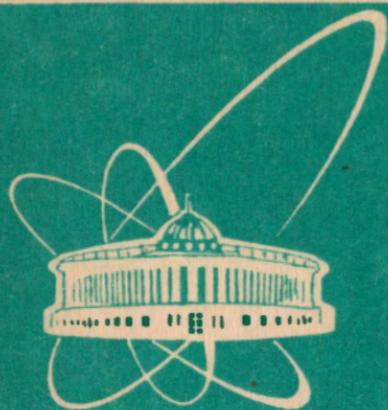


93-246



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-93-246

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
 γ -КВАНТОВ С БЛИЗКИМИ ИМПУЛЬСАМИ
В МОДЕЛИ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1993

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появился определенный интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию парных корреляций γ -квантов, возникающих при столкновениях ядер [1,2]. Если исключить роль радиоактивного γ -распада, то при не слишком высоких энергиях ядер, когда генерация π^0 -мезонов подавлена, основным источником γ -квантов является тормозное излучение. Предположим, что в результате столкновения ядер на первом этапе образуется компаунд-система, которая через некоторое время распадается на нуклоны и легкие ядра. Тогда из-за мгновенной остановки исходных ядер возникает т.н. "когерентное" тормозное излучение. На последующем этапе генерируется также "некогерентное" тормозное излучение, связанное с перерассеяниями отдельных нуклонов внутри компаунд-системы, происходящими в течение времени ее существования.

В настоящей работе приведены некоторые соображения, относящиеся в основном к излучению второго типа; в этом случае исследование $\gamma\gamma$ -корреляций позволяет получить информацию о геометрических размерах и времени жизни компаунд-системы. Обсуждаемый ниже подход кажется формально близким к использованному в работе [2], но вместе с тем отличается от последнего в ряде существенных, на наш взгляд, пунктов; оба подхода будут в дальнейшем сопоставлены.

Мы будем исходить из простой модели, в рамках которой внутри компаунд-системы нуклоны движутся независимо друг от друга и многократно рассеиваются в случайных точках. Поскольку в процессе перерассеяний нуклоны быстро теряют свою исходную энергию, можно считать, что их скорости малы по сравнению со скоростью света. В соответствии с этим в интересующей нас области энергий γ -кван-

тов ($E \sim 20 \pm 30$ МэВ) в каждом акте рассеяния чаще всего излучается не более одного фотона, причем речь идет о дипольном излучении (см. ниже раздел 5). В итоге мы приходим к картине независимых однофотонных излучателей с хаотическими направлениями дипольных моментов; их расположение в пространстве-времени задается соответствующими вероятностными распределениями. Эта модель во многом совпадает с той, которая часто используется при анализе корреляций тождественных пионов (см., например, обзоры [3], [4]).

2. Интерференционные $\gamma\gamma$ -корреляции в модели однофотонных дипольных источников

Пусть γ -квант с 4-импульсом $p = \{\omega, \vec{p}\}$ и вектором поляризации \vec{e} испускается в момент времени t электрическим диполем \vec{d} , находящимся в точке \vec{r} . Соответствующая амплитуда излучения, как известно, имеет структуру

$$A(p, \vec{e}) \sim (\vec{d} \cdot \vec{e}) e^{i p x} \quad (1)$$

Здесь $x = \{t, \vec{r}\}$, $p x = \omega t - \vec{p} \cdot \vec{r}$, \vec{e} - единичный вектор, перпендикулярный импульсу γ -кванта \vec{p} . В связи с поперечностью фотона из формулы (1) следует, как известно, отсутствие излучения в направлении дипольного момента \vec{d} .

Если два таких источника с дипольными моментами \vec{d}_α и \vec{d}_β расположены в пространственно-временных точках $x_\alpha = \{t_\alpha, \vec{r}_\alpha\}$ и $x_\beta = \{t_\beta, \vec{r}_\beta\}$; то амплитуда регистрации двух фотонов с 4-импульсами p_1 и p_2 и поляризациями \vec{e}_1 и \vec{e}_2 пропорциональна величине (см. [3,5])

$$A(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) = (\vec{d}_\alpha \cdot \vec{e}_1)(\vec{d}_\beta \cdot \vec{e}_2) e^{i(p_1 x_\alpha + p_2 x_\beta)} + (\vec{d}_\alpha \cdot \vec{e}_2)(\vec{d}_\beta \cdot \vec{e}_1) e^{i(p_2 x_\alpha + p_1 x_\beta)} \quad (2)$$

В формуле (2) первый член соответствует генерации в точке x_α фотона с 4-импульсом p_1 и поляризацией \vec{e}_1 , а в точке x_β фотона с 4-импульсом p_2 и поляризацией \vec{e}_2 ; второй член описывает

"перекрестный процесс", когда первый фотон генерируется в пространственно-временной точке x_1 , а второй фотон - в пространственно-временной точке x_2 . Для вероятности двухфотонного процесса получаем выражение

$$\begin{aligned}
 W(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) &= W_0 |A(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2)|^2 = \\
 &= W_0 \int \left((\vec{d}_\alpha \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_\beta \vec{e}_2)^2 + (\vec{d}_\alpha \vec{e}_2)^2 (\vec{d}_\beta \vec{e}_1)^2 + \right. \\
 &+ \left. 2 (\vec{d}_\alpha \vec{e}_1)(\vec{d}_\alpha \vec{e}_2)(\vec{d}_\beta \vec{e}_1)(\vec{d}_\beta \vec{e}_2) \cos((p_1 - p_2)(x_1 - x_2)) \right), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где W_0 - некоторая константа.

В формуле (3) член, пропорциональный косинусу, описывает интерференционные корреляции двух \mathcal{J} -квантов. Заметим, что если импульс одного из фотонов (например, \vec{p}_1) параллелен направлению одного из диполей (скажем, \vec{d}_β), то этот фотон может быть испущен только другим диполем \vec{d}_α , в то время как фотон с импульсом \vec{p}_2 испущен диполем \vec{d}_β . Следовательно, остается только одна амплитуда, "перекрестная" амплитуда отсутствует, из-за чего должны отсутствовать также и интерференционные корреляции. Соответственно, в формуле (3) остается только первый член $(\vec{d}_\alpha \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_\beta \vec{e}_2)^2$, поскольку $(\vec{d}_\beta \vec{e}_1) = 0$.

