

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-134

P2-95-134

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

СПИНОВАЯ СТРУКТУРА
УЗКИХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 70-х годов широкое распространение в физике высоких энергий получил метод определения пространственно-временных параметров области множественной генерации, основанный на изучении интерференционных корреляций тождественных частиц с близкими импульсами [1—6]. Обычно анализ зависимости узких парных корреляций от размеров излучающей системы проводится в рамках модели одночастичных источников [4—11]. В рамках этой модели вероятность генерации двух невзаимодействующих бесспиновых бозонов с 4-импульсами p_1 и p_2 в пространственно-временных точках $x_1 = \{r_1, t_1\}$ и $x_2 = \{r_2, t_2\}$ описывается выражением

$$W(p_1, p_2) = 2W_0(p) (1 + \cos q x_{12}), \quad (1)$$

где $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$, $q = p_1 - p_2$, $x_{12} = x_1 - x_2$, $qx_{12} = qx_{12} - q_0 t_{12}$. Результат (1) фактически лежит в основе всей пионной интерферометрии.

В настоящее время изучаются узкие корреляции не только тождественных бесспиновых частиц (пионов, каонов), но и частиц с отличным от нуля спином (протонов, нейтронов, дейтронов), которые к тому же могут иметь ненулевую поляризацию. В связи с этим представляет интерес спиновая структура узких парных корреляций. Роль спина и влияние поляризации на узкие парные корреляции тождественных частиц с близкими импульсами были исследованы ранее в работе [8]. В этой работе обсуждалась также спиновая структура вклада в узкие парные корреляции s -волнового взаимодействия в конечном состоянии (ВКС). В дальнейшем в работе [9] были рассмотрены более подробно как парные, так и тройные корреляции невзаимодействующих тождественных частиц с произвольным спином и произвольной спиновой поляризацией.

В данной работе уточняются и обобщаются результаты статей [8,9], относящиеся к влиянию спина на зависимость узких парных корреляций тождественных частиц от разности импульсов. Основной же целью работы является анализ «обратных» эффектов, которые заключаются в том, что симметризация или антисимметризация двухчастичных амплитуд относительно перестановки импульсов приводит к возникновению корреляций между спинами двух тождественных частиц с близкими импульсами и изменению их поляризации по сравнению со случаем нетождественных частиц.

2. СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ДУХУ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ С БЛИЗКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Проследим сначала как изменяется соотношение (1) при переходе от бесспиновых тождественных частиц к тождественным частицам с произвольным спином j и произвольной спиновой поляризацией. Учитывая дальнейшее применение, мы выберем несколько иной подход, чем в работах [8,9].

Пусть $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$ — одночастичные $(2j+1)$ -рядные спиновые матрицы плотности, отвечающие независимым точечным источникам 1 и 2, $|v^{(1)}\rangle$ и $|\mu^{(2)}\rangle$ — собственные состояния этих матриц, $\rho_v^{(1)}$ и $\rho_\mu^{(2)}$ — соответствующие собственные значения $\left(\sum_v \rho_v^{(1)} = \text{Sp } \hat{\rho}^{(1)} = 1; \sum_\mu \rho_\mu^{(2)} = \text{Sp } \hat{\rho}^{(2)} = 1 \right)$. В общем случае матрицы $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$ могут не совпадать и не коммутировать друг с другом; при этом, вообще говоря, $0 \leq |\langle v^{(1)} | \mu^{(2)} \rangle| \leq 1$, $v = 1, 2, \dots, (2j+1)$, $\mu = 1, 2, \dots, (2j+1)$. Мы будем пренебрегать зависимостью матриц $\rho^{(1)}$ и $\rho^{(2)}$ от импульса частицы в той области, в которой существенны интерференционные корреляции.

С учетом тождественности (симметризации или антисимметризации квантово-механических амплитуд) вероятность того, что частица с 4-импульсом p_1 будет зарегистрирована в состоянии с проекцией m_1 на выделенную ось, а частица с 4-импульсом p_2 будет зарегистрирована в состоянии с проекцией спина m_2 на ту же ось квантования, имеет следующую структуру:

$$W_{m_1 m_2}(p_1, p_2) = W_0(p) \left\{ \sum_{v=1}^{2j+1} \sum_{\mu=1}^{2j+1} \rho_v^{(1)} \rho_\mu^{(2)} \left| \langle m_1 | v^{(1)} \rangle \langle m_2 | \mu^{(2)} \rangle e^{-ip_1 x_1} e^{-ip_2 x_1} + (-1)^{2j} \langle m_1 | \mu^{(2)} \rangle \langle m_2 | v^{(1)} \rangle e^{-ip_1 x_2} e^{-ip_2 x_2} \right|^2 \right\}, \quad (2)$$

или

$$W_{m_1 m_2}(p_1, p_2) = W_0(p) \left[\rho_{m_1 m_1}^{(1)} \rho_{m_2 m_2}^{(2)} + \rho_{m_2 m_2}^{(1)} \rho_{m_1 m_1}^{(2)} + (-1)^{2j} 2 \text{Re} \left(\rho_{m_2 m_1}^{(1)} \rho_{m_1 m_2}^{(2)} e^{-i(p_1 - p_2)(x_1 - x_2)} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь

$$\rho_{m_2 m_1}^{(1)} = \sum_{v=1}^{2j+1} \langle m_1 | v^{(1)} \rangle \langle m_2 | v^{(1)} \rangle^* \rho_v^{(1)}, \quad (4)$$

$$\rho_{m_1 m_2}^{(2)} = \sum_{\mu=1}^{2j+1} \langle m_2 | \mu^{(2)} \rangle \langle m_1 | \mu^{(2)} \rangle^* \rho_\mu^{(2)}$$

— элементы спиновых матриц плотности $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$. Суммируя по проекциям спина, получаем

$$W(p_1, p_2) = \sum_{m_1=-j}^j \sum_{m_2=j}^j W_{m_1 m_2}(p_1, p_2) = 2W_0(p) [1 + (-1)^{2j} \text{Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) \cos qx_{12}],$$

где

$$\text{Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) = \sum_{m_1} \sum_{m_2} \rho_{m_2 m_1}^{(1)} \rho_{m_1 m_2}^{(2)} \quad (5)$$

— «след» матрицы $\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)*}$.

