объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-92-154

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

В последнее время значительно усилился интерес к исследованию механизмов генерации γ-квантов в процессах сильного взаимодействия. В физике высоких энергий широко обсуждается вопрос о так называемых «прямых» фотонах, не связанных с распадом π°-мезонов или других промежуточных частиц, по-видимому, впервые поставленный еще в работе [1] в рамках термодинамических представлений; впоследствии развитый в [1] подход был увязан с проблемой возможного существования кварк-глюонной плазмы. В более традиционной ядерной физике речь идет о тормозных γ-квантах, возникающих за счет перерассеяния нуклонов внутри сложных промежуточных систем, образующихся при ядро-ядерных и адрон-ядерных столкновениях.

В этой связи рассматриваются также возможности изучения парных корреляций γ-квантов с близкими импульсами (аналогичных корреляциям тождественных пионов, о которых см., например, обзоры [2,3]) с целью получения информации о пространственно-временной картине процесса, — в частности, о размерах и длительности существования промежуточных систем [4,5]. С другой стороны, известно, что время жизни компаунд-ядер можно определить, измеряя энергетический спектр тормозного излучения безотносительно к двухфотонным корреляциям [6,7]. Поэтому представляется целесообразным совместный анализ этих двух связанных между собой подходов. В настоящей работе мы исследуем наиболее простой случай тормозного излучения при упругом рассеянии.

1. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССА РАССЕЯНИЯ

В работах [6,7] были проанализированы характерные особенности тормозного излучения, возникающего при упругом рассеянии, идущем через промежуточное компаунд-ядро. Излучение считалось достаточно мягким, т.е. предполагалось выполненным условие

$$\varepsilon = \hbar\omega << E, \tag{1}$$

где E — кинетическая энергия сталкивающихся частиц, ε — энергия γ-кванта. Было показано, что обычный вид спектра тормозного излучения изменяется при частотах $\omega \gtrsim 1/\tau$, где τ — время жизни компаунд-системы.

Исходная идея была затем развита в последующих публикациях [8,9] — в частности, применительно к интересному случаю рассеяния на нулевой угол.

Предположим сначала, что помимо (1) выполнены также дополнительные условия

$$\omega\tau << 1, \quad \frac{\omega r}{c} << 1. \tag{2}$$

Здесь τ — характерная длительность процесса рассеяния, r — характерный размер области взаимодействия сталкивающихся частиц. Тогда эффективное сечение тормозного излучения фотона с энергией ε при рассеянии на угол θ дается выражением

$$\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon} = \frac{|f(E,\theta)|^2}{4\pi^2\hbar c} \left| [(\vec{A} - \vec{B}), \vec{n}] \right|^2, \tag{3}$$

в котором $f(E,\theta)$ — амплитуда рассеяния без излучения фотона, $\vec{n}$ — единичный вектор в направлении вылета фотона, do — элемент телесного угла в этом направлении, $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении рассеяния. Что касается векторов $\vec{A}$ и $\vec{B}$, то они определяются формулами классической электродинамики:

$$\vec{A} = \sum_{l=1,2} \frac{e_l \vec{v}_l}{c - \vec{v}_l \vec{n}}, \quad \vec{B} = \sum_{m=1,2} \frac{e_m \vec{v}_m}{c - \vec{v}_m \vec{n}}. \tag{4}$$

Здесь индексы l и m относятся к начальным и конечным частицам, e — заряды частиц, $\vec{v}$ — их скорости. По своему смыслу вектор $\vec{A}$ соответствует электромагнитному излучению при мгновенной остановке начальных частиц, вектор $\vec{B}$ — аналогичному излучению при мгновенном вылете конечных частиц. Заметим еще для дальнейшего рассмотрения, что при упругом рассеянии «вперед» $\vec{A} = \vec{B}$.

Амплитуда излучения фотона с фиксированной поляризацией $\vec{\chi}$, соответствующая эффективному сечению (3), имеет вид [10]

$$F_{\vec{\chi}} \sim f(E,\theta)\,(\vec{A}\vec{\chi} - \vec{B}\vec{\chi}). \tag{5}$$

В ядерной физике и в физике высоких энергий размеры компаунд-ядер и других промежуточных систем довольно малы и обычно второе из неравенств (2) выполняется с большим запасом, в то время как первое неравенство может быть нарушено*. Если моменты остановки и вылета конечных

*Об образовании компаунд-системы имеет смысл говорить, если $\tau >> r/v$ и, тем более, $\tau >> r/c$. Поэтому выполнение условия $\omega r/c << 1$ не исключает возможности неравенства $\omega\tau \gtrsim 1$ или даже $\omega\tau >> 1$.

частиц в с.ц.и. разделены интервалом времени t, то возникает фазовое запаздывание, и вместо разности векторов $(\vec{A} - \vec{B})$ следует писать

$$\vec{A} - \vec{B}e^{i\omega t}.$$

Тогда для эффективного сечения, просуммированного по поляризациям фотона, получаем выражение

$$\varepsilon \left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon} \right\rangle_{E_0} = \frac{\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0}}{4\pi^2\hbar c} \left| [(\vec{A} - \vec{B}e^{i\omega t}), \vec{n}] \right|^2. \tag{6}$$

В формуле (6) произведено усреднение по некоторому интервалу $\Delta E << E_0$ в окрестности средней начальной энергии E_0*. Это связано с тем, что само понятие «времени задержки» t имеет смысл только при работе с немонохроматическим пучком частиц, обладающих разбросом начальных энергий

$$\Delta E >> \hbar/\tau, \tag{7}$$

а зависимость эффективного сечения от энергии не может быть в рассматриваемой области плавной. Кроме того, фазовый множитель $e^{i\omega t}$ имеет определенное значение только при условии, что период излучения $T = 2\pi/\omega$ велик по сравнению с неопределенностью $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$, с которой фиксируется момент столкновения, т.е. при $\varepsilon << \Delta E$ (отступление от последнего неравенства мы обсудим ниже). В этой ситуации время задержки t, вообще говоря, не является одинаковым для всех актов рассеяния, и следует ввести вероятностное распределение времени задержки $P_\theta(t)$, нормированное на единицу в интервале $(0, \infty)$ (см. подробнее [8,11,12]). После усреднения по t формула (6) дает**

$$\varepsilon \left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon} \right\rangle_{E_0} = \frac{\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0}}{4\pi^2\hbar c} \left(\vec{a}^2 + \vec{b}^2 - 2\vec{a}\vec{b}\,\mathrm{Re}\,\varphi(\varepsilon,\theta)\right), \tag{8}$$

где

$$\vec{a} = [\vec{A}, \vec{n}], \quad \vec{b} = [\vec{B}, \vec{n}], \tag{4'}$$

*При таком усреднении можно считать, что частицы движутся с определенными скоростями, т.е. параметры $\vec{A}$ и $\vec{B}$ — константы.

