сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-94-181

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЯГКИХ γ-КВАНТОВ ПРИ УПРУГОМ *pp*- И *np*-РАССЕЯНИИ И ПРОБЛЕМА ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1994

1. В последнее время в ряде работ сообщалось о наблюдении особенностей в спектре эффективных масс двух протонов, которые можно трактовать как дипротонные резонансы [1—5]. Эти резонансы, если они существуют, должны проявляться в упругом рассеянии протона на протоне [6] и в тормозном излучении, сопровождающем pp-рассеяние. Ранее в наших работах [7—9] обсуждался метод определения параметров резонансного рассеяния по спектру тормозного излучения мягких γ-квантов. В работе [9] было указано, что этот метод может оказаться эффективным при поиске и исследовании дибарионных резонансов. Позднее спектр тормозного излучения в связи с проблемой дибарионных резонансов рассматривался в статье [10].

В настоящей работе мы предполагаем более подробно по сравнению с [9] исследовать характер тормозного излучения γ-квантов при резонансном рассеянии протона на протоне и нейтрона на протоне. При этом основное внимание уделяется особенностям тормозного излучения при рассеянии на очень малые углы. Изучение спектра тормозного излучения в этом случае в принципе позволяет однозначно идентифицировать резонанс и определить его параметры (массу и ширину).

2. В работе [9] тормозное излучение мягких γ-квантов, связанное с резонансным упругим рассеянием заряженных частиц, анализировалось в двух разных случаях. В первом из них предполагалось, что кинетическая энергия сталкивающихся частиц в с.ц.и. равномерно покрывает достаточно широкий интервал $(E_{res} - \Delta E_1, E_{res} + \Delta E_2)$. Здесь E_{res} — положение резонанса, $\Delta E_1 \gg \Gamma$, $\Delta E_2 \gg \Gamma$, где Γ — ширина резонанса. Во втором случае рассматривалось тормозное излучение монохроматических частиц, начальная энергия которых больше резонансной энергии на величину $E - E_{res} \gg \Gamma$. Оба подхода позволяют экспериментально определить характеристики резонанса. Сначала мы приведем соответствующие формулы для произвольных заряженных частиц.

В рамках первого подхода, следуя [9], представим дифференциальное сечение тормозного излучения мягких γ-квантов с энергией ε, сопровождающее упругое резонансное рассеяние частиц на угол θ в с.ц.и., усредненное по равномерному спектру начальных энергий в указанном ранее интервале $(E_{res} - \Delta E_1, E_{res} + \Delta E_2)$, в виде

$$\varepsilon \left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon} \right\rangle = \frac{1}{4\pi^2\hbar c}\left[\left(\int \sigma_{\rm res}(\theta,E)dE\right)\left(\mathbf{a}^2+\mathbf{b}^2-\frac{2\mathbf{ab}}{\varepsilon^2+\Gamma^2}\Gamma^2\right)+\right.$$

$$\left. + (\sigma_{\text{мгн}}(\theta)+\sigma_{\text{инт}}(\theta))(\mathbf{a}-\mathbf{b})^2\right]/\Delta E. \tag{1}$$

В соотношении (1) $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$, $\sigma_{\rm res}(\theta,E)$ — дифференциальное сечение упругого резонансного рассеяния без излучения фотона, $\sigma_{\text{мгн}}(\theta)$ — дифференциальное сечение «мгновенного рассеяния», соответствующее постоянному нерезонансному фону, $\sigma_{\text{инт}}(\theta)$ — вклад интерференции резонанса с фоном (см. формулы (15) и (16) статьи [9]), $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении рассеяния, do — элемент телесного угла в направлении вылета фотона. Что касается векторов $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, то они определяются по формулам классической электродинамики:

$$\mathbf{a} = \left[\sum_{l=1,2}\frac{e_l\mathbf{v}_l}{c-\mathbf{v}_l\mathbf{n}},\ \mathbf{n}\right], \qquad \mathbf{b} = \left[\sum_{m=1,2}\frac{e_m\mathbf{v}_m}{c-\mathbf{v}_m\mathbf{n}},\ \mathbf{n}\right]. \tag{2}$$

Здесь индексы l и m относятся к начальным и конечным частицам соответственно, $e_{l(m)}$ — заряды частиц, $\mathbf{v}_{l(m)}$ — их скорости в с.ц.и., $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении вылета фотона. По своему смыслу вектор $\mathbf{a}$ соответствует электромагнитному излучению при мгновенной остановке начальных частиц, вектор $\mathbf{b}$ — аналогичному излучению при мгновенном вылете конечных частиц.