Усредняя функцию $\cos qx_{12}$ в формуле (5) по пространственно-временным распределениям первого и второго источников, получаем следующее выражение для корреляционной функции двух тождественных частиц в области малых относительных импульсов:

$$R_{12}(q) = \frac{\langle W(p_1, p_2) \rangle}{2W_0(p)} = 1 + (-1)^{2j} \text{Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) \text{Re}(F_1(q) F_2^*(q)), \quad (6)$$

где

$$F_1(q) = \int W_1(x) e^{iqx} d^4x, \quad (7)$$

$$F_2(q) = \int W_2(x) e^{iqx} d^4x,$$

функции $W_1(x)$ и $W_2(x)$ описывают вероятностное распределение 4-координат двух источников.

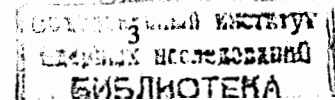
Из равенств (7) и условий нормировки

$$\int W_1(x) d^4x = \int W_2(x) d^4x = 1 \quad (8)$$

следует, что $F_1(0) = F_2(0) = 1$, и в пределе нулевой разности импульсов

$$R_{12}(0) = 1 + (-1)^{2j} \text{Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}). \quad (9)$$

* След от произведения эрмитовских матриц — действительная величина, так что $\text{Im Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) = 0$.



При достаточно больших q функции $F_1(q)$ и $F_2(q)$ стремятся к нулю, а функция $R_{12}(q)$ — к единице.

Если, как и в работах [8, 9], предположить, что одночастичные источники одинаковы и спиновые матрицы плотности совпадают:

$$W_1(x) = W_2(x) \equiv W(x), \quad F_1(q) = F_2(q) \equiv F(q), \quad \hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} \equiv \hat{\rho},$$

то согласно (6)

$$R_{12}(q) = 1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^2) |F(q)|^2. \quad (10)$$

В случае, когда две тождественные частицы генерируются в одном и том же «чистом» спиновом состоянии, которому отвечает определенная спиновая волновая функция, выполняются равенства $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$, $\text{Sp} (\hat{\rho}^2) = 1$ и в соответствии с (6) и (10) для двух бозонов $R_{12}(0) = 2$, а для двух фермионов $R_{12}(0) = 0$ [9]*.

Если частицы неполяризованы, формула (10) дает

$$R_{12}(q) = 1 + \frac{(-1)^{2j}}{2j+1} |F(q)|^2. \quad (11)$$

В наиболее интересном случае тождественных частиц со спином $\frac{1}{2}$ (электроны, протоны, нейтроны) спиновая матрица плотности имеет вид (см., например, [12]):

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} (\hat{I} + \hat{\sigma} \mathbf{P}), \quad (12)$$

где $\hat{\sigma}$ — векторный оператор Паули, \mathbf{P} — вектор поляризации, \hat{I} — двухрядная единичная матрица. Легко видеть, что при этом

$$\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)} = \frac{1}{4} \{ (1 + \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2) \hat{I} + \hat{\sigma} (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2) + i \hat{\sigma} [\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2] \}, \quad (13)$$

и тогда в формулы (5) и (6) следует подставить

$$\text{Sp} (\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) = \frac{1}{2} (1 + \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2). \quad (14)$$

Согласно (10) для одинаковых источников имеем [8,9]

$$R_{12}(q) = 1 - \frac{1 + \mathbf{P}^2}{2} |F(q)|^2. \quad (15)$$

*Формула (10) не учитывает взаимодействия в конечном состоянии. Вклад s -волнового ВКС в корреляционную функцию двух тождественных частиц связан только с четными значениями полного спина и пропорционален $1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^2)$ (см. ниже формулу (45) и работу [8]).

При отсутствии поляризации

$$R_{12}(q) = 1 - \frac{1}{2} |F(q)|^2. \quad (16)$$

При большой множественности тождественных частиц можно, как и в работе [9], ввести группы одночастичных источников с разными пространственно-временными распределениями. Рассмотрим две группы источников, первая из которых содержит n одночастичных источников с распределением 4-координат $W_1(x)$, а вторая — m одночастичных источников с распределением 4-координат $W_2(x)$. Множественность тождественных частиц равна $(n+m)$, а полное число пар составляет $\frac{1}{2} (n+m)(n+m-1)$. При этом $\frac{1}{2} n(n+1)$ пар соответствуют первой группе источников, $\frac{1}{2} m(m+1)$ пар — второй группе источников; кроме того, имеется nm «смешанных» пар от обеих групп. В рамках инклюзивного подхода при достаточно большом фазовом объеме все пары можно рассматривать независимо и ограничиться простым суммированием вероятностей, связанных с разными параметрами [9].

В работе [9] предполагалось, что источники из обеих групп излучают частицы с одной и той же матрицей плотности $\hat{\rho}$. Более естественно считать, что первой и второй группам соответствуют разные матрицы плотности $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$. Суммируя вклады разных пар с соответствующими относительными весами и используя для пар от одной и той же группы источников формулу (10), а для «смешанных» пар — формулу (6), получаем выражение для корреляционной функции двух тождественных частиц:

$$R_{12}(q) = 1 + (-1)^{2j} \left\{ \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle (n+m)(n+m-1) \rangle} \text{Sp} (\hat{\rho}^{(1)2}) |F_1(q)|^2 + \frac{\langle m(m-1) \rangle}{\langle (n+m)(n+m-1) \rangle} \text{Sp} (\hat{\rho}^{(2)2}) |F_2(q)|^2 + \frac{2 \langle nm \rangle}{\langle (n+m)(n+m-1) \rangle} \text{Sp} (\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) \text{Re} (F_1(q) F_2^*(q)) \right\}. \quad (17)$$

Здесь учтено, что множественности n и m могут флуктуировать при переходе от одного акта взаимодействия к другому. При $\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)}$ соотношение (17) совпадает с формулой (32) в статье [9]. При $n = m = 1$ корреляционная функция описывается формулой (6), а при $n = 0$ или $m = 0$ — формулой (10).

3. СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ. ДВУХЧАСТИЧНАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ

Эффект бозе- или ферми-статистики приводит к корреляции спинов тождественных частиц с близкими импульсами и влияет на их поляризацию. Это ясно уже из того, что суммарный спин S и орбитальный момент L в с.д.и. пары частиц связаны известным соотношением [13]:

$$(-1)^{L+S} = 1. \quad (18)$$

При разности импульсов q , стремящейся к нулю, состояния с ненулевым орбитальным моментом L в с.д.и. пары «вымирают»; частицы имеют орбитальный момент $L = 0$ и поэтому могут находиться только в состояниях с четным полным спином ($S = 0, 2, \dots$). В частности, независимо от «начальных» поляризаций, сообщаемых частицам некоррелированными одночастичными источниками (т.е. независимо от конкретного вида матриц плотности $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$), две тождественные частицы со спином $\frac{1}{2}$ при $q \rightarrow 0$ могут находиться

только в синглетном состоянии ($S = 0$)*. Это означает, что их спины скоррелированы таким образом, что проекции спина оказываются противоположными при любом выборе оси квантования; при этом средняя поляризация каждой из частиц равна нулю. В общем плане такие корреляции при регистрации двухчастичных состояний одночастичными детекторами следует рассматривать как еще одно проявление квантово-механического эффекта, впервые указанного в известной работе Эйнштейна, Подольского и Розена [14]: характер измерений, проводимых над первой частицей, однозначно определяет показание детекторов, анализирующих состояние второй частицы, хотя после взаимодействия обе частицы пространственно разделены (см. [15]). Подчеркнем, что, как будет ясно из дальнейшего, в данном случае обсуждаемый квантово-механический эффект впервые связан с интерференционными корреляциями тождественных частиц; кроме того, также в отличие от проанализированных ранее конкретных ситуаций подобного типа [15,16], рассматриваемые частицы могут генерироваться в разных пространственно-временных точках и независимо друг от друга**.

Найдем двухчастичную матрицу плотности при фиксированной разности импульсов q двух тождественных частиц и фиксированном расстоянии x_{12}

*Это утверждение имеет самый общий характер; оно остается справедливым и при выходе за рамки рассматриваемой здесь модели одночастичных независимых источников.

**Аналогичные замечания относятся к интерференционным корреляциям пар нейтральных K -мезонов (см., например, [7]).

между источниками. Очевидно, вероятности $W_{m_1 m_2}$ в формулах (2) и (3) пропорциональны диагональным элементам двухчастичной матрицы плотности $\rho_{m_1 m_2; m_1 m_2}^{(1,2)}$. Легко понять, что диагональные и недиагональные элементы двухчастичной матрицы плотности, удовлетворяющей условию нормировки

$$\text{Sp}_{(1,2)} \hat{\rho}^{(1,2)} = \sum_{m_1} \sum_{m_2} \rho_{m_1 m_2; m_1 m_2}^{(1,2)} = 1, \quad (19)$$

имеют структуру (ср. с (3))

$$\rho_{m_1' m_2'; m_1 m_2}^{(1,2)} = \frac{\tilde{W}_{m_1' m_2'; m_1 m_2}}{\sum_{m_1} \sum_{m_2} W_{m_1 m_2}},$$

где $W_{m_1 m_2} \equiv \tilde{W}_{m_1 m_2; m_1 m_2}$,

$$W_{m_1' m_2'; m_1 m_2} = W_0(p) \left\{ \sum_{\nu} \sum_{\mu} \rho_{\nu}^{(1)} \rho_{\mu}^{(2)} \langle m_1 | \nu^{(1)} \rangle \langle m_2 | \mu^{(2)} \rangle e^{-ip_1 x_1} e^{-ip_2 x_2} + \right.$$

$$\left. + (-1)^{2j} \langle m_2 | \nu^{(1)} \rangle \langle m_1 | \mu^{(2)} \rangle e^{-ip_2 x_1} e^{-ip_1 x_2} \langle m_1' | \nu^{(1)} \rangle^* \langle m_2' | \mu^{(2)} \rangle^* e^{ip_1 x_1} e^{ip_2 x_2} + \right.$$

$$\left. + (-1)^{2j} \langle m_2' | \nu^{(1)} \rangle^* \langle m_1' | \mu^{(2)} \rangle^* e^{ip_2 x_1} e^{ip_1 x_2} \right\}. \quad (20)$$

Здесь первый и третий индексы в величинах \tilde{W} и $\hat{\rho}^{(1,2)}$ соответствуют спиновым проекциям частицы с 4-импульсом p_1 , а второй и четвертый индексы — спиновым проекциям частицы с 4-импульсом p_2 .

С учетом (4) и (5) находим

$$\rho_{m_1' m_2'; m_1 m_2}^{(1,2)} = \frac{1}{2} \left\{ \rho_{m_1' m_1}^{(1)} \rho_{m_2' m_2}^{(2)} + \rho_{m_2' m_2}^{(1)} \rho_{m_1' m_1}^{(2)} + (-1)^{2j} \rho_{m_2' m_1}^{(1)} \rho_{m_1' m_2}^{(2)} e^{-iqx_{12}} + \right.$$

$$\left. + (-1)^{2j} \rho_{m_1' m_2}^{(1)} \rho_{m_2' m_1}^{(2)} e^{iqx_{12}} \right\} / (1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) \cos qx_{12}). \quad (21)$$

Если провести усреднение по пространственно-временным распределениям первого и второго источников, мы получим (ср. с формулой (6))

$$\rho_{m_1' m_2'; m_1 m_2}^{(1,2)}(q) = \frac{\langle \tilde{W}_{m_1' m_2'; m_1 m_2} \rangle}{\langle \sum_{m_1} \sum_{m_2} W_{m_1 m_2} \rangle} =$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ \rho_{m_1' m_1}^{(1)} \rho_{m_2' m_2}^{(2)} + \rho_{m_2' m_2}^{(1)} \rho_{m_1' m_1}^{(2)} + (-1)^{2j} \rho_{m_2' m_1}^{(1)} \rho_{m_1' m_2}^{(2)} F_1^*(q) F_2(q) + \right. \\ \left. + (-1)^{2j} \rho_{m_1' m_2}^{(1)} \rho_{m_2' m_1}^{(2)} F_1(q) F_2^*(q) \right\} / (1 + (-1)^{2j} \times \\ \times \text{Sp} (\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) \text{Re} (F_1(q) F_2^*(q))). \quad (22)$$

Для одинаковых источников $\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} \equiv \hat{\rho}$, $F_1(q) = F_2(q) \equiv F(q)$ и формула (22) упрощается:

$$\rho_{m_1' m_2'; m_1 m_2}^{(1,2)}(q) = \frac{\rho_{m_1' m_1} \rho_{m_2' m_2} + (-1)^{2j} \rho_{m_1' m_2} \rho_{m_2' m_1} |F(q)|^2}{1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^2) |F(q)|^2}. \quad (23)$$

Корреляции проекций спина двух частиц, обусловленные их тождественностью, описываются интерференционными «обменными» членами в формулах (21)—(23), содержащими «показатель статистики» $(-1)^{2j}$. Эти «обменные» члены стремятся к нулю в пределе больших q . Подчеркнем, что в рамках обсуждаемой модели в случае невзаимодействующих нетождественных частиц спиновые корреляции отсутствуют при любых q (т.е. «начальные» поляризации, создаваемые источниками, сохраняются)*.