**Результат (8)—(9) с соответствующими очевидными изменениями остается в силе и для тормозного излучения, сопровождающего неупругие процессы. В частности, выражение (4) для вектора $\vec{B}$ содержит в этом случае суммирование по всем конечным заряженным частицам. Тормозное излучение в процессах типа $a + b \to c + R^* + \gamma \to c + d + e + \gamma$, где R^*-резонанс, рассматривалось ранее в работе [13].

$$\varphi(\varepsilon, \theta) = \int_0^\infty P_\theta(t)\, e^{i\varepsilon t/\hbar} dt. \qquad (9)$$

Появление в формуле (8) члена

$$2\vec{a}\vec{b}\,\mathrm{Re}\,\varphi(\varepsilon, \theta) = 2\vec{a}\vec{b}\int_0^\infty P_\theta(t)\cos\left(\frac{\varepsilon t}{\hbar}\right)dt$$

приводит к отличию тормозного спектра от его стандартного вида, соответствующего мгновенному процессу, когда эффективное сечение

$$\left\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon}\right\rangle_{E_0} = \frac{\langle|f(E, \theta)|^2\rangle_{E_0}}{4\pi^2\hbar c\varepsilon}(\vec{a} - \vec{b})^2 \qquad (10)$$

обратно пропорционально энергии γ-кванта. Подчеркнем, что с учетом «временной задержки» формула (10) справедлива только для мягких γ-квантов с энергиями $\varepsilon << \hbar/\tau$, где τ — характерная длительность процесса рассеяния.

Можно показать (см. [7,8,11]), что функция $\varphi(\varepsilon, \theta)$, определенная в соответствии с (9) как компонента Фурье вероятностного распределения времени задержки, выражается также через корреляцию амплитуд при смещенных энергиях:

$$\varphi(\varepsilon, \theta) = \frac{\langle f(E, \theta) f^*(E - \varepsilon, \theta)\rangle_{E_0}}{\langle|f(E, \theta)|^2\rangle_{E_0}}, \qquad (11)$$

где символ $\langle ....\rangle_{E_0}$, как и в формулах (6) и (8), означает усреднение по интервалу начальных энергий

$$\Delta E >> \frac{\hbar}{\tau},\ \Delta E >> \varepsilon \qquad (12)$$

в окрестности энергии E_0.

Представим амплитуду рассеяния в виде

$$f(E, \theta) = f_0(\theta) + \tilde{f}(E, \theta), \qquad (13)$$

где первый член — амплитуда «мгновенного рассеяния», не зависящая от энергии в интервале ΔE, а второй член — амплитуда рассеяния через промежуточное состояние, резко меняющаяся с энергией в этом интервале [14]. Тогда формула (8) принимает вид

$$\varepsilon\left\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon}\right\rangle_{E_0} = [\sigma_1(\theta)(\vec{a} - \vec{b})^2 + \sigma_2(\theta)(\vec{a}^2 + \vec{b}^2 - 2\vec{a}\vec{b}\,\mathrm{Re}\,\tilde{\varphi}(\varepsilon, \theta))], \quad (14)$$

где E_0 — энергия компаунд-системы,

$$\sigma_1(\theta) = |f_0(\theta)|^2 + 2\mathrm{Re}\,(f_0^*(\theta)\langle\tilde{f}(E, \theta)\rangle_{E_0}), \qquad (15)$$

$$\sigma_2(\theta) = \langle|\tilde{f}(E, \theta)|^2\rangle_{E_0}, \qquad (16)^*$$

$$\tilde{\varphi}(\varepsilon, \theta) = \frac{\langle\tilde{f}(E, \theta)\tilde{f}^*(E - \varepsilon, \theta)\rangle_{E_0}}{\langle|\tilde{f}(E, \theta)|^2\rangle_{E_0}}. \qquad (17)$$

(здесь учтено, что при условии (12) $\langle\tilde{f}(E, \theta)\rangle_{E_0} \approx \langle\tilde{f}(E - \varepsilon, \theta)\rangle_{E_0}$).

Введем теперь функцию

$$\tilde{P}_\theta(t) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{\varphi}(\varepsilon, \theta)e^{-i\frac{\varepsilon}{\hbar}t}d\varepsilon. \qquad (18)$$

Сопоставление с (9) показывает, что $\tilde{P}_\theta(t)$ имеет смысл вероятности распада промежуточного состояния в единицу времени в момент t. Конкретный вид $\tilde{P}_\theta(t)$ определяется свойствами промежуточного состояния, которые проявляются в энергетической зависимости амплитуды рассеяния. В частности, если промежуточное состояние имеет определенный угловой момент (изолированный резонанс [6,7,9], система перекрывающихся резонансов [8, 11—13]), то функция $\tilde{P}_\theta(t)$ не зависит от угла.

2. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ «ВПЕРЕД»

Особый интерес представляет тормозное излучение при упругом рассеянии на нулевой угол [9], когда выполняются равенства

$$\vec{A} = \vec{B},\ \vec{a} = \vec{b}. \qquad (19)$$

Тогда согласно (14) и (18)

$$\varepsilon\left\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)}{2\pi^2\hbar c}\vec{a}^2\left(1 - \int_0^\infty\tilde{P}_0(t)\cos\left(\frac{\varepsilon t}{\hbar}\right)dt\right), \qquad (20)$$

где $\sigma_2(0) = \langle|f(E, 0)|^2\rangle_{E_0}$. В этой ситуации обсуждаемая связь тормозного излучения с временной задержкой проявляется особенно резко: постоян-

*При очень большой немонохроматичности пучка величина $\sigma_2(\theta)$ уменьшается как $1/\Delta E$, а относительный вклад фона («мгновенного рассеяния») возрастает.

ный фон, отвечающий «мгновенному рассеянию» любой природы, а также интерференция с фоном не вносят никакого вклада в тормозное излучение. Мы видим, что тормозное излучение при упругом рассеянии «вперед» возникает только при наличии временной задержки, а при отсутствии задержки оно исчезает*.

В качестве примера рассмотрим многоканальное резонансное рассеяние бесспиновых частиц. Пусть изолированный резонанс имеет угловой момент l, а фон соответствует чисто упругому потенциальному рассеянию. В этом случае амплитуда упругого рассеяния «вперед» в с.ц.и., удовлетворяющая условию унитарности, определяется по формуле (см., например, [15])

$$f(E, 0) = \frac{1}{2ik}\sum_L (2L+1)(e^{2i\delta_L} - 1) + \frac{2l+1}{2ik}\,\frac{\Gamma_e e^{2i\delta_l}}{E_0 - E - i\dfrac{\Gamma}{2}}. \qquad (21)$$

Здесь k — волновое число, δ_L и δ_l — фазы потенциального рассеяния, которые можно считать не зависящими от энергии, E_0 — положение резонанса, Γ_e и Γ — его упругая и полная ширины. Сравнивая (21) и (18), после усреднения величины $|\tilde{f}(E,\theta)|^2$ по энергетическому интервалу $(E_0 - \Delta E_1, E_0 + \Delta E_2)$, $\Delta E_1 >> \Gamma$, $\Delta E_2 >> \Gamma$, находим в соответствии с формулой (16) эффективное сечение образования резонанса:

$$\sigma_2(0) = 2\pi\left(\frac{2l+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2}{\Gamma\Delta E}, \qquad (22)$$

где $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$, k_0 — волновое число, соответствующее энергии E_0. В случае изолированного резонанса вероятность распада

$$\tilde{P}(t) = \frac{\Gamma}{\hbar} e^{-\Gamma t/\hbar}. \qquad (23)$$

Подставляя (22) и (23) в формулу (20), получаем

$$\varepsilon\left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon}\right\rangle_{E_0} = \frac{\vec{a}^2}{\pi\hbar c}\left(\frac{2l+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2}{\Gamma\Delta E}\cdot\frac{\varepsilon^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2}. \qquad (24)$$

Можно показать, что результат (24) остается без изменений и при наличии прямых нерезонансных реакций (см. [9]). Если речь идет о резонансном рассеянии «вперед» неполяризованных частиц со спинами j_1 и j_2, то

*Строго говоря, существует еще один возможный источник излучения, генерируемого самой промежуточной системой. Ясно, что и это излучение фактически связано с временной задержкой.

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega d o d\varepsilon}\, dE = \frac{\vec{a}^2}{(2j_1+1)(2j_2+1)\pi\hbar c}\left(\frac{2J+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2\varepsilon}{\Gamma(\varepsilon^2+\Gamma^2)}, \qquad (25)$$

где J — полный угловой момент.

Таким образом, если рассеяние «вперед» происходит как за счет мгновенных «прямых» процессов, так и через промежуточное состояние (компаунд-систему), тормозное излучение оказывается связанным только со вторым процессом. Это дает возможность экспериментального установления существования компаунд-системы и исследования ее свойств даже в тех случаях, когда относительная вероятность ее образования оказывается малой*. Выше уже отмечалось, что соображения, связанные с «временной задержкой», имеют смысл только при достаточно большом разбросе исходного пучка ($\Delta E > \hbar/\tau$). По этой причине, а также по другим причинам чисто методического характера, кроме частиц, испытавших рассеяние «вперед», всегда имеется во много раз больше частиц, не испытавших никакого рассеяния. Важно, что и эти частицы не создают никакого фонового излучения. Отсюда, между прочим, следует принципиальная возможность использования даже сильно немонохроматических пучков. К сожалению, в экспериментах по рассеянию на угол $\theta \neq 0$ указанные преимущества исчезают, поскольку частицы, испытавшие мгновенное рассеяние, также генерируют тормозное излучение, играющее роль паразитного фона. Поэтому эксперименты с рассеянием «вперед» в принципе представляются более перспективными. Помимо решения традиционных задач ядерной физики, такой подход может оказаться полезным и в области физики элементарных частиц. В качестве одного из примеров укажем на интенсивно обсуждаемую и пока однозначно не решенную проблему дипротонных резонансов (см., например, [16—19]). Еще один вопрос, остающийся открытым уже в течение двух десятилетий, связан с возможным существованием некоторой доли эффективного сечения упругого рассеяния, происходящего за счет промежуточного статистического механизма [20]. Заметим, что в этом случае не видно сейчас никаких других методов выяснения ситуации.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЧАСТОТАХ

Результат (8) с функцией $\varphi(\varepsilon, \theta)$, определенной согласно (11), можно получить в рамках энергетического подхода [7], если выражение для эф-

*Существенно, что сказанное относится к промежуточным состояниям любого типа. Речь может идти, например, о «временной задержке», связанной с пороговой аномалией или с небольшим числом перерассеяний нуклонов сталкивающихся ядер.

фективного сечения тормозного излучения монохроматических частиц в с.ц.и.

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon} = \frac{1}{4\pi^2\hbar c} \mid f(E-\varepsilon,\theta)\vec{a} - f(E,\theta)\vec{b}\mid^2 \tag{26}$$

усреднить по энергетическому интервалу ΔE и использовать приближенное равенство

$$\langle \mid f(E-\varepsilon,\theta)\mid^2\rangle_{E_0} \approx \langle \mid f(E,\theta)\mid^2\rangle_{E_0}. \tag{27}$$

Как уже говорилось, при условиях (12) функции $\varphi(\varepsilon,\theta)$ можно придать смысл компоненты Фурье вероятностного распределения времени задержки. Вместе с тем требование $\varepsilon << \Delta E$ является достаточным (хотя и необязательным*) для справедливости (27). В итоге перебрасывается мост между энергетическим и временным описанием спектра тормозного излучения.

