

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4914



В.К. Сусленко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

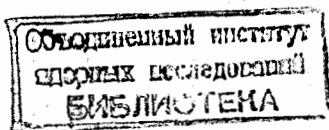
ФАЗОВЫЕ ОБЪЕМЫ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
ДЛЯ РЕАКЦИЙ ТИПА $A + B \rightarrow C + D + E$
В СЛУЧАЕ ЛЮБЫХ МАСС ЧАСТИЦ

1970

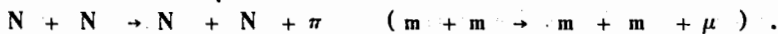
P2 - 4914

В.К. Сусленко

ФАЗОВЫЕ ОБЪЕМЫ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
ДЛЯ РЕАКЦИЙ ТИПА $A + B \rightarrow C + D + E$
В СЛУЧАЕ ЛЮБЫХ МАСС ЧАСТИЦ

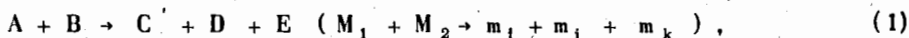


В работе /1/ получены релятивистские выражения для фазовых объемов угловых корреляций частиц в конечном канале реакции



Ниже рассматривается общий случай реакций с тремя частицами в конечном канале с любыми массами участвующих частиц.

Рассмотрим реакцию



для которой принимаем обычные обозначения через 4-импульсы участвующих частиц:

$$P_1 + P_2 \rightarrow q_1 + q_j + q_k . \quad (1')$$

Если регистрируется энергия, например частицы i , то задача заключается в решении законов сохранения энергии и импульса относительно полной энергии (или величины импульса) одной из частиц, j или k , например частицы j , регистрируемой в некотором направлении на совпадения с частицей i (энергия частицы j может и не регистрироваться), и в получении правила для записи функции плотности фазового объема их угловых корреляций $\rho_{ij}^{(\pm)}(q_{j0}^{S(\pm)}(x_{ij}^S, \phi_{ij}^S), x_{ij}^S, \phi_{ij}^S)$, где $S = R, L$.

Для данного случая законы сохранения энергии и импульса записываются в следующем виде:

$$R_{i0} = p_{i0}^L + m - q_{i0}^L = q_{j0}^L + q_{k0}^L = q_{j0}^R + q_{k0}^R, \quad (2)$$

$$\vec{R} = \vec{p}_i^L - \vec{q}_i^L = \vec{q}_j^L + \vec{q}_k^L = \vec{q}_j^R + \vec{q}_k^R. \quad (3)$$

где величина вектора \vec{R}_1 есть

$$R_1 = \sqrt{p_1^{L2} + q_1^{L2} - 2p_1^L q_1^L \cos \theta_{p_1^L}^L}. \quad (4)$$

В R-системе (лабораторная система, в которой углы отсчитываются от направления вектора \vec{R} , в частности

$$\cos x_{ij}^R = \cos \theta_{ij}^R = \frac{(\vec{q}_j^R \cdot \vec{R}_1)}{|\vec{q}_j^R| \cdot |\vec{R}_1|}$$

решения относительно q_{j0}^R и q_j^R даются выражениями ($x_{ij}^R = x_{ij}$):

$$q_{j0}^{R(\pm)}(x_{ij}) = \frac{1}{2(R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)} \{ [(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)] R_{10} \pm \sqrt{[(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)]^2 - 4m_j^2 (R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)} \}, \quad (5)$$

$$R_1 x_{ij} \sqrt{[(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)]^2 - 4m_j^2 (R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)}$$

$$q_j^{R(\pm)}(x_{ij}) = \frac{1}{2(R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)} \{ [(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)] R_1 x_{ij} \pm \sqrt{[(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)]^2 - 4m_j^2 (R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)} \}. \quad (6)$$

$$R_{10} \sqrt{[(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)]^2 - 4m_j^2 (R_{10}^2 - R_1^2 x_{ij}^2)}$$

Легко видеть, что перестановками любых двух индексов (из набора i, j, k) в формулах (2)–(6) можно получить необходимое решение, соответствующее заданному корреляционному эксперименту для любых двух частиц в конечном канале реакции (1). Запишем теперь выражение для плотности фазового объема угловых корреляций, например частиц i и j (энергия измеряется у частицы i), используя (5) и (6):

$$\rho_{ij}^{(\pm)}(q_{j0}^{R(\pm)}(x_{ij}), x_{ij}) = \frac{[q_j^{R(\pm)}(x_{ij})]^2}{|R_{10} q_j^{R(\pm)}(x_{ij}) - R_1 q_{j0}^{R(\pm)}(x_{ij}) \cdot x_{ij}|} = \quad (7)$$

$$= \frac{[q_j^{R(\pm)}(x_{ij})]^2}{m_j R_1 |\sqrt{x_{ij}^2 - A_{ij}^2}|}$$

$$A_{ij}^2 = \frac{1}{4m_j^2 R_1^2} \{ 4m_j^2 R_{10}^2 - [(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)]^2 \}. \quad (8)$$

Если в (8) $[(R_{10}^2 - R_1^2) - (m_k^2 - m_j^2)] - 2m_j R_{10} > 0$, то $A_{ij}^2 < 0$, что является условием отсутствия граничного угла для вылета частицы j . В этом случае разрешен весь физический интервал углов и в формуле (7) необходимо использовать только решение со знаком (+). При $A_{ij}^2 > 0$ существует граничный угол $(x_{ij}^R)_{lim} = A$ и в формуле (7) необходимы оба решения, (+) и (-).

Приведем выражения для фазового объема, когда частица регистрируется с энергией в интервале $q_{i0}^L, q_{i0}^L + \Delta q_{i0}^L$ в телесном угле $\Omega_i^L, \Omega_i^L + \Delta \Omega_i^L$, а частица j одновременно регистрируется в интервале телесного угла $\Omega_j^S, \Omega_j^S + \Delta \Omega_j^S$.

$$\Delta \Phi_{ij}^{LR(\pm)} = q_i^L \Delta q_{i0}^L \Delta \Omega_i^L \rho_{ij}^{(\pm)}(x_{ij}^R) \Delta \Omega_j^S, \quad (9)$$

если частица регистрируется в R-системе, и

$$\Delta \Phi_{ij}^{LR(\pm)} = q_i^L \Delta q_{i0}^L \Delta \Omega_i^L \rho_{ij}^{(\pm)}(x_{ij}^L, \phi_{ij}^L) \Delta \Omega_j^L \quad (10)$$

в L-системе, причем (10) получается из (9) с помощью замены переменных в выражении (7):

$$x_{ij}^R = x_{ij}^L \cos \epsilon_1 - \sin \epsilon_1 \sqrt{1 - x_{ij}^{L2}} \cos \phi_{ij}^L, \quad (11)$$

где

$$\cos \epsilon_1 = \frac{1}{R} (p_1^L - q_1^L \cos \theta_{p_1^L}^L). \quad (12)$$

Заметим также, что при $A_{ij}^2 > 0$ условия применимости формул (7), (9) и (10) такие же, как и для случая реакции $N + N \rightarrow N + N + \pi$.

Для случая $A_{ij}^2 < 0$ вследствие того, что отсутствует ограничение на интервал вылета углов частицы j , формула (7) совместно с (9) и (10) применима во всем физическом интервале углов, $-1 \leq x_{ij}^R \leq +1$.

Л и т е р а т у р а

1. В.К.Сусленко. Препринт ОИЯИ, P2-4917, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

5 февраля 1970 года.