Удобно ввести эрмитовский оператор перестановки проекций спина двух частиц $\hat{P}^{(1,2)}$ с матричными элементами [17]:

$$(\hat{P}^{(1,2)})_{m_1' m_2'; m_1 m_2} = \delta_{m_1' m_2} \delta_{m_2' m_1}. \quad (24)$$

Легко видеть, что собственные значения оператора $\hat{P}^{(1,2)}$, действующего в $(2j+1)^2$ -мерном спиновом пространстве двух тождественных частиц, равны $(-1)^{2j+S}$, где S — суммарный спин; при этом

$$\text{Sp}_{(1,2)} \hat{P}^{(1,2)} = 2j + 1. \quad (25)$$

С помощью оператора $\hat{P}^{(1,2)}$ формулу (22) можно переписать в виде

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{2R_{12}(q)} \{ \hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)} + \hat{\rho}^{(2)} \otimes \hat{\rho}^{(1)} + \\ + (-1)^{2j} \hat{P}^{(1,2)} (\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) F_1^*(q) F_2(q) + \\ + (-1)^{2j} (\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) \hat{P}^{(1,2)} F_1(q) F_2^*(q) \}, \quad (26)$$

где $R_{12}(q)$ определяется согласно (6). В формуле (26) \otimes — знак прямого произведения матриц (первый множитель относится к частице с 4-импульсом p_1 , а второй — к частице с 4-импульсом p_2); $\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}$ — спиновая матрица плотности двух частиц при отсутствии корреляций между спинами*.

Заметим, что

$$\hat{P}^{(1,2)} (\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) \hat{P}^{(1,2)} = \hat{\rho}^{(2)} \otimes \hat{\rho}^{(1)}, \quad (27)$$

причем $(\hat{P}^{(1,2)})^2 = \hat{I} \otimes \hat{I}$, где \hat{I} — единичная $(2j+1)$ -рядная матрица. Если матрицы $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$ совпадают, то операторы $\hat{P}^{(1,2)}$ и $(\hat{\rho} \otimes \hat{\rho})$ коммутируют:

$$\hat{P}^{(1,2)} (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) = (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) \hat{P}^{(1,2)}. \quad (28)$$

С учетом (28) формулу (23) для одинаковых источников можно представить в матричной форме:

$$\rho^{(1,2)}(q) = \frac{(\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) [\hat{I} \otimes \hat{I} + (-1)^{2j} \hat{P}^{(1,2)} |F(q)|^2]}{1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^2) |F(q)|^2}. \quad (29)$$

Легко видеть, что при достаточно больших разностях импульсов, когда $F(q) \rightarrow 0$, спиновые корреляции, связанные с тождественностью, отсутствуют, а поляризации совпадают с начальными.

Спиновые корреляции максимальны при $q \rightarrow 0$. В этом случае, как уже говорилось, при любой структуре матриц $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$ две тождественные частицы могут находиться только в состояниях с четным значением полного спина S . Для тождественных бозонов эти состояния симметричны относительно перестановки проекций спина, для тождественных фермионов — антисимметричны. В указанных состояниях проекции спина двух частиц сильно скоррелированы: двухчастичная спиновая функция представляет собой не прямое произведение одночастичных спиновых функций, а сумму таких прямых произведений. Согласно (26) и (29) при $\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} = \hat{\rho}$ и $q \rightarrow 0$ двухчастичная спиновая матрица плотности имеет вид

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(0) = \frac{\hat{\rho} \otimes \hat{\rho} (\hat{I} \otimes \hat{I} + (-1)^{2j} \hat{P}^{(1,2)})}{1 + (-1)^{2j} \text{Sp} (\hat{\rho}^2)}. \quad (30)$$

*В отличие от $(2j+1)^2$ -рядной матрицы $\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}$ матрица $\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}$ строится по стандартным правилам умножения матриц $(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)})_{m' m} = \sum_{\mu} \rho_{m' \mu}^{(1)} \rho_{\mu m}^{(2)}$ и имеет, как и матрицы $\hat{\rho}^{(1)}$ и $\hat{\rho}^{(2)}$, $(2j+1)$ строк и $(2j+1)$ столбцов.

*Заметим, что в других моделях такие корреляции могут, вообще говоря, иметь место.

Если тождественные частицы генерируются в одном и том же «чистом» спиновом состоянии, то элементы спиновой матрицы плотности факторизуются и выполняются равенства

$$\rho_{m_1' m_1} \rho_{m_2' m_2} = \rho_{m_1' m_2} \rho_{m_2' m_1}, \quad \hat{\rho}^2 = \hat{\rho}, \quad (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) \hat{P}^{(1,2)} = \hat{\rho} \otimes \hat{\rho}.$$

Тогда согласно (30)

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(0) = \hat{\rho} \otimes \hat{\rho}.$$

Подчеркнем, что при $q \rightarrow 0$ вероятность генерации двух тождественных фермионов в одном и том же «чистом» спиновом состоянии непрерывно стремится к нулю (в полном соответствии с принципом Паули; см. в этой связи также монографию [18]). Легко видеть, что при этом стремятся к нулю как знаменатель, так и числитель формулы (30).

Рассмотрим теперь корреляцию спинов тождественных частиц с близкими импульсами в случае, когда каждая из частиц неполяризована. Тогда

$$\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} = \frac{\hat{I}}{2j+1}, \quad \hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)} = \frac{\hat{I} \otimes \hat{I}}{(2j+1)^2},$$

и согласно (26) и (29) имеем

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{(2j+1)^2} \frac{\hat{I} \otimes \hat{I} + (-1)^{2j} \hat{P}^{(1,2)} \operatorname{Re}(F_1(q) F_2^*(q))}{1 + (-1)^{2j} \frac{1}{2j+1} \operatorname{Re}(F_1(q) F_2^*(q))}, \quad (31)$$

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{(2j+1)^2} \frac{\hat{I} \otimes \hat{I} + (-1)^{2j} \hat{P}^{(1,2)} |F(q)|^2}{1 + (-1)^{2j} \frac{1}{2j+1} |F(q)|^2}, \quad (32)$$

Мы видим, что при малых значениях q матрица $\hat{\rho}^{(1,2)}(q)$ существенно отличается от единичной матрицы.