Рассмотрим поведение спектра излучения, сопровождающего образование и распад промежуточного состояния с энергией E_0, при увеличении частоты γ-кванта. Сначала будем считать, что $\varepsilon << \Delta E$ и справедлива формула (14).

Функция

$$\widetilde{\varphi}(\varepsilon,\theta) = \int\limits_0^\infty \widetilde{P}_\theta(t) e^{i\varepsilon t/\hbar} dt, \tag{18'}$$

входящая в (14), при $\varepsilon << \hbar/\tau$ близка к единице, а при $\varepsilon >> \hbar/\tau$ стремится к нулю, т.к. подынтегральное выражение в (18') быстро осциллирует. В результате в интересующем нас случае тормозного излучения при рассеянии «вперед» величина $\varepsilon\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon}\rangle_{E_0}$ с увеличением энергии фотона от $\varepsilon << \hbar/\tau$ до $\varepsilon >> \hbar/\tau$ возрастает от нуля до значения

$$\varepsilon\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon}\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}^2}{2\pi^2\hbar c}, \tag{28}$$

соответствующего некогерентному сложению излучения до образования промежуточной системы и после ее распада. Формула (28) остается справедливой и при выходе за рамки условия $\varepsilon << \Delta E$ вплоть до энергий $\varepsilon \sim \Delta E >> \hbar/\tau$. Действительно, при увеличении частоты γ-кванта, как следует из (26), вместо (28) следует написать

*В частности, если $\Delta E < q$, где q — энергетический интервал, равномерно заполненный перекрывающимися резонансами [13], то соотношение (27) может иметь место и при $\varepsilon > \Delta E$.

$$\varepsilon\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon}\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}^2}{4\pi^2\hbar c}(1+K(\varepsilon)), \tag{29}$$

где

$$K(\varepsilon) = \frac{\langle \mid \widetilde{f}(E-\varepsilon,0)\mid^2\rangle_{E_0}}{\langle \mid \widetilde{f}(E,0)\mid^2\rangle_{E_0}}. \tag{30}$$

Согласно формуле (21), для изолированного резонанса

$$\mid\widetilde{f}(E,0)\mid^2 \sim 1/[(E_0-E)^2 + \tfrac{1}{4}\Gamma^2].$$

Проводя в (30) усреднение по интервалу $(E_0-\Delta E_1, E_0+\Delta E_2)$, где $\Delta E_1 >> \Gamma$, $\Delta E_2 >> \Gamma$, получаем

$$K(\varepsilon) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{2(\Delta E_2-\varepsilon)}{\Gamma}. \tag{31}$$

Мы видим, что при энергиях γ-кванта $\varepsilon < \Delta E_2$, $(\Delta E_2-\varepsilon) >> \Gamma$ значение $K(\varepsilon)$ мало отличается от единицы. Однако в области $\mid\Delta E_2-\varepsilon\mid \sim \Gamma$ коэффициент $K(\varepsilon)$ становится заметно меньше единицы. Наконец, если $\varepsilon > \Delta E_2$ и $(\varepsilon-\Delta E_2) >> \Gamma$, величина $K(\varepsilon)$ близка к нулю. При этом

$$\varepsilon\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon}\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}^2}{4\pi^2\hbar c}, \tag{32}$$

что в два раза меньше значения (28). В обсуждаемой ситуации излучение фотона первичными частицами привело бы к их выходу из режима резонансного рассеяния. Поэтому излучение оказывается связанным только с конечными частицами, вылетающими после распада резонанса. В условиях же применимости формулы (28) к указанному вкладу излучения частиц после резонансного рассеяния добавляется равный по величине вклад излучения частиц до рассеяния.

С учетом соотношений (29) и (31) мы можем написать более общую по сравнению с (25) формулу для спектра тормозного излучения при упругом резонансном рассеянии:

$$\varepsilon\langle\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega d\varepsilon}\rangle_{E_0} = \frac{\vec{a}^2}{(2j_1+1)(2j_2+1)\pi\hbar c}\times$$
$$\times\left(\frac{2J+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2\varepsilon^2}{\Gamma(\Delta E_1+\Delta E_2)(\varepsilon^2+\Gamma^2)}\left(\frac{3}{4}+\frac{1}{2\pi}\operatorname{arctg}\frac{2(\Delta E_2-\varepsilon)}{\Gamma}\right). \tag{33}$$

Отметим резкую зависимость величины $\varepsilon \langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega do d\varepsilon} \rangle_{E_0}$ от энергии фотона в двух неперекрывающихся областях $\varepsilon \sim \Gamma$ и $|\Delta E_2 - \varepsilon| \sim \Gamma$, разделенных интервалом $\Delta E_2 \sim \Gamma$*.

Выше речь шла о тормозном излучении, сопровождающем упругое рассеяние заряженных частиц с разбросом начальной энергии $\Delta E >> \Gamma$ в окрестности резонансной энергии E_0. Возможен и другой подход, позволяющий определить характеристики резонанса в экспериментах с монохроматическими частицами, начальная энергия которых $\widetilde{E}_0$ больше энергии резонанса [9]. Пусть $\varepsilon_0 = \widetilde{E}_0 - E_0 >> \Gamma$. Тогда, как следует из формул (21) и (26), спектр тормозного излучения при рассеянии «вперед» имеет форму лоренцевской линии, ширина которой равна ширине резонанса. Если заряженные частицы рассеиваются на угол, отличный от нуля, та же спектральная линия с энергией ε и шириной Γ проявляется на постоянном фоне, соответствующем «мгновенному» рассеянию. В случае рассеяния «вперед» неполяризованных частиц со спинами j_1 и j_2 (ср. с (25) и (33)) находим

$$\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d\Omega do d\varepsilon} = \frac{(2J+1)^2\Gamma_e^2}{16\pi^2\hbar c k_0^2 (2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{1}{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2 + \Gamma^2/4} \vec{a}^2 . \qquad (34)$$

