, с. 1362.*
15. *Любошиц В.Л., Оконов Э.О. ЯФ, 1966, 4, с. 1194.*
16. Lipkin H.J., Phys. Rev., 1968, 176, p. 1715.
17. *Любошиц В.Л. ЯФ, 1976, 23, с. 1266.*
18. *Любошиц В.Л. ОИЯИ, Р2-4631, Дубна, 1969.*
19. *Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ЖЭТФ, 1971, 60, с. 9.*
20. *Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, Р2-6116, Дубна, 1971.*
21. *Гельфер Я.М., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. "Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике". "Наука", М., 1975.*
22. *Козловская С.С. и др. ЯФ, 1976, 24, с. 621.*
23. De Wolf E. et al., Nucl. Phys., 1978, 132 B, p. 383.

Рукопись поступила в издательский отдел 4 января 1979 года.