Легко показать, что для частиц со спином $\frac{1}{2}$ оператор перестановки проекций спина $\hat{P}^{(1,2)}$ имеет вид

$$\hat{P}^{(1,2)} = \frac{1}{2} (\hat{I} \otimes \hat{I} + \hat{\sigma} \otimes \hat{\sigma}), \quad (33)$$

где $\hat{\sigma}$ — векторный оператор Паули. Для частиц со спином 1

$$\hat{P}^{(1,2)} = (\hat{S} \otimes \hat{S})^2 + (\hat{S} \otimes \hat{S}) - \hat{I} \otimes \hat{I}, \quad (34)$$

где $\hat{S} = \{\hat{S}_x, \hat{S}_y, \hat{S}_z\}$ — трехрядные матрицы проекций спина (см., например, [17]).

4. СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ. ОДНОЧАСТИЧНАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ

Исследуем теперь влияние корреляций двух тождественных частиц с близкими импульсами на одночастичные параметры поляризации. Элементы спиновой матрицы плотности частицы с 4-импульсом p_1 могут быть найдены путем суммирования элементов двухчастичной матрицы плотности по проекциям спина частицы с 4-импульсом p_2 :

$$\tilde{\rho}_{m_1' m_1}^{(1)} = \sum_{m_2 = -j}^j \rho_{m_1' m_2; m_1 m_2}^{(1,2)}, \quad (35)$$

или в матричном виде

$$\hat{\rho}^{(1)} = \operatorname{Sp}_{(2)} \hat{\rho}^{(1,2)}. \quad (36)$$

Если исходить из формулы (23) (или из эквивалентной ей формулы (29)), мы получим

$$\tilde{\rho}^{(1)}(q) = \frac{\hat{\rho} + (-1)^{2j} \hat{\rho}^2 |F(q)|^2}{1 + (-1)^{2j} \operatorname{Sp}(\hat{\rho}^2) |F(q)|^2}. \quad (37)$$

В ситуации с двумя разными источниками, когда двухчастичная матрица плотности описывается формулой (22) (или (26)), одночастичная матрица плотности имеет вид

$$\tilde{\rho}^{(1)}(q) = \frac{1}{2R_{12}(q)} \{ \hat{\rho}^{(1)} + \hat{\rho}^{(2)} + (-1)^{2j} (\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}) F_1(q) F_2^*(q) + (-1)^{2j} (\hat{\rho}^{(2)} \hat{\rho}^{(1)}) F_1^*(q) F_2(q) \}, \quad (38)$$

где $R_{12}(q)$ определяется согласно (6)*.

Легко видеть, что если источники излучают неполяризованные частицы, последние остаются неполяризованными и с учетом корреляций, связанных с тождественностью. Действительно, если

$$\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} = \frac{1}{2j+1} \hat{I},$$

то

$$\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)} = \frac{1}{(2j+1)^2} \hat{I},$$

*Здесь использованы равенства $\operatorname{Sp}_{(2)}(\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) \hat{P}^{(1,2)} = \hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)}$, $\operatorname{Sp}_{(2)} \hat{P}^{(1,2)} (\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) = \hat{\rho}^{(2)} \hat{\rho}^{(1)}$, $\operatorname{Sp}_{(1,2)}(\hat{\rho}^{(1)} \otimes \hat{\rho}^{(2)}) \hat{P}^{(1,2)} = \operatorname{Sp}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\rho}^{(2)})$.

и числитель формулы (38) записывается в виде $2R_{12}(q) \frac{\hat{I}}{2j+1}$, так что

$$\hat{\rho}^{(1)} = \frac{1}{2j+1} \hat{I}.$$

Если источники испускают частицы в одном и том же «чистом» спиновом состоянии ($\hat{\rho}^{(1)} = \hat{\rho}^{(2)} \equiv \hat{\rho}$, $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$), то при сближении импульсов двух тождественных частиц их поляризации также не меняются. В этом случае числитель формулы (42) имеет вид $2R_{12}(q) \hat{\rho}$, так что $\hat{\rho} = \hat{\rho}$. Как уже говорилось, корреляционная функция $R_{12}(q)$ двух тождественных фермионов, а также эффективное сечение соответствующего процесса при $q \rightarrow 0$ стремятся к нулю.

При неполной поляризации поляризационные параметры одной из частиц в событиях с участием второй тождественной частицы с близким импульсом могут существенно отличаться от соответствующих поляризационных параметров при достаточно больших q , при которых $F(q) \simeq 0$. Заметим, что в рамках рассматриваемой модели одночастичные поляризационные параметры при больших q задаются одночастичными источниками; в случае достаточно большого фазового объема они близки к параметрам поляризации, характеризующим инклюзивный одночастичный спектр.

Рассмотрим случай двух частиц со спином $\frac{1}{2}$, корреляционная функция которых описывается формулой (15). Применяя соотношение (37) и учитывая формулы (12) и (13), получаем следующее выражение для одночастичной матрицы плотности:

$$\hat{\rho}^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\hat{I} + (\hat{\mathbf{G}}\mathbf{P}) \frac{1 - |F(q)|^2}{1 - \frac{1}{2}(1 + P^2)|F(q)|^2} \right]. \quad (39)$$

Мы видим, что при малых q вектор поляризации

$$\tilde{\mathbf{P}} = \mathbf{P} \frac{1 - |F(q)|^2}{1 - \frac{1}{2}(1 + P^2)|F(q)|^2}. \quad (40)$$

Здесь \mathbf{P} — «исходный» вектор поляризации, отвечающий большим значениям q , $P = |\mathbf{P}|$. Согласно (40), если $\mathbf{P} = 0$, то и $\tilde{\mathbf{P}} = 0$. Точно так же, если $P = 1$, то $\tilde{P} = 1$. В промежуточном случае, когда $0 < P < 1$, степень поляризации уменьшается: $\tilde{P} < P$. Как уже говорилось, при любых значениях $P \neq 1$ и $q \rightarrow 0$ степень поляризации \tilde{P} стремится к нулю, что соответствует генерации двухчастичного синглетного состояния. Если же $P = 1$, то при разности импульсов $q \rightarrow 0$ сама вероятность генерации пары тождественных частиц стремится к нулю.