Дифференциальное сечение резонансного упругого рассеяния неполяризованных нетождественных частиц со спинами j_1 и j_2 описывается формулой Брейта — Вигнера

$$\sigma_{\rm res}(\theta,E) = \frac{(2J+1)^2}{4k^2(2j_1+1)(2j_2+1)}\cdot\frac{\sum\limits_{\Lambda}\sum\limits_{\Lambda'}\Gamma_{\rm el}^{(\Lambda)}\Gamma_{\rm el}^{(\Lambda')}(d^{(J)}_{\Lambda\Lambda'}(\theta))^2}{(E_{\rm res}-E)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}, \tag{3}$$

где J — спин резонанса, k — волновое число в с.ц.и., Λ и Λ' — проекции углового момента системы двух частиц на направления относительного импульса до и после рассеяния, $\Gamma_{\rm el} = \sum\limits_{\Lambda}\Gamma_{\rm el}^{(\Lambda)}$ — упругая ширина, $d^{(J)}_{\Lambda'\Lambda}(\theta)$ — элементы унитарной матрицы конечных вращений (d — функции Вигнера; см., например, [11]).

При рассеянии «вперед» имеем

$$\sigma_{\mathrm{res}}(0,E) = \frac{(2J+1)^2}{4k^2(2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{\mathrm{el}}^{(\Lambda)})^2}{(E-E_{\mathrm{res}})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (4)$$

Существенно, что при этом векторы **a** и **b** совпадают. Тогда, согласно (1), нерезонансный фон и интерференция резонансного рассеяния с фоном не дают никакого вклада в эффективное сечение тормозного излучения [8,9]. Для достаточно узких резонансов из (4) следует:

$$\int \sigma_{\mathrm{res}}(0,E)dE = \frac{\pi(2J+1)^2}{2k_0(2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma^{(\Lambda)})^2}{\Gamma}, \qquad (5)$$

где k_0 — волновое число при $E = E_{\mathrm{res}}$. С учетом (5) в случае рассеяния «вперед» формула (1) дает*

$$\left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon} \right\rangle = \frac{\mathbf{a}^2}{(2j_1+1)(2j_2+1)\,\pi\hbar c\Delta E} \cdot \frac{(2J+1)^2\varepsilon \sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{\mathrm{el}}^{(\Lambda)})^2}{4k_0^2(\varepsilon^2+\Gamma^2)\Gamma}. \qquad (6)$$

Подчеркнем, что, согласно (6), угловое распределение фотонов не зависит от их энергии и определяется только множителем $\mathbf{a}^2$. В соответствии с (2)

$$\mathbf{a}^2 = \left(\frac{e_1 v_1}{c - v_1 \cos\alpha} - \frac{e_2 v_2}{c + v_2 \cos\alpha} \right)^2 \sin^2\alpha, \qquad (7)$$

где α — угол между импульсом одной из частиц в с.ц.и. и импульсом фотона.

Проинтегрируем теперь формулу (1) по полному телесному углу рассеяния, полному телесному углу вылета γ-квантов и спектру энергий γ-кван-

---

*В формулах (25), (33), (34), (35) и (42) нашей работы [9] допущена неточность: квадрат упругой ширины Γ_{el}^2 следует заменить на $\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{\mathrm{el}}^{(\Lambda)})^2$.