Будем считать, что векторы \vec{d}_α и \vec{d}_β являются случайными и независимыми, а для каждого из них все направления в пространстве равновероятны. Тогда применительно к нашей конкретной задаче выражение (3) следует усреднить по статистическому распределению векторов \vec{d}_α и \vec{d}_β . Легко видеть, что при изотропном распределении вектора \vec{d} в пространстве справедливо равенство

$$\langle (\vec{d} \vec{e}_1)(\vec{d} \vec{e}_2) \rangle = \frac{1}{3} \langle d^2 \rangle \cos \varphi, \quad (4)$$

где φ - угол между единичными векторами \vec{e}_1 и \vec{e}_2 .

С учетом (4) имеем

$$\begin{aligned} \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_\beta \vec{e}_2)^2 \rangle &= \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_1)^2 \rangle \cdot \langle (\vec{d}_\beta \vec{e}_2)^2 \rangle = \frac{1}{g} \langle d_\alpha^2 \rangle \langle d_\beta^2 \rangle, \\ \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_2)^2 (\vec{d}_\beta \vec{e}_1)^2 \rangle &= \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_2)^2 \rangle \cdot \langle (\vec{d}_\beta \vec{e}_1)^2 \rangle = \frac{1}{g} \langle d_\alpha^2 \rangle \cdot \langle d_\beta^2 \rangle, \\ \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_1) (\vec{d}_\alpha \vec{e}_2) (\vec{d}_\beta \vec{e}_1) (\vec{d}_\beta \vec{e}_2) \rangle &= \langle (\vec{d}_\alpha \vec{e}_1) (\vec{d}_\alpha \vec{e}_2) \rangle \cdot \langle (\vec{d}_\beta \vec{e}_1) (\vec{d}_\beta \vec{e}_2) \rangle = \\ &= \frac{1}{g} \langle d_\alpha^2 \rangle \cdot \langle d_\beta^2 \rangle \cos^2 \varphi, \end{aligned} \quad (5)$$

В результате получаем

$$W(\vec{p}_1, \vec{e}_1; \vec{p}_2, \vec{e}_2) = \frac{2}{g} W_0 \langle d_\alpha^2 \rangle \cdot \langle d_\beta^2 \rangle \left[1 + \cos^2 \varphi \cos((\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{x}_\alpha - \vec{x}_\beta)) \right]. \quad (6)$$

Если поляризации \mathcal{J} -квантов не регистрируются, следует дополнительно провести суммирование по всем возможным направлениям векторов \vec{e}_1 и \vec{e}_2 , которые удобнее всего фиксировать по отношению к плоскости, определяемой импульсами \vec{p}_1 и \vec{p}_2 . С учетом поперечности электромагнитных волн ($\vec{e}_1 \vec{p}_1 = \vec{e}_2 \vec{p}_2 = 0$) это дает четыре конечных конфигурации, поскольку каждый из векторов \vec{e}_1 и \vec{e}_2 может быть либо перпендикулярным к указанной плоскости (\vec{p}_1, \vec{p}_2), либо лежать в ней. Если \vec{e}_1 и \vec{e}_2 оба перпендикулярны к плоскости (\vec{p}_1, \vec{p}_2), то угол $\varphi = 0$ и $\cos^2 \varphi = 1$. Если один из векторов лежит в плоскости (\vec{p}_1, \vec{p}_2), а другой перпендикулярен к ней, то $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\cos^2 \varphi = 0$. Наконец, когда оба рассматриваемых вектора лежат в плоскости (\vec{p}_1, \vec{p}_2), то $\cos^2 \varphi = \cos^2 \theta$, где θ - угол между импульсами \mathcal{J} -квантов \vec{p}_1 и \vec{p}_2 . Складывая формулы (6), отвечающие каждому из четырех вариантов, находим

$$W(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{8}{g} W_0 \langle d_\alpha^2 \rangle \langle d_\beta^2 \rangle \left[1 + \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta) \cos((\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{x}_\alpha - \vec{x}_\beta)) \right]. \quad (7) 1)$$

1) Исходя из общей формулы (3), можно, конечно, изменить порядок следования усреднения по случайным векторам d_α и d_β и суммирования по конечным поляризациям \mathcal{J} -квантов. Легко убедиться в том, что это снова приводит к формуле (7) (см. приложение).

Формулу (7) следует еще просуммировать по всем парам источников; если число источников N , то число таких пар $\frac{1}{2}N(N-1)$ (2).

В дальнейшем будем для простоты считать, что распределение модулей дипольных моментов для всех источников одинаково ($\langle d_{\alpha}^2 \rangle = \langle d_{\beta}^2 \rangle = \langle d^2 \rangle$). Последний шаг состоит в усреднении выражения (7) по случайным положениям и моментам излучения источников. Если предположить, как это часто делается, что пространственно-временные координаты всех источников распределены независимо друг от друга по одному и тому же закону $W(x)$ (см., например, [5]), мы приходим к следующей формуле для корреляционной функции:

$$R_{12}(q) = \frac{1}{2}N(N-1)\langle W(p_1, p_2) \rangle / \frac{1}{2}N(N-1) \frac{8}{9}W_0 \langle d^2 \rangle =$$

$$= 1 + \frac{1}{4}(1 + \cos^2\theta)|F(q)|^2, \quad (8)$$

$$F(q) = \int W(x) e^{iqx} d^4x, \quad q = p_1 - p_2. \quad (9)$$

Заметим, что при изотропном распределении направлений дипольных моментов дипольные источники излучают неполяризованные фотоны. Таким образом, формула (8) описывает корреляции двух неполяризованных фотонов.

2) При $N > 2$ в принципе возможны трехфотонные корреляции и корреляции более высокой кратности. Предполагается, что их влиянием на двухфотонные корреляции можно пренебречь. Иными словами, рассматриваются только такие события, в которых из имеющихся фотонов близкими импульсами обладают только какие-то два (см. также [6]).