5. ВЛИЯНИЕ ВКС НА СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Обсудим теперь как влияет s -волновое взаимодействие в конечном состоянии на спиновые корреляции тождественных частиц с близкими импульсами.

Мы ограничимся случаем частиц со спином $\frac{1}{2}$ (два нейтрона или два протона, см. [8,9]). В силу равенства (18) взаимодействие при нулевом орбитальном моменте может проявляться только в двухчастичных состояниях с полным спином, равным нулю, что сказывается на характере корреляций. В результате, как было показано в работе [8] (см. также [19]), корреляционная функция двух поляризованных тождественных частиц со спином $\frac{1}{2}$ в рамках модели одинаковых одночастичных источников имеет структуру

$$R_{12}(q) = 1 - \frac{1 + P^2}{2} |F(q)|^2 + \frac{1 - P^2}{2} B_{\text{int}}(q), \quad (41)$$

где $P = |\mathbf{P}|$ — степень поляризации каждой из частиц.

В формуле (41) второй член описывает эффект ферми-статистики для взаимодействующих частиц (ср. с формулой (15)), а под $B_{\text{int}}(q)$ понимается вклад ВКС без учета тождественности; зависимость $B_{\text{int}}(q)$ от амплитуды рассеяния и разности импульсов приведена в статьях [8,20]. Согласно [8,20] величина $B_{\text{int}}(q)$ может быть как положительной, так и отрицательной, причем всегда $B_{\text{int}}(q) > -1$ (таким образом, если $B_{\text{int}}(q) < 0$, то $|B_{\text{int}}(q)| < 1$). Обычно при очень больших значениях q функция $B_{\text{int}}(q)$, как и $F(q)$, стремится к нулю и $R_{12}(q) \rightarrow 1$.

Легко убедиться в том, что с учетом указанной спиновой структуры s -волнового взаимодействия элементы двухчастичной матрицы плотности двух частиц со спином $\frac{1}{2}$ имеют вид (ср. с формулой (23)):

$$\rho_{m'_1 m'_2; m_1 m_2}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{R_{12}(q)} \{ \rho_{m'_1 m_1} \rho_{m'_2 m_2} (1 + B_{\text{int}}(q)) - \rho_{m'_1 m_2} \rho_{m'_2 m_1} (|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)) \}, \quad (42)$$

где $R_{12}(q)$ определяется согласно (41).

Выражение (42) можно переписать в операторной форме:

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{R_{12}(q)} \{ (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) (1 + B_{\text{int}}(q)) - (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) \hat{P}^{(1,2)} (|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)) \}. \quad (43)$$

Здесь матрица плотности $\hat{\rho}$ определяется по формуле (12), а «обменный» оператор $\hat{P}^{(1,2)}$ — по формуле (33). Заметим, что вклад ВКС в $\hat{\rho}^{(1,2)}$ имеет структуру

$$B_{\text{int}}(q) (\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}) \hat{K},$$

где

$$\hat{K} = \hat{I} \otimes \hat{I} - \hat{P}^{(1,2)} = \frac{1}{2} (\hat{I} \otimes \hat{I} - \hat{\sigma} \otimes \hat{\sigma})$$

есть оператор проектирования на состояние двух тождественных частиц с нулевым суммарным спином; собственные значения K равны 2 (при $S = 0$) или 0 (при $S = 1$).

На основе (42), (43) находим одночастичную матрицу плотности:

$$\tilde{\rho}^{(1)} = \text{Sp}_{(2)} \hat{\rho}^{(1,2)} = \frac{1}{R_{12}(q)} \{ \hat{\rho} (1 + B_{\text{int}}(q)) - \hat{\rho}^2 (|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)) \}. \quad (44)$$

С учетом (13) получаем выражение для вектора спиновой поляризации одной из частиц, содержащее вклады ферми-статистики и ВКС:

$$\tilde{\mathbf{P}} = \mathbf{P} \frac{1 - |F(q)|^2}{1 - \frac{1 + P^2}{2} |F(q)|^2 + \frac{1 - P^2}{2} B_{\text{int}}(q)}. \quad (45)$$

Из соотношения (45) следует, что если разность импульсов $q \rightarrow 0$, то, как и при отсутствии ВКС, тождественные частицы со спином $\frac{1}{2}$ оказываются неполяризованными при любой, не равной единице, исходной степени поляризации P , соответствующей большим значениям q . Если же $P = 1$ (т.е. частицы рождаются в одинаковых «чистых» спиновых состояниях), то при любых q векторы $\tilde{\mathbf{P}}^{(1)}$ и \mathbf{P} совпадают. При этом вклад s -волнового взаимодействия в корреляционную функцию, как ясно из (41), строго равен нулю, а в пределе при $q \rightarrow 0$ сама вероятность генерации рассматриваемой пары тождественных частиц стремится к нулю.

При больших значениях разности импульсов q функции $F(q)$ и $B_{\text{int}}(q)$ стремятся к нулю, спиновые корреляции, связанные с тождественностью и ВКС, исчезают, а векторы $\tilde{\mathbf{P}}^{(1)}$ и \mathbf{P} совпадают при любой начальной степени поляризации.

Приведенные выше соотношения, строго говоря, справедливы для нейтральных тождественных частиц (например, двух нейтронов), поскольку не учитывают кулоновского взаимодействия между заряженными частицами. Однако, если заряженные частицы рождаются на расстояниях, гораздо меньших боровского радиуса $a = \frac{2\hbar^2}{me^2}$, учет кулоновского взаимодействия сводится

лишь к умножению корреляционной функции (41) на так называемый «гамовский фактор» и к некоторому переопределению s -волнового взаимодействия $B_{\text{int}}(q)$ (см. [8]). Поэтому структура формул (43)—(45) для матриц плотности и вектора поляризации остается без изменений.

6. КОРРЕЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ

В связи с общим анализом интерференционных корреляций мы уже отмечали выше, что при $q \rightarrow 0$ система двух тождественных частиц со спином $\frac{1}{2}$ может находиться только в синглетном состоянии. Поэтому спины частиц в этом случае полностью скоррелированы, их проекции на любую ось противоположны по знаку*. Вместе с тем для каждой из частиц в отдельности поляризация отсутствует. При упругом рассеянии одной из таких частиц на каком-либо бесспиновом или неполяризованном ядре (например, на ядре ^{12}C) отбираются, как известно, состояния со спином, ориентированным параллельно или антипараллельно нормали \mathbf{n} к плоскости рассеяния; при этом вектор поляризации рассеянной частицы

$$\mathbf{P} = \alpha(E, \theta) \mathbf{n}, \quad (46)$$

где $\alpha(E, \theta)$ — так называемая «анализирующая способность», зависящая в общем случае как от энергии E , так и от величины угла рассеяния θ , $|\mathbf{n}| = 1$.

Наличие при $q \rightarrow 0$ жесткой спиновой корреляции между двумя частицами означает, что отбор с помощью какого-либо анализатора определенного спинового состояния одной из частиц приводит к жесткой фиксации спинового состояния второй частицы. Таким образом, если, например, один из неполяризованных протонов рассеивается и приобретает поляризацию \mathbf{P}_1 , то второй, нерассеянный протон, будет автоматически иметь поляризацию

$$\mathbf{P}_2 = -\mathbf{P}_1 = -\alpha(E, \theta) \mathbf{n}. \quad (47)$$

Следовательно, возникает возможность отбирать нерассеянные протоны с желаемой поляризацией, никак не влияя на них непосредственно. В принципе,

*После рассеяния протона на протоне (или нейтрона на нейтроне) при достаточно низкой энергии также возникает синглетное состояние. Связанная с этим спиновая корреляция была даже использована для проверки «неравенств Белла» [21,22]. При повышении энергии такая возможность исчезает, поскольку к s -волне добавляются волны с другими орбитальными моментами. Подчеркнем в этой связи, что спиновые корреляции, рассматриваемые в настоящей работе, не связаны с ограничением энергии: энергия протонов (или нейтронов) может быть любой, важна только малость величины их относительного импульса.

это может оказаться удобным методом получения пучка поляризованных протонов (или нейтронов) с регулируемой поляризацией.

Равенство (47) справедливо при $q \rightarrow 0$ независимо от начальных условий генерации частиц, оно соответствует чисто синглетному состоянию. При $q \neq 0$ соотношение между \mathbf{P}_2 и \mathbf{P}_1 изменяется, поскольку в этом случае кроме синглетного состояния генерируются также триплетные состояния. В рамках рассматриваемой нами модели одночастичных источников наиболее интересен обсуждавшийся выше пример одинаковых источников, испускающих независимо друг от друга неполяризованные частицы со спином $\frac{1}{2}$. Если не учитывать ВКС, то согласно формулам (32) и (33) двухчастичная матрица плотности имеет вид

$$\hat{\rho}^{(1,2)} = \frac{1}{4} \frac{\hat{I} \otimes \hat{I} - \frac{1}{2} (\hat{I} \otimes \hat{I} + \hat{\sigma} \otimes \hat{\sigma}) |F(q)|^2}{1 - \frac{1}{2} |F(q)|^2} \quad (48)$$

Проектируя матрицу плотности $\hat{\rho}^{(1,2)}$ на спиновое состояние первой (рассеянной) частицы с матрицей плотности

$$\hat{\rho}^{(1)} = \frac{1}{2} (I + \hat{\sigma} \mathbf{P}_1),$$

находим матрицу плотности второй (нерассеянной) частицы, удовлетворяющую нормировочному условию $\text{Sp} \hat{\rho}^{(2)} = 1$:

$$\hat{\rho}^{(2)} = 2 \text{Sp}_{(1)} (\rho^{(1)} \hat{\rho}^{(1,2)}) = \frac{1}{2} \left[\hat{I} - (\hat{\sigma} \mathbf{P}_1) \frac{|F(q)|^2}{2 - |F(q)|^2} \right] \quad (49)$$

В соответствии с этим равенство (47) заменяется на

$$\mathbf{P}_2 = -\mathbf{P}_1 \frac{|F(q)|^2}{2 - |F(q)|^2}, \quad (50)$$

где \mathbf{P}_1 по-прежнему определяется согласно (46). При $q \rightarrow 0$ величина $|F(q)|^2 \rightarrow 1$ и формула (50) переходит в (47); при достаточно больших q фактор $F(q) \rightarrow 0$, корреляция между спинами частиц исчезает и $\mathbf{P}_2 = 0$ независимо от \mathbf{P}_1 . Подчеркнем, что в соответствии с (50), при любых значениях q направления векторов \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 противоположны.

В разделе 5 обсуждалось влияние ВКС на спиновую структуру узких парных корреляций тождественных частиц; это влияние может быть весьма существенным для нуклонов. В соответствии с (41)—(43) двухчастичная матрица плотности двух неполяризованных тождественных нуклонов описывается формулой

$$\hat{\rho}^{(1,2)}(q) = \frac{1}{4} \frac{(1 + B_{\text{int}}(q)) \hat{I} \otimes \hat{I} - \frac{1}{2} (|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)) (\hat{I} \otimes \hat{I} + \hat{\sigma} \otimes \hat{\sigma})}{1 - \frac{1}{2} |F(q)|^2 + \frac{1}{2} B_{\text{int}}(q)} \quad (51)$$

Если один из нуклонов рассеивается и приобретает поляризацию, то в силу спиновой корреляции (ср. с (48)—(50)) вектор поляризации второго нуклона дается формулой

$$\mathbf{P}_2 = -\mathbf{P}_1 \frac{|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)}{2 - |F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)} \quad (52)$$

Для двух нуклонов функция $B_{\text{int}}(q)$ положительна, и векторы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 остаются антипараллельными и при учете ВКС. Подчеркнем, что при $q \rightarrow 0$ снова выполняется равенство (47), отвечающее чисто синглетному состоянию пары частиц. Этого и следовало ожидать, поскольку s -волновое взаимодействие проявляется только в синглетном состоянии и не может перевести пару тождественных частиц из синглетного состояния в триплетное*.