Интегрирование выражения (34) по спектру излучения дает

$$\int \varepsilon \left(\frac{d^3\sigma}{do d\Omega d\varepsilon} \right) d\varepsilon = \frac{\Gamma_e^2}{8\pi\hbar c \Gamma k_0^2} \frac{(2J+1)^2}{(2j_1+1)(2j_2+1)} \vec{a}^2. \qquad (35)$$

С учетом немонохроматичности рассеивающихся частиц спектральная линия излучения уширяется в соответствии с разбросом энергии ΔE. Ясно, что при этом интегральная интенсивность выхода γ-квантов по-прежнему определяется по формуле (35). Если энергии первичных частиц заключены в интервале $(\widetilde{E}_0 - \Delta E/2\,,\ \widetilde{E}_0 + \Delta E/2)$, то нормированный на единицу спектр γ-квантов будет иметь вид

*Угловое распределение фотонов не зависит от их энергии и определяется только множителем $\vec{a}^2$. Согласно (4) и (4'), в с.ц.и. сталкивающихся частиц

$$\vec{a}^2 = \left| \frac{e_1 v_1}{c - v_1 \cos\alpha} - \frac{e_2 v_2}{c + v_2 \cos\alpha} \right|^2 \sin\alpha,$$

где α — угол между импульсом γ-кванта и импульсом одной из начальных частиц.

$$W(\varepsilon - \varepsilon_0) = \frac{L(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\Delta E},$$

$$L(\varepsilon - \varepsilon_0) = \frac{1}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{2(\Delta E/2 - \varepsilon + \varepsilon_0)}{\Gamma} + \operatorname{arctg} \frac{2(\Delta E/2 + \varepsilon - \varepsilon_0)}{\Gamma} \right). \qquad (36)$$

Легко видеть, что $L(\varepsilon - \varepsilon_0) \approx 1$ при условии $(\Delta E/2 - |\varepsilon - \varepsilon_0|) >> \Gamma$; если же $(|\varepsilon - \varepsilon_0| - \Delta E/2) >> \Gamma$, то $L(\varepsilon - \varepsilon_0) \approx 0$.

Можно думать, что обсуждаемый метод имеет экспериментальные преимущества при исследовании долгоживущих состояний, поскольку возникает узкая спектральная линия, указывающая на положение особенности, и к тому же нет необходимости в отборе очень мягких γ-квантов, энергии которых трудно измерить с достаточной точностью.

4. ДВОЙНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ «ВПЕРЕД» И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ

Пусть при рассеянии рождаются два тормозных фотона с энергиями ε_1 и ε_2. Обозначим $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$ единичные векторы вдоль направлений их импульсов. Будем считать, что выполнены условия

$$\Delta E >> \hbar/\tau,\ \Delta E >> \varepsilon_1,\ \Delta E >> \varepsilon_2. \qquad (12')$$

Учитывая, как и при выводе формулы (6), фазовое запаздывание, находим

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \langle \frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} \rangle_{E_0} = \frac{\langle |f(E,\theta|^2 \rangle_{E_0}}{16\pi^4 \hbar^2 c^2} |\vec{a}_1 - e^{i\omega_1 t}\vec{b}_1|^2 \, |\vec{a}_2 - e^{i\omega_2 t}\vec{b}_2|^2, \qquad (37)$$

где $\omega_1 = \varepsilon_1/\hbar,\ \omega_2 = \varepsilon_2/\hbar$,

$$\vec{a}_l = [\vec{A}, \vec{n}_l],\ \vec{b}_l = [\vec{B}, \vec{n}_l],\ l = 1, 2. \qquad (4'')$$

После усреднения выражения (37) по распределению времени задержки $P_\theta(t)$ имеем

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \langle \frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} \rangle_{E_0} = \frac{\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0}}{16\pi^4 \hbar^2 c^2} \{ (\vec{a}_1^2 + \vec{b}_2^2)(\vec{a}_2^2 + \vec{b}_2^2) -$$

$$- 2(\vec{a}_1^2 + \vec{b}_1^2)(\vec{a}_2\vec{b}_2)\int_0^\infty P_\theta(t)\cos(\omega_2 t)dt - 2(\vec{a}_2^2 + \vec{b}_2^2)(\vec{a}_1\vec{b}_1)\int_0^\infty P_\theta(t)\cos(\omega_1 t)dt +$$

$$+ 2(\vec{a}_1\vec{b}_1)(\vec{a}_2\vec{b}_2)\int_0^\infty P_\theta(t)(\cos([(\omega_1+\omega_2)t] + \cos[(\omega_1-\omega_2)t])dt\}. \quad (38)$$

Мы видим, что спектр двойного тормозного излучения определяется реальной частью введенной ранее функции $\varphi(\varepsilon, \theta)$ (см. формулы (9) и (11)), взятой при четырех значениях аргумента: $\varepsilon = \varepsilon_1$, $\varepsilon = \varepsilon_2$, $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ и $\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$. При рассеянии «вперед», когда $\vec{a}_1 = \vec{b}_1$, $\vec{a}_2 = \vec{b}_2$, выражение (37) существенно упрощается:

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\langle|f(E,0)|^2\rangle_{E_0}}{4\pi^4\hbar^2c^2}\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2\{1 - \int_0^\infty P_0(t)\cos(\omega_1 t)dt -$$

$$- \int_0^\infty P_0(t)\cos(\omega_2 t)dt + \frac{1}{2}\int_0^\infty P_0(t)(\cos[(\omega_1+\omega_2)t] + \cos[(\omega_1-\omega_2)t])\,dt\}. \quad (39)$$