Если размеры области генерации γ -квантов велики по сравнению с длиной волны $\lambda = \frac{1}{|\vec{p}|}$, то фактор $\mathcal{F}(\varphi)$ отличается от нуля только при близких импульсах фотонов (при $|\vec{p}_1| \ll |\vec{p}_2|$). Тогда можно считать что угол θ близок к нулю, и корреляционная функция принимает вид [7]

$$R_{12}(\varphi) = 1 + \frac{1}{2} |\mathcal{F}(\varphi)|^2. \quad (10)$$

3. $\gamma\gamma$ -корреляции в модели с двухфотонным многоточечным источником

В упомянутой работе [2] вместо (8) получено более сложное выражение

$$R_{12} = 1 + \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta) (|\mathcal{F}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)|^2 + |\mathcal{F}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)|^2). \quad (11)^3$$

В экспериментах по измерению размеров R области генерации тождественных частиц (в рассматриваемом случае - фотонов) обычно интересуются информацией, связанной с относительно малыми значениями величины разности импульсов, когда

$$|\vec{p}_1 - \vec{p}_2| R \sim 1. \quad (12)$$

Во многих случаях $|\vec{p}_1 + \vec{p}_2| \gg |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$, и тогда при выполнении условия (12) дополнительный член в (11) исчезает ($|\mathcal{F}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)| \approx 0$). Тем не менее интересно обсудить причины и условия, приводящие к его появлению.

Как нам представляется, центральный пункт здесь состоит в переходе от модели нескольких независимых однофотонных источников, каждый из которых расположен в определенной точке, к модели одного многофотонного "многоточечного источника". В этом случае

3) Применительно к корреляциям тождественных пионов формулы типа (11) содержатся также в статьях [8,9].

амплитуда генерации фотона с 4-импульсом p и поляризацией \vec{e} записывается, в отличие от (1), в виде

$$A(p, \vec{e}) \sim \sum_{n=1}^N (\vec{d}_n \vec{e}) e^{i p x_n}, \quad (13)$$

где \vec{d}_n - дипольные моменты в фиксированных пространственно-временных точках x_n 4). Соответственно, амплитуда генерации двух фотонов с 4-импульсами p_1 и p_2 и поляризациями \vec{e}_1 и \vec{e}_2 пропорциональна

$$A(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) = \left(\sum_{n=1}^N (\vec{d}_n \vec{e}_1) e^{i p_1 x_n} \right) \left(\sum_{m=1}^N (\vec{d}_m \vec{e}_2) e^{i p_2 x_m} \right), \quad (14)^5)$$

а вероятность двухфотонного процесса

$$W(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) = W_0 \left(\sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^N (\vec{d}_n \vec{e}_1) (\vec{d}_k \vec{e}_1) e^{i p_1 (x_n - x_k)} \right) \times \left(\sum_{m=1}^N \sum_{l=1}^N (\vec{d}_m \vec{e}_2) (\vec{d}_l \vec{e}_2) e^{i p_2 (x_m - x_l)} \right), \quad (15)$$

где W_0 - константа, такая же, как в формуле (3).

После усреднения по модулям и направлениям дипольных моментов \vec{d}_n , \vec{d}_k , \vec{d}_m , \vec{d}_l , которые, как и в работе [2], предполагаются случайными, статистически независимыми векторами, имеющими изотропные распределения, в выражении (15) останутся только некоторые члены - остальные обратятся в нуль. При $n=k$ в первом множителе (15) имеется N слагаемых $(\vec{d}_n \vec{e}_1)^2$, второй множитель также содержит N аналогичных слагаемых при $m=l$, т.е.

4) Ниже мы обсудим, насколько такая модель соответствует реальной ситуации при ядерных столкновениях с энергией порядка нескольких десятков МэВ на нуклон.

5) Подчеркнем различие структур амплитуд (2) и (14). В отличие от автоматически симметричной по отношению к перестановке двух фотонов факторизованной амплитуды (14), симметризация амплитуды (2) достигается за счет включения двух слагаемых, из которых одно соответствует "прямому" процессу, а другое "перекрестному".

всего в выражении (15) появляется N^2 слагаемых типа $\langle (\vec{d}_n \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_m \vec{e}_2)^2 \rangle$, причем в N из них $n=m$, а в $N(N-1) - m \neq n$. После усреднения это приводит к комбинации

$$N \langle (\vec{d}_1 \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_1 \vec{e}_2)^2 \rangle + N(N-1) \langle (\vec{d}_1 \vec{e}_1)^2 \rangle \cdot \langle (\vec{d}_1 \vec{e}_2)^2 \rangle.$$

В первом множителе (15) содержится еще $\frac{1}{2} N(N-1)$ слагаемых, отвечающих значениям $n \neq k$ и состоящих из двух комплексно-сопряженных членов. После перемножения и усреднения отличными от нуля останутся только те члены, для которых $n=m$, $k=l$, т.е.

$$\frac{1}{2} N(N-1) \text{ слагаемых типа } \langle (\vec{d}_n \vec{e}_1)^2 \rangle \cdot \langle (\vec{d}_k \vec{e}_2)^2 \rangle (e^{i p_2 (x_n - x_k)} + e^{-i p_2 (x_n - x_k)}) (e^{i p_2 (x_n - x_k)} + e^{-i p_2 (x_n - x_k)})$$

Складывая все ненулевые слагаемые и предполагая также, что все точки x_n распределены в пространстве-времени одинаково, мы с учетом формул (5) и соотношения

$$\langle (\vec{d}_1 \vec{e}_1)^2 (\vec{d}_1 \vec{e}_2)^2 \rangle = \frac{1}{15} \langle (\vec{d}^2)^2 \rangle (1 + 2 \langle \vec{e}_1 \vec{e}_2 \rangle^2) \quad (16)$$

получаем

$$\langle W(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) \rangle = \frac{W_0}{45} \left\{ 3N (1 + 2 \cos^2 \eta) \langle (\vec{d}^2)^2 \rangle + 5N(N-1) \langle \vec{d}^2 \rangle^2 \left[1 + \cos^2 \eta \left(\langle \cos((p_1 - p_2)(x_1 - x_2)) \rangle + \langle \cos((p_1 + p_2)(x_1 - x_2)) \rangle \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

При условии независимости распределений x_1 и x_2

$$\begin{aligned} \langle \cos((p_1 - p_2)(x_1 - x_2)) \rangle &= |\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2, \\ \langle \cos((p_1 + p_2)(x_1 - x_2)) \rangle &= |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2, \end{aligned} \quad (9')$$

где функция \mathcal{F} определяется согласно (9). Теперь надо просуммировать формулу (17) по четырем возможным комбинациям поляризации двух \mathcal{F} -квантов, действуя так же, как при переходе от формулы (6) к формуле (7). Это дает

$$\begin{aligned} \langle W(p_2, p_2) \rangle &= \frac{W_0}{45} \left\{ (18 + 6 \cos^2 \theta) N \langle (\vec{d}^2)^2 \rangle + 20N(N-1) \langle \vec{d}^2 \rangle^2 + \right. \\ &\left. + 5N(N-1) (1 + \cos^2 \theta) \langle \vec{d}^2 \rangle^2 \left(|\mathcal{F}(p_2 - p_2)|^2 + |\mathcal{F}(p_2 + p_2)|^2 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

где θ - по-прежнему угол между направлениями вылета двух фотонов.