тов в интервале $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, $\varepsilon_1 \gg \Gamma$, $\varepsilon_2 \gg \Gamma$. Учтем, что в соответствии со свойствами d-функций

$$\int_0^\pi (d^{(J)}_{\Lambda\Lambda'}(\theta))^2 \sin\theta d\theta = \frac{2}{2J+1}.$$

При этом интегральное сечение упругого резонансного рассеяния неполяризованных нетождественных частиц имеет вид

$$\sigma^{(\mathrm{el})}_{\mathrm{res}}(E) = \int \sigma^{(\mathrm{el})}_{\mathrm{res}}(\theta E) d\Omega = \frac{\pi(2J+1)}{(2j_1+1)(2j_2+1)k^2} \cdot \frac{\Gamma^2_{\mathrm{el}}}{(E-E_{\mathrm{res}})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad (8)$$

а интегрирование по энергии даст

$$\int \sigma^{(\mathrm{el})}_{\mathrm{res}}(E) dE = \frac{2\pi^2(2J+1)}{(2j_1+1)(2j_2+1)k_0^2} \cdot \frac{\Gamma^2_{\mathrm{el}}}{\Gamma}. \quad (9)$$

Если в (1) рассматривать только вклад резонансного рассеяния и отбросить члены, отвечающие нерезонансному фону и интерференции резонанса с фоном, мы получим

$$\sigma^{(\mathrm{res})}_{\gamma} = \frac{1}{\Delta E} \int d\Omega \int do \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \left\langle \frac{d^3\sigma^{(\mathrm{res})}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon} \right\rangle d\varepsilon =$$

$$= \frac{(2J+1)A}{\hbar c\,(2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{\Gamma^2_{\mathrm{el}}}{\Gamma \Delta E} \ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right). \quad (10)$$

Здесь

$$A = \int \mathbf{a}^2 do = \int \mathbf{b}^2 do, \quad (11)$$

причем эти интегралы не зависят от угла рассеяния.

Если речь идет о тормозном излучении при резонансном рассеянии тождественных частиц, необходимо провести симметризацию или антисимметризацию амплитуды упругого рассеяния. Независимо от спина и четности резонанса это приводит к дополнительному коэффициенту 4 в выражениях (3)—(5), рассматриваемых при $j_1 = j_2 = j$. В соответствии с этим в случае рассеяния тождественных частиц на нулевой угол вместо (6) следует написать

$$\left\langle \frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon} \right\rangle = \left(\frac{2J+1}{2j+1}\right)^2 \frac{a^2}{\pi\hbar c k_0^2 \Delta E} \cdot \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{el}^{(\Lambda)})^2}{\Gamma} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \Gamma^2}. \quad (12)$$

Заметим далее, что дифференциальное сечение рассеяния тождественных частиц определено при углах рассеяния $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, что соответствует только половине полного телесного угла. С учетом умножения дифференциального сечения на коэффициент 4 интегральное сечение упругого резонансного рассеяния (так же, как и полное сечение резонансного взаимодействия двух тождественных частиц) оказывается в два раза больше, чем в случае нетождественных частиц с теми же спинами и массами и теми же резонансными параметрами [6,12]. Таким образом, для тождественных частиц со спинами j формула (10) заменяется на выражение

$$\sigma_{\gamma}^{(res)} = \frac{2(2J+1)\,A}{(2j+1)^2 \hbar c k_0^2 \Delta E} \cdot \frac{\Gamma_{el}^2}{\Gamma} \ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right). \quad (13)$$

3. Рассмотрим теперь тормозное излучение при рассеянии монохроматических частиц с энергией выше резонансной. Пусть в с.ц.и. сталкивающихся частиц $\varepsilon_0 = E - E_{res} >> \Gamma$. Тогда спектр тормозного излучения в случае рассеяния «вперед» имеет форму лоренцевской линии с энергией ε_0 и шириной Γ, равной ширине резонанса. При этом дифференциальное сечение тормозного излучения в с.ц.и. описывается выражением [9]:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) = \frac{(2J+1)^2 a^2}{16\pi^2 k^2 \hbar c\varepsilon\, (2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{el}^{(\Lambda)})^2}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad (14)$$

а интегрирование по спектру тормозных фотонов и углам их вылета даст

$$\int do \int d\varepsilon \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0)\right) = \frac{(2J+1)^2 A}{8\pi\, \hbar c k^2 (2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{el}^{(\Lambda)})^2}{\Gamma\varepsilon_0}. \quad (15)$$