Легко видеть, что, как и в случае излучения одного фотона, постоянный фон, соответствующий «мгновенному» рассеянию, не дает никакого вклада в двойное тормозное излучение, сопровождающее упругое рассеяние «вперед». Представляя амплитуду рассеяния $f(E,0)$ в виде (13) и выделяя в функции распределения $P_0(t)$ часть $\widetilde{P}_0(t)$, которая интерпретируется как вероятность распада промежуточного состояния в единицу времени (см. формулы (17) и (18)), мы можем переписать выражение (39) в виде

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{4\pi^4\hbar^2c^2}\{1 - \int_0^\infty \widetilde{P}_0(t)[\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t)]dt +$$

$$+ \frac{1}{2}\int_0^\infty \widetilde{P}_0(t)[\cos((\omega_1+\omega_2)t) + \cos((\omega_1-\omega_2)t)]dt\}, \quad (40)$$

где $\sigma_2(0)$ — сечение образования промежуточного состояния, входящее в формулу (20). В случае изолированного резонанса с временем жизни $\tau = \hbar/\Gamma$ спектр двойного тормозного излучения при рассеянии «вперед» имеет вид

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{4\pi^4\hbar^2c^2}\{1 - \frac{1}{1+\omega_1^2\tau^2} -$$

$$- \frac{1}{1+\omega_2^2\tau^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{1+(\omega_1+\omega_2)^2\tau^2} + \frac{1}{1+(\omega_1-\omega_2)^2\tau^2}\right)\}. \quad (41)$$

Здесь в соответствии с (25)

$$\sigma_2(0) = 2\pi\left(\frac{2J+1}{2k_0}\right)^2\cdot\frac{\Gamma_c^2}{\Gamma\Delta E}\cdot\frac{1}{(2j_1+1)(2j_2+1)}. \quad (42)$$

Ранее было показано, что в энергетическом спектре тормозного излучения возникают аномалии при частотах $\omega \sim 1/\tau$. Сходные аномалии имеют место и для двухфотонных корреляций. Однако наиболее интересной является область высоких частот, когда

$$\omega_1\tau >> 1,\ \omega_2\tau >> 1. \quad (43)$$

Тогда формула (40) дает

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{4\pi^4\hbar^2c^2}\left(1 + \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{1+(\omega_1-\omega_2)^2\tau^2}\right). \quad (44)$$

При произвольном законе распада промежуточного состояния

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{4\pi^4\hbar^2c^2}\left(1 + \frac{1}{2}\int_0^\infty \widetilde{P}_0(t)\cos[(\omega_1-\omega_2)t]dt\right). \quad (45)$$

Таким образом, при условии (43) парные корреляции фотонов зависят только от разности частот. Если $|\omega_1 - \omega_2|\tau >> 1$, то

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{4\pi^4\hbar^2c^2}. \quad (45')$$

Дальнейший анализ удобно провести в рамках энергетического подхода. Обобщая результаты статьи [7], нетрудно получить формулу для спектра излучения двух γ-квантов при упругом рассеянии частиц с фиксированной энергией:

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} = \frac{1}{16\pi^4\hbar^2c^2}|f(E-\varepsilon_1-\varepsilon_2,\theta)(\vec{A}\vec{\chi}_1)(\vec{A}\vec{\chi}_2) -$$

$$- f(E-\varepsilon_1,\theta)(\vec{A}\vec{\chi}_1)(\vec{B}\vec{\chi}_2) - f(E-\varepsilon_2,\theta)(\vec{A}\vec{\chi}_2)(\vec{B}\vec{\chi}_1) + f(E,\theta)(\vec{B}\vec{\chi}_1)(\vec{B}\vec{\chi}_2)|^2, \quad (46)$$

где $\vec{\chi}_1$ и $\vec{\chi}_2$ — векторы поляризации первого и второго фотонов, $\vec{A}$ и $\vec{B}$ определяются согласно (4). Если выражение (46) усреднить по интервалу ΔE, удовлетворяющему условиям (12'), и просуммировать по поляризациям обоих фотонов, мы с учетом (9) и (11) приходим к формуле (39).

Согласно (46) и (13), при рассеянии «вперед» эффективное сечение двойного тормозного излучения пропорционально

$$|\widetilde{f}(E-\varepsilon_1-\varepsilon_2,0) - \widetilde{f}(E-\varepsilon_1,0) - \widetilde{f}(E-\varepsilon_2,0) + f(E,0)|^2, \quad (47)$$

где $\widetilde{f}(E, 0)$ — быстро меняющаяся с энергией часть амплитуды рассеяния «вперед», отвечающая вкладу промежуточного состояния. Если таким промежуточным состоянием является изолированный резонанс с энергией E_0, то $\widetilde{f}(E, 0)$ имеет брейт-вигнеровскую форму, и после усреднения (47) по интервалу начальных энергий $(E_0 - \Delta E_1, E_0 + \Delta E_2)$ спектр двух γ-квантов при энергиях $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \approx \varepsilon >> \Gamma$ и разности энергий $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| << \Delta E_1 + \Delta E_2$ принимает вид

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{\sigma_2(0)\vec{a}_1^{\,2}\vec{a}_2^{\,2}}{16\pi^4\hbar^2c^2}\left(1 + 2K(\varepsilon) + K(2\varepsilon) + 2K(\varepsilon)\frac{1}{1 + [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2/\Gamma^2]}\right), \tag{48}$$

где $K(\varepsilon)$ и $\sigma_2(0)$ определяются по формулам (31) и (42) соответственно. Легко видеть, что в области энергий γ-квантов $2\varepsilon < \Delta E_2$, $(\Delta E_2 - 2\varepsilon) >> \Gamma$ значения $K(\varepsilon)$ и $K(2\varepsilon)$ близки к единице. Тогда из формулы (48) следует результат (44), соответствующий одинаковому вкладу квадратов модулей всех четырех амплитуд, входящих в выражение (47). Таким образом, соотношения (44) и (45) остаются в силе и при нарушении второго и третьего неравенств (12') вплоть до энергий $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \sim \Delta E$.