В соответствии с (18) корреляционная функция двух неполяризованных фотонов имеет вид

$$R_{12} = 1 + \lambda (|F(p_1 - p_2)|^2 + |F(p_1 + p_2)|^2), \quad (19)$$

где

$$\lambda = \frac{5(N-1)(1 + \cos^2 \theta) \langle d^2 \rangle^2}{20(N-1) \langle d^2 \rangle^2 + (18 + 6 \cos^2 \theta) \langle (d^2)^2 \rangle} \quad (20)$$

При $N \gg 1$ параметр

$$\lambda = \frac{1 + \cos^2 \theta}{4},$$

и выражение (19) переходит в (11). Однако при малых N возникает существенное отличие.⁶⁾ Легко видеть, что $\frac{d\lambda(N)}{dN}$, т.е.

λ уменьшается при уменьшении N . В частности, при $N = 2$ величина λ примерно вдвое меньше своего предельного значения.

4. Двухчастичный "многоточечный" источник и корреляции двух бесспиновых тождественных частиц

С методической точки зрения полезно рассмотреть следствия модели многочастичных "многоточечных" источников для корреляций двух бесспиновых тождественных частиц. В этом случае вместо

(14) и (15) следует написать

$$A(p_1, p_2) = \left(\sum_{n=1}^N a_n e^{i p_1 x_n} \right) \left(\sum_{m=1}^N d_m e^{i p_2 x_m} \right), \quad (21)$$

$$W(p_1, p_2) = \left(\sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^N a_n a_k^* e^{i(x_n - x_k) p_1} \right) \left(\sum_{m=1}^N \sum_{l=1}^N d_m d_l^* e^{i(x_m - x_l) p_2} \right). \quad (22)$$

Здесь a_n , d_m , a_k , d_l - независимые случайные коэффициенты, имеющие одинаковые вероятностные распределения с нуле-

6) В работе [2] суммирование было заменено интегрированием; тем самым фактически предполагалось, что $N \rightarrow \infty$.

выми средними значениями. Дальнейшее рассмотрение вполне аналогично тому, которое проводилось в разделе 3 для двух \mathcal{N} -квантов. После усреднения по случайным коэффициентам и по координатам и моментам испускания "многоточечного" источника мы приходим к формуле

$$W(p_1, p_2) = W_0 \left\{ N \langle |\alpha|^4 \rangle + N(N-1) \langle |\alpha|^2 \rangle^2 + N(N-1) \langle |\alpha|^2 \rangle^2 |\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2 + N(N-1) \langle \alpha^2 \rangle \langle \alpha^{*2} \rangle |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2 \right\}. \quad (23)$$

Окончательный результат зависит от конкретных свойств случайных коэффициентов α_n и числа слагаемых N в амплитуде излучения. Рассмотрим в этой связи два крайних варианта. В первом из них предполагается, что $\alpha_n = |\alpha| e^{i\delta_n}$, где δ_n - случайная фаза, равномерно распределенная в интервале $(0, 2\pi)$; во втором варианте, который фактически был использован ранее, в разделе 3, речь идет о действительных случайных величинах с симметричным относительно нуля распределением ($\langle \alpha_n \rangle = 0$, $\alpha_n^2 = |\alpha|^2$). В первом случае $\langle \alpha^2 \rangle = \langle \alpha^{*2} \rangle = 0$, и член, пропорциональный $|\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2$, в формуле (23) исчезает. При этом двухчастичная корреляционная функция будет иметь вид

$$R_{12} = 1 + \lambda |\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2, \quad \lambda = 1 - \frac{1}{N}. \quad (24)$$

При $N \gg 1$ формула (24) совпадает с выражением, которое обычно используется при анализе парных корреляций тождественных пионов⁷⁾

Во втором варианте $\langle \alpha^2 \rangle = \langle \alpha^{*2} \rangle = \langle |\alpha|^2 \rangle$ член, пропорциональный $|\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2$, не выпадает, и корреляционная функция может быть представлена в виде

$$R_{12} = 1 + \lambda \left(|\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2 + |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2 \right), \quad (25)$$

7) Указанное совпадение конечных результатов можно считать в некотором смысле случайным, поскольку его не было бы при нефлуктуирующих коэффициентах α_n (в этой связи см. также [10]).

где

$$\lambda = \frac{(N-1) \langle \alpha^2 \rangle^2}{(N-1) \langle \alpha^2 \rangle^2 + \langle \alpha^4 \rangle} \quad (26)$$

В пределе $N \rightarrow \infty$ коэффициент $\lambda \rightarrow 1$, и формула (25) согласуется с соотношениями, содержащимися в работах [8,9].

5. JJ -корреляции при столкновениях ядер. Тормозное излучение и модель дипольных источников

Модель, использованная в [2] и, соответственно, в разделе 2 настоящей работы, частично отвечает процессу генерации двух тормозных J -квантов при многократном рассеянии протона внутри компунд-системы, образовавшейся в результате столкновения ядер. Если энергии J -квантов малы по сравнению с кинетической энергией протона, можно пользоваться полуклассической теорией тормозного излучения, считая, что протоны движутся по изломанной траектории, изменяющей свое направление в точках последовательных переполножений. В нерелятивистском приближении вклад квадрупольного излучения мал, и основную роль играет дипольное излучение, сопровождающее рассеяние протонов на нейтронах [2]. Можно показать (см., например, [11]), что амплитуда излучения одного фотона с 4-импульсом p и поляризацией \vec{e} будет в этом случае пропорциональна выражению

$$A(p, \vec{e}) = \sum_{n=1}^N ((\vec{v}_n^{(1)} - \vec{v}_n^{(2)}) \cdot \vec{e}) e^{i p x_n}, \quad (27)$$

где $p x_n = \omega t_n - \vec{p} \vec{r}_n$, \vec{r}_n - координаты точек рассеяния протона на нейтронах, t_n - соответствующие моменты времени, $\vec{v}_n^{(1)}$ и $\vec{v}_n^{(2)}$ - скорости до и после n -го рассеяния. В формуле (27) учитываются только рассеяния протона на нейтронах; если за каким-то одним таким рассеянием сразу же следует другое (т.е. между ними нет рассеяния на протоне), то $\vec{v}_n^{(2)} = \vec{v}_{n+1}^{(1)}$,

т.е. конечная скорость после n -го рассеяния, совпадают с начальной скоростью для $(n+1)$ -го рассеяния.