Если заряженные частицы рассеиваются на угол , отличный от нуля, та же спектральная линия проявляется на фоне, соответствующем нерезонансному рассеянию (следует также учесть вклад интерференции резонанса с фоном). В этом случае дифференциальное сечение тормозного излучения описывается выражением

$$\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(\theta) = \frac{1}{4\pi^2\hbar c}\left[\sigma_{\text{res}}(\theta, E-\varepsilon)\,\mathrm{a}^2 + \right.$$

$$\left. + \sigma_{\text{мгн}}(\theta)(\mathrm{a}-\mathrm{b})^2 + \sigma_{\text{инт}}(\theta)(\mathrm{a}^2 - \mathrm{ab})\right], \tag{16}$$

где, согласно (3),

$$\sigma_{\text{res}}(\theta, E-\varepsilon) = \left(\frac{2J+1}{2k}\right)^2 \frac{\sum\limits_{\Lambda}\sum\limits_{\Lambda'} \Gamma_{\text{el}}^{(\Lambda)}\Gamma_{\text{el}}^{(\Lambda')}\left(d_{\Lambda'\Lambda}^{(J)}(\theta)\right)^2}{(2j_1+1)(2j_2+1)\left[(\varepsilon-\varepsilon_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2\right]}. \tag{17}$$

После интегрирования по полным телесным углам рассеяния частиц и вылета γ-квантов, а также по спектру излучения в интервале $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, где $\varepsilon_2 - \varepsilon_0 \gg \Gamma$, $\varepsilon_0 - \varepsilon_1 \gg \Gamma$, получаем

$$\sigma_\gamma = \frac{2J+1}{2\hbar ck^2}\cdot\frac{A}{(2j_1+1)(2j_2+1)}\cdot\frac{\Gamma_{\text{el}}^2}{\Gamma\varepsilon_0} +$$

$$+ \frac{\ln\left(\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)}{4\pi^2\hbar c}\int\left(\sigma_{\text{мгн}}(\theta) + \frac{1}{2}\sigma_{\text{инт}}(\theta)\right)C(\theta)d\Omega, \tag{18}$$

где A определяется согласно (11),

$$C(\theta) = \int(\mathrm{a}-\mathrm{b})^2 do = 2A - 2\int \mathrm{ab}\,do. \tag{11'}$$

Подчеркнем, что в отличие от A, величина $C(\theta)$ существенно зависит от угла рассеяния (при малых углах рассеяния $C(\theta) \sim \theta^2$)*.

---

*В рассмотренном ранее случае резонансного столкновения частиц с разбросом начальных энергий $\Delta E \gg \Gamma$ (см. п.3) при учете вклада нерезонансного рассеяния и интерференции резонанса с фоном к формуле [10] следует добавить член $\frac{1}{4\pi^2\hbar c}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\int(\sigma_{\text{мгн}}(\theta) + \sigma_{\text{инт}}(\theta))C(\theta)d\Omega$.

В соответствии со сказанным ранее, в случае тормозного излучения при упругом рассеянии тождественных заряженных частиц со спином j правые части формул (14) и (15), взятые при $j_1 = j_2 = j$, следует умножить на коэффициент 4. Интегрирование «резонансной» части сечения тормозного излучения по спектру излучения, углам вылета γ-кванта $(0 \le \alpha \le \pi,$ $0 \le \psi \le 2\pi)$ и углам рассеяния тождественных частиц приводит к выражению

$$\sigma_\gamma^{(\mathrm{res})} = \frac{2J + 1}{(2j + 1)^2} \cdot \frac{A}{\pi \hbar c k^2 \varepsilon_0} \frac{\Gamma_{\mathrm{el}}^2}{\Gamma}. \tag{19}$$

4. Исследуем теперь зависимость спектра тормозного излучения при упругом рассеянии протонов ниже порога мезонообразования от параметров возможных дипротонных резонансов. При массе дипротонного резонанса $M_R < 2011$ МэВ/c^2 существует только один канал распада резонанса $R \to pp$ (мы считаем, что $\Gamma(R \to pp\gamma) / \Gamma(R \to pp) \sim \frac{e^2}{\hbar c} << 1$, так что упругая ширина практически равна полной: $\Gamma_{\mathrm{el}} \approx \Gamma$). Соответствующий анализ показывает, что с учетом тождественности протонов дипротонные резонансы с нечетным спином J могут иметь только отрицательную пространственную четность; при этом состояние двухпротонной системы с нулевой проекцией полного момента на относительный импульс строго запрещено [13]. Это означает, что

$$\Gamma_{\mathrm{el}}^{(0)} = 0, \quad \Gamma_{\mathrm{el}}^{(+1)} = \Gamma_{\mathrm{el}}^{(-1)} = \frac{1}{2}\Gamma,$$