Известно, что при рассеянии поляризованной частицы со спином $\frac{1}{2}$ на неполяризованной мишени дифференциальное сечение рассеяния на угол θ имеет структуру

$$\sigma(E, \theta) = \sigma_0(E, \theta) [1 + \alpha(E, \theta) (\mathbf{Pn})], \quad (53)$$

где \mathbf{P} — вектор поляризации, \mathbf{n} — нормаль к плоскости рассеяния, $\alpha(E, \theta)$ — коэффициент азимутальной асимметрии, совпадающий с «анализирующей способностью» в выражении (46) для вектора поляризации после рассеяния неполяризованной частицы на неполяризованной мишени [23,24]. Легко видеть, что если отбираются события с рассеянием каждого из неполяризованных протонов (нейтронов) с близкими импульсами, то из-за корреляции спинов, в силу соотношений (47), (50), (52) и (53), возникает корреляция между направлениями нормалей к плоскостям рассеяния. При $q \neq 0$ с учетом ВКС распределение угла φ между нормальями \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 к плоскостям рассеяния дается формулой

$$W(\varphi) = 1 - \alpha(E_1, \theta_1) \alpha(E_2, \theta_2) \frac{|F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)}{2 - |F(q)|^2 + B_{\text{int}}(q)} \cos \varphi \quad (54)$$

*Если $B_{\text{int}}(q) < 0$ (при этом обязательно $B_{\text{int}}(q) > -1$, см. [8]), то при некоторых значениях $q \neq 0$, в принципе, возможна ситуация, когда векторы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 оказываются параллельными.

независимо от направления вылета частиц до рассеяния. В пределе при $q \rightarrow 0$, когда генерируется синглетное состояние пары тождественных нуклонов, имеем

$$W(\varphi) = 1 - \alpha(E_1, \theta_1) \alpha(E_2, \theta_2) \cos \varphi. \quad (55)$$

Что касается кулоновского взаимодействия между заряженными тождественными частицами, то оно может привести только к изменению полной вероятности процесса, но как уже отмечалось выше, практически не влияет на спиновые корреляции. Поэтому все формулы данного раздела верны как для пар нейтронов, так и для пар протонов.

Подчеркнем в заключение, что соотношения (47) и (55), относящиеся к предельному случаю при $q \rightarrow 0$, являются следствием полной корреляции спинов двух частиц в синглетном состоянии. То обстоятельство, что само синглетное состояние появилось в связи с интерференционными особенностями системы двух тождественных частиц, не имеет при этом принципиального значения. Сходные соотношения имеют место при любом механизме, приводящем к появлению достаточно четкой спиновой корреляции. В качестве одного из возможных примеров такого типа можно указать на периферическое расщепление дейтрона.

Известно, что эта реакция успешно используется для получения почти монохроматического пучка неполяризованных нейтронов высокой энергии [25]; если к тому же исходный пучок дейтронов поляризован, то нейтронный пучок также оказывается поляризованным [26]. Вместе с тем, в принципе, можно получить пучок поляризованных нейтронов и при исходном неполяризованном пучке дейтронов. Такая возможность связана с тем, что при расщеплении дейтрона с достаточно малой передачей импульса почти полностью сохраняется исходное состояние пары нейтрон-протон с суммарным спином $S = 1$, так что спины нейтрона и протона оказываются скоррелированными так же, как в неполяризованном дейтроне. Поэтому отбор с помощью рассеяния поляризованных протонов автоматически приводит к «конструированию» пучка нейтронов, поляризованных в том же направлении. Анализ показывает, что аналог формулы (47) имеет в этом случае вид (мы пренебрегаем вкладом D -волны, ср. с [27]):

$$P_2 = \frac{1}{3} P_1, \quad (56)$$

а формуле (55) соответствует выражение

$$W(\varphi) = 1 + \frac{1}{3} \alpha_1(E_1, \theta_1) \alpha_2(E_2, \theta_2) \cos \varphi. \quad (57)$$

В настоящей работе мы ограничились исследованием парных спиновых корреляций; аналогичный анализ спиновой структуры трехчастичных корреляций не вызывает принципиальных затруднений, однако ввиду громоздкости формул мы не будем их здесь приводить.

Данная работа выполнена при поддержке Международного научного фонда, грант № NKA000.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1971, т.13, с.1116.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1973, т.18, с.656.
3. Korylov G.I. — Phys. Lett., 1974, v.50B, p.472.
4. Подгорецкий М.И. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.628.
5. Lorstad B. — Int. J. Mod. Phys. A, 1989, v.4, p.268.
6. Boal D., Gelbke C.K., Jennigs B.K. — Rev. Mod. Phys., 1990, v.6, p.553.
7. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1979, т.30, с.789.
8. Ледниcki Р., Любошиц В.Л. — ЯФ, 1982, т.35, с.1316.
9. Препринт ОИЯИ Е2-81-453, Дубна, 1981.
10. Любошиц В.Л. — ЯФ, 1991, т.53, с.823.
11. Ледниcki Р., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1982, т.38, с.251.
12. Любошиц В.Л. — ЯФ, 1988, т.48, с.1501.
13. Балдин А.М. и др. — Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968, ч. II, § 50.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика, М.: Наука, 1983, § 62.
15. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. — Phys. Rev., 1935, v.47, p.477.
16. Липкин Г. — Квантовая механика, М.: Мир, 1977, гл.5.
17. Гриб А.А. — УФН, 1984, т.142, с.619.
18. Любошиц В.Л. — Сообщение ОИЯИ Р2-4631, Дубна, 1969.
19. Гельфер Я.М., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике, М.: Наука, 1975.
20. Дегтяренко П.В., Лексин Г.А., Ставинский А.В. — Препринт ИТЭФ-122, Москва, 1981.
21. Любошиц В.Л. — ЯФ, 1985, т.41, с.820.
22. Fox R. — Nuovo Cimento, 1971, v.2, p.565.
23. Laméhi-Rachte M., Mittig W. — Phys. Rev., 1976, v.D14, p.2543.
24. Wolfenstein L., Ashkin J. — Phys. Rev., 1952, v.85, p.947.
25. Биленький С.М., Лapidус Л.И., Рыдин Р.М. — УФН, 1964, т.84, с.243.
26. Гаспарян А.П. и др. — Сообщение ОИЯИ 1-9111, Дубна, 1976; ПТЭ, 1977, т.2, с.37.
27. Chernych et al. — In Proc. International Symposium «Dubna. Deuteron-93» Dubna, September 14—18, 1993; E2-94-95, Dubna, 1994, p.185.
28. Dorodnych Yu.L., Kolybasov V.M. — Phys. Lett., 1994, B333, p.283.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1995 года.