Ясно, что с точностью до постоянного множителя разностям скоростей $\Delta \vec{V}_n = \vec{V}_n^{(1)} - \vec{V}_n^{(2)}$ можно придать смысл дипольных моментов, входящих в формулу (13), и обсуждаемая изломанная траектория может рассматриваться как "многоточечный" источник. Если скорости \vec{V}_n считать независимыми и распределенными изотропно, то и разности $\Delta \vec{V}_n$ также распределены изотропно. Но для полного совпадения со схемой, использованной в разделе 3, требуется еще независимость дипольных моментов, которая на самом деле отсутствует для "соседних" актов рассеяния на нейтронах, не разделенных промежуточными рассеяниями на протонах. Этим затруднением можно пренебречь только при очень большом числе перерассеяний ($N \gg 1$).⁸⁾ При указанных предположениях двухфотонные корреляции действительно описываются выражением (11), если фотоны генерируются только одной протонной траекторией.

Однако при столкновении двух ядер в общем случае внутри компаунд-системы образуется несколько независимых "многоточечных" траекторий протонов, каждая из которых способна генерировать

γ -кванты, причем число таких траекторий M может быть довольно большим, - особенно в случае тяжелых ядер. Поэтому два

8) Если $\vec{V}_n^{(1)} = \vec{V}_n^{(2)}$, то при $\langle \Delta \vec{V}_n \rangle = \langle \Delta \vec{V}_{n+1} \rangle = 0$ и $\langle \vec{V}_n^2 \rangle = \langle \vec{V}_{n+1}^2 \rangle = V^2$ величина $\langle \Delta \vec{V}_n \Delta \vec{V}_{n+1} \rangle - \langle \Delta \vec{V}_n \rangle \cdot \langle \Delta \vec{V}_{n+1} \rangle = -\vec{V}^2 \neq 0$. При расчете двухфотонной корреляционной функции это приводит к поправкам, относительный вклад которых $\sim 1/N$. Заметим еще, что формула (27) соответствует случаю, когда до первой точки рассеяния и после последней точки протон движется по бесконечным полупрямым. Это условие, вообще говоря, не выполняется, но соответствующие поправки также порядка $1/N$.

γ - кванта не обязательно испускаются одной и той же траекторией, они могут быть связаны с двумя разными траекториями, и следует сопоставить $\gamma\gamma$ -корреляции в этих двух различных случаях. Обозначим ν вероятность генерации одного γ -кванта в интересующей нас области энергий при движении протона по фиксированной траектории. Тогда в силу факторизации низкоэнергетического тормозного излучения вероятность генерации двух γ -квантов при движении по этой же траектории близка к ν^2 . Так как величина ν мала ($\nu \ll 1$), полная вероятность того, что два γ -кванта генерируются при движении по какой-то одной траектории, равна $M\nu^2$, а вероятность генерации двух γ -квантов двумя разными траекториями есть $\frac{1}{2}M(M-1)\nu^2$. При этом в каждом ядерном столкновении может фактически осуществляться какой-то один из этих двух вариантов, поскольку вероятностью генерации трех и более γ -квантов при $\nu \ll 1$ можно пренебречь.

Рассмотрим две такие M -точечные траектории, генерирующие только по одному γ -кванту. Если для простоты не обращать внимания на поляризационную структуру излучения, не играющую роли в дальнейшем сопоставлении (т.е. считать фотон бесспиновым), то амплитуда генерации двух γ -квантов, в отличие от (21), будет пропорциональна величине

$$A(p_1, p_2) = \left(\sum_{n=1}^N \alpha_n e^{i p_1 x_n} \right) \left(\sum_{m=1}^N \beta_m e^{i p_2 x_m} \right) + \left(\sum_{n=1}^N \alpha_n e^{i p_2 x_n} \right) \left(\sum_{m=1}^N \beta_m e^{i p_1 x_m} \right), \quad (28)$$

где точки x_n и x_m относятся к разным траекториям, и поэтому случайные величины α_n и β_m независимы даже при $n=m$. Предположим также, что, как и раньше, все средние значения $\langle \alpha_n \rangle = \langle \beta_m \rangle = 0$. Тогда при вычислении вероятности генерации двух фотонов следует иметь в виду, что при $n=K$ все комбинации

$\langle a_n a_k^* \rangle$ равны нулю. Таким образом.

$$\left\langle \left| \sum_{n=1}^N a_n e^{i p_1 x_n} \right| \left| \sum_{m=1}^N b_m e^{i p_2 x_m} \right|^2 \right\rangle = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_n|^2 \rangle \cdot \langle |b_m|^2 \rangle,$$

$$\left\langle \left| \sum_{n=1}^N a_n e^{i p_2 x_n} \right| \left| \sum_{m=1}^N b_m e^{i p_1 x_m} \right|^2 \right\rangle = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_n|^2 \rangle \cdot \langle |b_m|^2 \rangle.$$

В интерференционном члене

$$2 \operatorname{Re} \left\langle \left(\sum_{n=1}^N a_n e^{i p_1 x_n} \right) \left(\sum_{k=1}^N a_k^* e^{-i p_2 x_k} \right) \left(\sum_{m=1}^N b_m e^{i p_2 x_m} \right) \left(\sum_{\ell=1}^N b_\ell^* e^{-i p_1 x_\ell} \right) \right\rangle$$

усреднение по парам индексов (n, k) и (m, ℓ) должно проводиться независимо, т.е. он представляется в виде

$$2 \operatorname{Re} \left\langle \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^N a_n a_k^* e^{i p_1 x_n} e^{-i p_2 x_k} \right\rangle \cdot \left\langle \sum_{m=1}^N \sum_{\ell=1}^N b_m b_\ell^* e^{i p_2 x_m} e^{-i p_1 x_\ell} \right\rangle.$$

В каждой из двойных сумм остаются только "диагональные" слагаемые, соответствующие $n = k$ и $m = \ell$; поэтому интерференционный член равен

$$2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_n|^2 \rangle \langle |b_m|^2 \rangle \cos((p_1 - p_2)(x_n - x_m)).$$

В итоге имеем

$$\langle |A(p_1, p_2)|^2 \rangle = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_n|^2 \rangle \cdot \langle |b_m|^2 \rangle \left[1 + \langle \cos((p_1 - p_2)(x_n - x_m)) \rangle \right] \quad (29)$$

Иными словами, каждые две пространственно-временные точки x_n и x_m , отвечающие изломам двух траекторий, ведут себя как пара независимых одночастичных источников.