Если $2\varepsilon > \Delta E_2$, $2\varepsilon - \Delta E_2 >> \Gamma$, но в то же время $\varepsilon < \Delta E_2$, $\Delta E_2 - \varepsilon >> \Gamma$, то $K(2\varepsilon) \approx 0$, а $K(\varepsilon) \approx 1$. В этом случае амплитуда $\widetilde{f}(E - \varepsilon_1 - \varepsilon_2, 0)$ близка к нулю, и под знаком квадрата модуля в выражении (47) остаются только три амплитуды. В результате формула (44) заменяется на

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\left\langle\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right\rangle_{E_0} = \frac{3\sigma_2(0)\vec{a}_1^{\,2}\vec{a}_2^{\,2}}{16\pi^4\hbar^2c^2}\left(1 + \frac{2}{3}\cdot\frac{1}{1 + (\omega_1 - \omega_2)^2\tau^2}\right). \tag{49}$$

Мы видим, что если энергия промежуточного состояния (резонанса) лежит внутри рассматриваемого интервала начальных энергий и выполняются условия (43), зависимость парных корреляций фотонов от разности частот имеет структуру

$$R_{12} = 1 + \Lambda\int_0^\infty \widetilde{P}(t)\cos[(\omega_1 - \omega_2)t]dt, \tag{50}$$

где коэффициент Λ в узкой области энергий γ-квантов меняется от значения $\Lambda = 1/2$ до значения $\Lambda = 2/3$. Если же $\varepsilon > \Delta E_2$, $(\varepsilon - \Delta E_2) >> \Gamma$, то $K(\varepsilon) \approx K(2\varepsilon) \approx 0$, в формуле (47) остается только одна амплитуда $\widetilde{f}(E, 0)$, и мы приходим к результату, в четыре раза меньшему по сравнению с (45').

Перейдем теперь к ситуации, когда энергия рассеивающихся частиц $\widetilde{E}_0 > E_0$, причем $\varepsilon_0 = \widetilde{E}_0 - E_0 >> \Gamma$. Тогда в соответствии с (47) в спектре двойного тормозного излучения можно выделить две неперекрывающиеся области. В первой из них

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} = Q\vec{a}_1^{\,2}\vec{a}_2^{\,2}\frac{\Gamma_e^2}{(\varepsilon_0 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + \Gamma^2/4}, \tag{51}$$

$$Q = \frac{(2J + 1)^2}{64\pi^4\hbar^2c^2k_0^2(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}, \tag{52}$$

что соответствует лоренцевской линии для суммарной энергии двух фотонов.

Более интересной является область спектра $|\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_0| >> \Gamma$, в которой

$$\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} = Q\vec{a}_1^{\,2}\vec{a}_2^{\,2}\Gamma_e^2\left|\frac{1}{\varepsilon_0 - \varepsilon_1 + i\frac{\Gamma}{2}} + \frac{1}{\varepsilon_0 - \varepsilon_2 + i\frac{\Gamma}{2}}\right|^2. \tag{53}$$

Обозначим

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}, \quad \Delta_{12} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2. \tag{54}$$

Тогда

$$\varepsilon_1 = \varepsilon + \frac{1}{2}\Delta_{12}, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon - \frac{1}{2}\Delta_{12}, \quad d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 = d\varepsilon d\Delta_{12}. \tag{55}$$

Если интересоваться распределением только по разности энергий γ-квантов, то выражение (53) следует проинтегрировать по ε при фиксированном значении Δ_{12}. Это дает*

$$\int\left(\varepsilon^2 - \frac{1}{4}\Delta_{12}^2\right)\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}\right)d\varepsilon = 4\pi Q\vec{a}_1^{\,2}\vec{a}_2^{\,2}\frac{\Gamma_e^2}{\Gamma}\left(1 + \frac{1}{1 + (\Delta_{12}/\Gamma)^2}\right). \tag{56}$$

Отсюда следует, что в рассматриваемом случае корреляции двух фотонов описываются формулой

$$R_{12} = 1 + \frac{1}{1 + (\omega_1 - \omega_2)^2\tau^2}. \tag{57}$$

* Интегрирование проводится в указанной области спектра по интервалу $(\varepsilon_{min}, \varepsilon_{max})$, где $(\varepsilon_{max} - \varepsilon_0 - |\Delta_{12}|) >> \Gamma$, $(\varepsilon_0 - |\Delta_{12}| - \varepsilon_{min}) >> \Gamma$, $(\varepsilon_{min} - \varepsilon_0/2) >> \Gamma$; в остальном пределы интегрирования произвольны.

Ясно, что соотношения (56) и (57) остаются без изменения и с учетом немонохроматичности рассеивающихся частиц. Как уже говорилось, при разбросе энергии $\Delta E >> h/\tau$ мы можем ввести функцию распределения моментов распада, и с этой точки зрения правую часть (57) можно записать как

$$1 + \frac{1}{\tau}\int_0^\infty e^{-t/\tau} \cos [(\omega_1 - \omega_2)t]dt. \qquad (58)$$

При произвольной структуре промежуточного состояния вместо (53) имеем

$$\varepsilon_1\varepsilon_2 \frac{d^5\sigma}{d\Omega do_1 do_2 d\varepsilon_1 d\varepsilon_2} = \frac{\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2}{16\pi^4\hbar^2c^2} |\tilde{f}(\tilde{E}_0 - \varepsilon_1, 0) + \tilde{f}(\tilde{E}_0 - \varepsilon_2, 0)|^2 \qquad (59)$$

и после интегрирования по суммарной энергии двух γ-квантов получаем

$$R_{12} = 1 + \mathrm{Re}\,\tilde{\varphi}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2, 0) = 1 + \int_0^\infty \tilde{P}(t) \cos [(\omega_1 - \omega_2)t]dt, \qquad (60)$$

где, как и прежде, в согласии с (17) и (18), $\tilde{P}(t)$ есть нормированное распределение моментов распада промежуточного состояния.

