СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P2 - 4914

В.К. Сусленко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

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

1970

Р2 - 4914

В.К. Сусленко

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

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

$$N + N \to N + N + \pi \qquad (m + m \to m + m + \mu).$$

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

Рассмотрим реакцию

$$A + B \to C + D + E \quad (M_1 + M_2 \to m_i + m_j + m_k), \tag{1}$$

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

$$p_1 + p_2 \to q_i + q_j + q_k . \tag{1'}$$

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 $\rho^{(\pm)}_{ij}(q^{S(\pm)}_{j0}(x^S_{ij}, \phi^S_{ij}), x^S_{ij}, \phi^S_{ij})$, где $S = R, L$.

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

$$R_{10} = p^L_{10} + m - q^L_{10} = q^L_{j0} + q^L_{k0} = q^R_{j0} + q^R_{k0}\ , \tag{2}$$

$$\vec R = \vec p^{\,L}_1 - \vec q^{\,L}_i = \vec q^{\,L}_j + \vec q^{\,L}_k = \vec q^{\,R}_j + \vec q^{\,R}_k\ . \tag{3}$$

где величина вектора $\vec R_i$ есть

$$R_i = \left|\sqrt{p_1^{L2} + q_i^{L2} - 2p_1^L q_i^L \cos\theta^L_{p_1 i}}\right|\ . \tag{4}$$

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

$$x^R_{ij} = \cos\theta^R_{ij} = \frac{(\vec q^{\,R}_j \cdot \vec R_i)}{|\vec q^{\,R}_j| \cdot |\vec R_i|}\ )$$

решения относительно q^R_{j0} и q^R_j даются выражениями ($x^R_{ij} = x_{ij}$) :

$$q^{R(\pm)}_{j0}(x_{ij}) = \frac{1}{2(R^2_{10} - R^2_i x^2_{ij})}\{[(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)]R_{10} \pm R_i x_{ij}\sqrt{[(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)]^2 - 4m^2_j(R^2_{10} - R^2_i x^2_{ij})}\}\ , \tag{5}$$

$$q^{R(\pm)}_j(x_{ij}) = \frac{1}{2(R^2_{10} - R^2_i x^2_{ij})}\{[(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)]R_i x_{ij} \pm R_{10}\sqrt{[(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)]^2 - 4m^2_j(R^2_{10} - R^2_i x^2_{ij})}\}\ . \tag{6}$$

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):

$$\rho^{(\pm)}_{ij}(q^{R(\pm)}_{j0}(x_{ij}), x_{ij}) = \frac{[q^{R(\pm)}_j(x_{ij})]^2}{|R_{10}\, q^{R(\pm)}_j(x_{ij}) - R_i\, q^{R(\pm)}_{j0}(x_{ij})\cdot x_{ij}|} = \frac{[q^{R(\pm)}_j(x_{ij})]^2}{m_j R_i \left|\sqrt{x^2_{ij} - A^2_{ij}}\right|}\ , \tag{7}$$

$$A^2_{ij} = \frac{1}{4m^2_j R^2_i}\{4m^2_j R^2_{10} - [(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)]^2\}\ . \tag{8}$$

Если в (8) $[(R^2_{10} - R^2_i) - (m^2_k - m^2_j)] - 2m_j R_{10} > 0$, то $A^2_{ij} < 0$, 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 $A^2_{ij} > 0$ существует граничный угол $(x^R_{ij})_{lim} = A$ и в формуле (7) необходимы оба решения, (+) и (−).

Приведем выражения для фазового объема, когда частица регистрируется с энергией в интервале q^L_{i0} , $q^L_{i0} + \Delta q^L_{i0}$ в телесном угле Ω^L_i , $\Omega^L_i + \Delta\Omega^L_i$, а частица j одновременно регистрируется в интервале телесного угла Ω^S_j , $\Omega^S_j + \Delta\Omega^S_j$.

$$\Delta\Phi^{LR(\pm)}_{ij} = q^L_i\,\Delta q^L_{i0}\,\Delta\Omega^L_i\,\rho^{(\pm)}_{ij}(x^R_{ij})\,\Delta\Omega^R_j\ , \tag{9}$$

если частица регистрируется в R -системе, и

$$\Delta\Phi^{LL(\pm)}_{ij} = q^L_i\,\Delta q^L_{i0}\,\Delta\Omega^L_i\,\rho^{(\pm)}_{ij}(x^L_{ij}, \phi^L_{ij})\,\Delta\Omega^L_j \tag{10}$$

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

$$x^R_{ij} = x^L_{ij} \cos \epsilon_i - \sin \epsilon_i \sqrt{1 - x^{L\,2}_{ij}} \cos \phi^L_{ij} , \qquad (11)$$

где

$$\cos \epsilon_i = \frac{1}{R} (p^L_i - q^L_i \cos \theta^L_{p_i i}) . \qquad (12)$$

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

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

Литература

1. В.К.Сусленко. Препринт ОИЯИ, Р2-4917, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

5 февраля 1970 года.