Полагая $\langle |a_n|^2 \rangle = \langle |b_m|^2 \rangle = \alpha^2$ и усредняя по распределениям точек x_n и x_m , которые, как и выше, считаются одинаковыми и независимыми, получаем:

$$\langle |A(p_1, p_2)|^2 \rangle = 2N^2 \alpha^4 \left(1 + |F(p_1 - p_2)|^2 \right) \quad (30)$$

(см. определения (9) и (9')). Сопоставим теперь формулу (30) с соответствующим выражением для вероятности излучения двух фотонов в случае одной изломанной траектории с числом звеньев N . Поскольку мы сейчас не учитываем векторной природы электромагнитного поля, воспользуемся формулой (23), описывающей генерацию двух тождественных бесспиновых частиц. Считая, что $N \gg 1$

(по-видимому, именно при этом условии можно говорить о "хаотизации" применительно к одной траектории), находим

$$\langle |A(p_1, p_2)|^2 \rangle = N^2 \alpha^4 \left(1 + |\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2 + |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2 \right). \quad (31)$$

В соответствии с ранее сказанным, формулу (30) надо взять с весом $\frac{1}{2}M(M-1)v^2$, а формулу (31) - с весом M/v^2 . Это приводит к следующему выражению для корреляционной функции

$$R_{12} = 1 + |\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2 + \frac{1}{M} |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2. \quad (32)$$

Аналогичное рассмотрение с учетом поперечности поляризации реальных γ -квантов показывает, что при $N \rightarrow \infty$ корреляционная функция двух неполяризованных фотонов будет иметь вид

$$R_{12} = 1 + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \left(|\mathcal{F}(p_1 - p_2)|^2 + \frac{1}{M} |\mathcal{F}(p_1 + p_2)|^2 \right). \quad (33)$$

Подчеркнем, что при столкновении ядер величина M во всяком случае сопоставима с числом нуклонов в более легком ядре. Поэтому относительный вклад члена, зависящего от суммы импульсов двух γ -квантов, оказывается сильно подавленным. Это подавление усиливается еще больше, если число изломов N невелико (см. замечания после формулы (20)).

В этой связи следует еще иметь в виду, что тормозное излучение, возникающее при последовательных перерассеяниях, рассматривалось выше в очень идеализированных условиях, которые вряд ли выполняются реально. В частности, предположение об одинаковом статистическом распределении модулей и ориентаций всех диполей может резко нарушаться. Действительно, сравнительно небольшая исходная энергия сталкивающихся нуклонов при излучении γ -кванта заметно уменьшается. В работе [1] исходная энергия составляла 44 МэВ на нуклон, в то время как γ -кванты отбирались с энергией $E_\gamma > 25$ МэВ. Сильное понижение этого порога нежелательно, поскольку сама возможность измерения размеров области

генерации R предполагает выполнение условия $|\vec{P}|/R \gg 1$. В соответствии с формулой (27) это приводит к усилению роли первого акта рассеяния и подавлению вклада последующих перерассеяний.

Можно поэтому думать, что в каждой из рассматриваемых изломанных траекторий за генерацию γ -квантов эффективно отвечает только пара первых актов рассеяния или даже только один первый акт.⁹⁾

В последнем случае корреляционная функция вообще не содержит интерференционного члена, зависящего от суммы 4-импульсов, — даже с учетом вклада двойного тормозного излучения при однократном рассеянии.

Из сказанного выше следует, что в случае хаотических диполей, когда генерируются неполяризованные фотоны, реальной ситуации, по-видимому, отвечает формула (2); если же направления диполей распределены неизотропно (фотоны рождаются поляризованными), нужно пользоваться более общим выражением (3), просуммированным по конечным поляризациям (см. приложение). В частности, если независимые диполи перпендикулярны оси реакции, а их направления в поперечной плоскости распределены равномерно, то соответствующее усреднение формулы (П.2) приложения приводит к корреляционной функции

$$R_{12} = 1 + \lambda |\mathcal{F}(\varphi)|^2,$$

где

$$\lambda = \frac{2 - \sin^2 \beta_1 - \sin^2 \beta_2 + \sin^2 \beta_1 \sin^2 \beta_2 \cos^2 \varphi}{(2 - \sin^2 \beta_1)(2 - \sin^2 \beta_2)}, \quad (34)$$

9) Это утверждение не относится к тормозным γ -квантам с энергией порядка нескольких МэВ, которые могут излучаться термализованными нуклонами. В этом случае все последовательные акты многократного рассеяния примерно одинаково эффективны.

Здесь β_1 и β_2 - угол вылета первого и второго фотона по отношению к оси реакции, ψ - угол между двумя плоскостями, проходящими через ось реакции и импульсы фотонов. Далее можно отказаться и от других использованных выше предположений: векторы \vec{d}_n не обязаны быть независимыми, а их средние значения могут отличаться от нуля. В случае дипольного характера излучения можно также отступить от требования малости энергии γ -квантов.

Нарушение дипольного механизма излучения также не приводит к принципиальным изменениям: меняется только коэффициент перед интерференционным членом в соотношениях (7) и (8). Можно показать, что, например, при квадрупольном излучении неполяризованных γ -квантов парные корреляции даются формулой (ср. с выражением (8))

$$R_{12}(\varphi) = 1 + \frac{1}{4} (4\cos^4\theta - 3\cos^2\theta + 1) |\mathcal{F}(\varphi)|^2, \quad (35)$$

где по-прежнему $\varphi = \beta_1 - \beta_2$, а θ - угол между импульсами фотонов¹⁰⁾

6. Роль "когерентного" тормозного излучения ядер

Кроме некогерентного излучения, связанного с процессами, протекающими внутри компаунд-системы, существует, как уже упоминалось ранее, т.н. "когерентное" тормозное излучение, возникающее в результате внезапной остановки исходных ядер.