5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ

Выше мы показали, что если энергия рассеивающихся частиц больше резонансной, то при рассеянии на нулевой угол корреляции двух излученных фотонов имеют структуру (50) с коэффициентом $\Lambda = 1$. Такая же зависимость от разности частот (энергий) характерна для интерференционных корреляций тождественных бозонов в модели одночастичных источников. Это совпадение не случайно: в рассматриваемых условиях для описания парных корреляций γ-квантов можно применить тот же пространственно-временной подход (см. [2]). Действительно, процессу излучения двух фотонов при рассеянии «вперед» через промежуточное состояние в обсуждаемой ситуации отвечают две альтернативные возможности:

а) излучается фотон с частотой ω_1 в направлении $\vec{n}_1$, частицы «попадают в резонанс», а затем через время t в результате распада компаунд-системы излучается фотон с частотой ω_2 в направлении $\vec{n}_2$;

б) излучается фотон с частотой ω_2 в направлении $\vec{n}_2$, частицы «попадают в резонанс», а затем через время t в результате распада компаунд-системы излучается фотон ω_1 с частотой в направлении $\vec{n}_1$.

С учетом фазового запаздывания соответствующие амплитуды пропорциональны $e^{i\omega_2 t}$ и $e^{i\omega_1 t}$, а вероятность излучения

$$W \sim \vec{a}_1^2\vec{a}_2^2 \left| e^{i\omega_2 t} + e^{i\omega_1 t}\right|^2 = 2\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2(1 + \cos [(\omega_1 - \omega_2)t]). \qquad (61)$$

После усреднения по времени запаздывания t приходим к выражению (60) для двухфотонной корреляционной функции. Заметим, что корреляции не зависят от направлений вылета фотонов $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$, эти направления определяют только величину общего множителя $\vec{a}_1^2\vec{a}_2^2$.

Предположим теперь, что второе неравенство (2) нарушается и длина волны γ-кванта порядка или меньше размеров образующейся системы. Тогда следует учесть, что остановка начальных частиц и вылет конечных происходят в разных пространственных точках, разделенных некоторым вектором $\vec{r}$. Можно думать, что это приводит к дополнительным сдвигам фаз амплитуд, так что множители $e^{i\omega_1 t}$ и $e^{i\omega_2 t}$ в формуле (59) заменяются соответственно на $e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1\vec{r})}$ и $e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2\vec{r})}$, где $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ — волновые числа фотонов. В результате двухфотонная корреляционная функция принимает вид

$$R_{12} = 1 + \int P(\vec{r}, t) \cos ((\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r})d^3\vec{r}dt, \qquad (61)$$

где $P(\vec{r}, t)$ — закон распределения $\vec{r}$ и t. Выражение (61) переходит в (58), если $|\vec{k}_1 - \vec{k}_2| << 1/R$, где R — размеры промежуточной системы. Если же $|\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \sim 1/R$, двухфотонные корреляции зависят от направлений вылета фотонов.

Для долгоживущих компаунд-систем случайные распределения $\vec{r}$ и t могут стать независимыми. Тогда $P(\vec{r}, t) = U(\vec{r})\tilde{P}(t)$. Если $\tilde{P}(t)$ задается в виде (23), а пространственное распределение

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi R^2)^{2/3}} e^{-\vec{r}^2/2R^2}, \qquad (62)$$

то формула (59) дает

$$R_{12} = 1 + \frac{e^{-\frac{1}{2}R^2(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)^2}}{1 + (\omega_1 - \omega_2)^2\tau^2}, \quad \tau = \frac{\hbar}{\tau}. \qquad (63)$$

Используя формулы типа (63), можно в принципе исследовать не только временную, но и пространственно-временную структуры процесса генерации тормозных γ-квантов. К сожалению, область применимости соотношения (63) довольно узка. Помимо того, что речь идет только о двойном тормозном излучении при рассеянии «вперед» и предполагается существование компаунд-системы, считаются также выполненными два противоположных по своему смыслу условия: γ-кванты должны быть достаточно мягкими ($\hbar\omega << E_{кин}$, см. (1)) и вместе с тем достаточно жесткими ($k \geq 1/R$). Тем не менее оба требования можно совместить в случае рассеяния тяжелых ионов. Например, пусть два иона с $A \sim 50$ образуют компаунд-ядро с радиусом $R \sim 5$ фм. Это означает, что должны регистрироваться γ-кванты с энергией $\varepsilon > 40$ МэВ, которую можно считать достаточно малой, если исходная кинетическая энергия $E_{\text{кин}}/A > 20$ МэВ. При этом существенно возрастает также эффективное сечение генерации двух тормозных γ-квантов, пропорциональное Z^4.

Авторы благодарны Р.Ледницкому, Ю.А.Трояну и С.А.Хорозову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнберг Е.Л. — УФН, 1960, т.70, с.333.
2. Подгорецкий М.И. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.628.
3. Boal D.H. et al. — Rev.Mod.Phys., 1990, v.62, p.553.
4. Nagamiya S. — Phys. Rev. Lett., 1982, v.49, p.1383.
5. Neuhauser D. — Phys. Lett., 1986, v.182B, p.289.
6. Eisberg R.M. et al. — Nucl. Phys., 1960, v.18, p.338.
7. Feshbach H., Yennie D.R. — Nucl. Phys., 1962, v.37, p.150.
8. Копылов Г.И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-9688, Дубна, 1976.
9. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — Сообщение ОИЯИ Р4-9903, Дубна, 1976.
10. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. — Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1969, § 29.
11. Любошиц В.Л. — ЯФ, 1978, т.27, с.948; ЯФ, 1983, т.37, с.292.
12. Любошиц В.Л. — Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1984, т.3, с.33—97.
13. Соловьев В.В. — ЯФ, 1965, т.2, с.277.
14. Friedman F.L., Weiskopf V.P. — In: «Niels Bohr and Development of Physics», London, 1955, p.134.(Перевод в сб.«Нильс Бор и развитие физики». М.: ИЛ, 1958, с.177-213.)
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. М.: Наука, 1989, § 134.
16. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988.
17. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Р1-90-78, Дубна, 1990.
18. Sunti L. et al. — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2466.
19. Tatischeff B. et al. — Zeit. fur Phys., 1987, v.327F, p.188.
20. Фейнберг Е.Л. — УФН, 1971, т.104, с.539.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1992 года.