10) В случае электрического или магнитного 2^L -польного излучения неполяризованных фотонов имеем

$$R_{12}(\varphi) = 1 + \lambda |\mathcal{F}(\varphi)|^2,$$

где

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[(d_{11}^{(L)}(\theta))^2 + (d_{1-1}^{(L)}(\theta))^2 \right], \quad (35a)$$

$d_{mm}^{(L)}(\theta)$ - элементы матрицы конечных вращений (явный вид d -функций приведен, например, в [12]). Если $\theta = 0$, то при любой мультипольности параметр $\lambda = \frac{1}{2}$ и справедлив результат (10).

В рамках рассматриваемой модели будем считать, что когерентное излучение сталкивающихся нерелятивистских ядер является электрическим дипольным излучением и его амплитуда задается формулой (1), в которой эффективный дипольный момент \vec{D} ориентирован вдоль направления оси реакции. Наличие этого дополнительного излучения приводит, конечно, к усложнению структуры двухфотонных корреляций. Формула типа (7) должна быть дополнена членами, соответствующими интенсивности этого излучения и его интерференции с излучением компаунд-системы (см. формулу (П.5) приложения). В результате для вероятности излучения двух фотонов, просуммированной по всем парам дипольных источников, получаем выражение

$$\begin{aligned} \frac{W^{(sum)}}{W_0} = & \frac{4}{9} N(N-1) \langle \vec{d}^2 \rangle^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta) |\mathcal{F}(\varphi)|^2 \right\} + \\ & + (\vec{D}^2)^2 \sin^2 \beta_1 \sin^2 \beta_2 + \frac{2}{3} N \vec{D}^2 \langle \vec{d}^2 \rangle \left\{ \sin^2 \beta_1 + \sin^2 \beta_2 + \right. \\ & \left. + [1 - \cos^2 \beta_1 - \cos^2 \beta_2 + \cos \beta_1 \cos \beta_2 \cos \theta] \operatorname{Re} \mathcal{F}(\varphi) \right\}. \end{aligned} \quad (36)$$

Здесь β_1 и β_2 - углы между осью реакции и импульсами γ -квантов, функция $\mathcal{F}(\varphi)$, как и прежде, определяется пространственно-временным распределением хаотических дипольных источников внутри компаунд-системы (см. формулу (9)).

Ситуация может быть сильно упрощена, если воспользоваться специфическими особенностями когерентного излучения, а именно - его отсутствием в направлении оси реакции.¹¹⁾ В частности, для событий, в которых оба γ -кванта летят "вперед", вклад когерентного излучения полностью исчезает.

11) В этом направлении нет γ -квантов и при столкновении релятивистских ядер, когда когерентное излучение уже нельзя считать чисто дипольным.

Такая конфигурация не всегда удобна, так как не позволяет измерять поперечные размеры компаунд-системы. Эта задача становится выполнимой, если отбирать события, в которых только один γ -квант вылетает в направлении оси реакции. Поскольку он не может возникнуть за счет когерентного излучения, это, как уже отмечалось при обсуждении формулы (3), приводит к исчезновению интерференционных корреляций для двух фотонов, связанных с разными типами излучения - когерентным и некогерентным.¹²⁾ В этом случае $\sin^2 \beta_2 = 0$, $\cos^2 \beta_2 = 1$, $\cos \theta = \cos \beta_2$, и в формуле (36) остается только один простой дополнительный член.

$$\frac{2}{3} \cdot N \cdot \vec{D}^2 \langle d^2 \rangle \sin^2 \beta_2,$$

вклад которого можно оценить и выделить.

В принципе возможны эксперименты с отбором γ -квантов, имеющих определенные поляризации. В этом случае можно воспользоваться тем, что за счет когерентного излучения генерируются γ -кванты, поляризованные в плоскости, определяемой их импульсом и осью реакции. Следовательно, отбирая фотоны, поляризованные перпендикулярно к этим плоскостям, можно освободиться от влияния когерентного излучения.

В заключение - несколько уточняющих замечаний, касающихся величины дипольного момента \vec{D} . В системе центра инерции исходных ядер они двинутся навстречу друг другу, что может привести к существенному ослаблению когерентного излучения. При лобовом столкновении ядер с атомными весами и зарядами (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) эффективный дипольный момент имеет структуру

$$\vec{D} = \alpha \frac{Z_1 A_2 - Z_2 A_1}{A_1 + A_2} \vec{V}, \quad (37)$$

где \vec{V} - относительная скорость сталкивающихся ядер, а коэф-

12) Это верно безотносительно к предположению об изотропном распределении направлений диполей внутри компаунд-системы.

коэффициент пропорциональности χ совпадает с коэффициентом, связывающим дипольные моменты $d_{\vec{n}}$ в формуле (13) с соответствующими разностями скоростей в формуле (27). Из выражения (37) следует, в частности, что при столкновении ядер с одинаковым отношением Z/A когерентное излучение вообще отсутствует. Мы здесь предположили, что каждое из сталкивающихся ядер "мгновенно останавливается" как единое целое. На самом деле может оказаться, что "останавливаются" только какие-то части ядер, в то время как другие их части продолжают двигаться практически в прежнем направлении, образуя т.н. фрагменты-спектаторы. В этом случае формула (37) содержит атомные веса и заряды "останавливающихся" частей сталкивающихся ядер.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного выше анализа следует, что формулы типа (11) мало пригодны для описания парных корреляций тормозных γ -квантов, генерируемых ядерными компаунд-системами. Представления о независимых одночастичных источниках и вытекающие из них формулы, содержащие формфактор, зависящий только от разности импульсов γ -квантов, кажутся нам более отвечающими сути дела. Вместе с тем следует иметь в виду, что формула (8) справедлива при предположении об изотропном распределении дипольных источников, и фактическое выполнение этого условия должно быть специально обосновано. Если оно выполнено, γ -кванты должны быть неполяризованными, а их угловое распределение - изотропным.

В противном случае следует пользоваться приведенной в приложении формулой (П.7), в которой величина λ зависит от кинематических характеристик отбираемых событий.

Мы глубоко благодарны Б.Эразмус за информацию о результатах работы [1].

ПРИЛОЖЕНИЕ

Будем считать дипольные моменты \vec{d}_α и \vec{d}_β фиксированными и просуммируем выражение (3) по конечным поляризациям двух γ -квантов. Воспользуемся полезной формулой для суммы по поперечным ортам:

$$\sum_{\vec{e}} (\vec{A}\vec{e})(\vec{B}\vec{e}) = \vec{A}\vec{B} - (\vec{A}\vec{n})(\vec{B}\vec{n}). \quad (\text{П.1})$$

Здесь \vec{A} и \vec{B} - произвольные векторы, \vec{n} - единичный вектор в направлении импульса фотона. С учетом (П.1) находим

$$\begin{aligned} \sum_{\vec{e}_1, \vec{e}_2} W(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) = W_0 \{ & [d_\alpha^2 - (d_\alpha \vec{n}_1)^2] [d_\beta^2 - (d_\beta \vec{n}_2)^2] + \\ & + [d_\alpha^2 - (d_\alpha \vec{n}_2)^2] [d_\beta^2 - (d_\beta \vec{n}_1)^2] + \\ & + 2 [d_\alpha d_\beta - (d_\alpha \vec{n}_1)(d_\beta \vec{n}_2)] [d_\alpha d_\beta - (d_\alpha \vec{n}_2)(d_\beta \vec{n}_1)] \cos((p_1 - p_2)(x_\alpha - x_\beta)] \}. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Здесь \vec{n}_1 и \vec{n}_2 - единичные векторы вдоль импульсов первого и второго фотона соответственно.

Если выражение (П.2) усреднить по независимым и изотропным распределениям дипольных моментов, то с учетом соотношения

$$\langle (\vec{A}\vec{d})(\vec{B}\vec{d}) \rangle = \frac{1}{3} \langle d^2 \rangle (\vec{A}\vec{B}) \quad (\text{П.3})$$

мы снова получим формулу (7):

$$\langle \sum_{\vec{e}_1, \vec{e}_2} W(p_1, \vec{e}_1; p_2, \vec{e}_2) \rangle = \frac{8}{9} W_0 \langle d_\alpha^2 \rangle \langle d_\beta^2 \rangle \left\{ 1 + \frac{1}{4} (1 + (\vec{n}_1 \vec{n}_2)^2) \cos((p_1 - p_2)(x_\alpha - x_\beta)) \right\} \quad (\text{П.4})$$

Предположим теперь, что все направления дипольного момента \vec{d}_e равновероятны, а дипольный момент \vec{d}_α фиксирован. Усреднение (П.2) по \vec{d}_e с учетом (П.3) дает

$$\left\langle \sum_{\vec{e}_1, \vec{e}_2} W(\vec{p}_1, \vec{e}_1; \vec{p}_2, \vec{e}_2) = \frac{2}{3} W_0 d_\alpha^2 \langle d_e^2 \rangle \left\{ 2 - (\vec{e}_1 \vec{n}_2)^2 - (\vec{e}_2 \vec{n}_2)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. + [1 - (\vec{p}_1 \vec{n}_2)^2 - (\vec{e}_1 \vec{n}_2)^2 + (\vec{e}_1 \vec{n}_2)(\vec{e}_2 \vec{n}_2)(\vec{n}_2 \vec{n}_2)] \cos((\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{x}_\alpha - \vec{x}_e)) \right\}, \quad (\text{П.5})$$

где \vec{e} - единичный вектор в направлении дипольного момента \vec{d}_α . Если же дипольные моменты фиксированы и одинаковы ($\vec{d}_\alpha = \vec{d}_e = \vec{d}$), то согласно (П.2)

$$\sum_{\vec{e}_1, \vec{e}_2} W(\vec{p}_1, \vec{e}_1; \vec{p}_2, \vec{e}_2) = 2 W_0 [d^2 - (d \vec{n}_1)^2] [d^2 - (d \vec{n}_2)^2] [1 + \cos((\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{x}_\alpha - \vec{x}_e))]. \quad (\text{П.5})$$

В этом случае корреляционная функция имеет такой же вид, как и для тождественных пионов

$$R_{12}(q) = 1 + |\mathcal{F}(q)|^2, \quad q = p_1 - p_2, \quad (\text{П.6})$$

Заметим, что в соответствии с формулами (3) и (5) такой же результат справедлив и для произвольных дипольных моментов, если только детекторы отбирают два γ -кванта с одинаковыми векторами поляризации ($\vec{e}_1 = \vec{e}_2$), перпендикулярными плоскости (\vec{p}_1, \vec{p}_2). С другой стороны, если \vec{d}_α и \vec{d}_e перпендикулярны друг другу, а импульсы γ -квантов перпендикулярны плоскости ($\vec{d}_\alpha, \vec{d}_e$), то интерференционный член равен нулю. Таким образом, в обсуждаемой модели однофотонных дипольных источников парные корреляции имеют общую структуру

$$R_{12}(q) = 1 + \lambda |\mathcal{F}(q)|^2 \quad (\text{П.7})$$

с коэффициентом λ в интервале (0,1). В общем случае величина зависит как от ориентации дипольных моментов внутри компунд-системы, так и от направления и поляризации регистрируемых

γ -квантов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ostendorf R. et al. Nouvelles du Ganil, 1991, № 38, p.4 .
2. Neuhauser D. Phys.Lett., 1986, v. 132, p. 289.
3. Подгорецкий М.И. ЭЧАЯ. 1989, т. 20, с.623 .
4. Lögrsted B. J.Mod.Phys. 1989, v.А4, p. 2861.
5. Любошиц В.Л. ЯФ, 1991, т.53, с. 823 .
6. Ледниcki P., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1983, т.38, с.251.
7. Ледниcki P., Любошиц В.Л. ЯФ, 1982, т. 35, с.1316 .
8. Gyulassy M., Kaufman S.K., Wilson L.W. Phys.Rev., 1979, v. C20, p.2267.
9. Andreev I.V., Pioner M., Wehrer R.M. Phys. Rev.Lett., 1991, v.67, p.3475.
10. Singukov Yu.M., Tolstykh A.Yu. Preprint ITP-92-5E, Kiev, 1992 .
11. Бонч-Осмоловский А.Г., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. Сообщения ОИЯИ Р2-83-157, Дубна, 1983 .
12. Болдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций, ч.П, § 58, М.; Атомиздат, 1968 .

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1993 года.