где Γ — ширина резонанса. Таким образом, в рассматриваемом случае

$$\sum_\Lambda (\Gamma_{\mathrm{el}}^{(\Lambda)})^2 = \frac{1}{2}\Gamma^2. \tag{20}$$

Напомним, что сумма $\sum_\Lambda (\Gamma_{\mathrm{el}}^{(\Lambda)})^2$ входит в формулы (4), (5), (6), (13) и (14), описывающие спектр тормозного излучения при рассеянии заряженных частиц на нулевой угол.

Если дипротонный резонанс имеет четный спин J и положительную пространственную четность, то, как легко понять, запрещены состояния pp-системы с $\Lambda = \pm 1$ [13]; при этом

$$\Gamma_{\mathrm{el}}^{(0)} = \Gamma, \quad \Gamma_{\mathrm{el}}^{(+1)} = \Gamma_{\mathrm{el}}^{(-1)} = 0. \tag{21}$$

При четном спине дипротонного резонанса и отрицательной пространственной четности никаких запретов на проекции Λ нет. В соответствии с этим

$$\Gamma_{el}^{(0)} = R_0\Gamma, \quad \Gamma_{el}^{(+)} = \Gamma_{el}^{(-1)} = \frac{1 - R_0}{2}\Gamma, \tag{22}$$

где R_0 — положительный параметр, заданный в интервале $(0, 1)$. При этом

$$\eta = \frac{\sum\limits_{\Lambda} (\Gamma_{el}^{(\Lambda)})^2}{\Gamma^2} = \frac{1}{2}(3R_0^2 - 2R_0 + 1). \tag{23}$$

Максимум величины η ($\eta_{max} = 1$) соответствует значению $R_0 = 1$, а минимум ($\eta_{min} = 1/3$) — значению $R_0 = 1/3$.

5. Пусть, как и в разделе 2, энергия сталкивающихся протонов в с.ц.и. заключена в следующем интервале в окрестности положения резонанса

$$E_1 \le E \le E_2, \quad E_1 = E_{res} - \Delta E_1, \quad E_2 = E_{res} + \Delta E_2;$$

$$\Delta E_1 \gg \Gamma, \quad \Delta E_2 \gg \Gamma, \quad E_2 - E_1 = \Delta E \gg \Gamma.$$

Согласно (7), для протонов

$$a^2 = \frac{4e^2 v_0^4}{c^4} \cdot \frac{\sin^2\alpha \cos^2\alpha}{\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\cos^2\alpha\right)^2}, \tag{24}$$

где e — заряд протона, v_0 — скорость каждого из протонов в с.ц.и. На основе формулы (12) получаем следующее выражение для сечения тормозного излучения, усредненного по спектру энергий начальных протонов (в случае резонансного рассеяния протонов на нулевой угол):

$$\left\langle \frac{d^3\sigma_{pp\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle = \eta \frac{e^2}{hc}\left(\frac{h}{m_p c}\right)^2 \frac{v_0^2}{c^2}\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{(2J + 1)^2}{\pi \Delta E} \cdot$$

$$\cdot \frac{\sin^2\alpha \cos^2\alpha}{\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\cos^2\alpha\right)^2} \frac{\varepsilon\Gamma}{\varepsilon^2 + \Gamma^2}. \tag{25}$$

Здесь $e^2/\hbar c = \frac{1}{137}$, ε — энергия γ-кванта ($\varepsilon \ll \Delta E$), Γ — ширина дипротонного резонанса, m_p — масса протона, J — спин дипротонного резонанса. Согласно (21)—(24),

$$\eta = 1,\ \text{если}\ J^P = 0^+, 0^-, 2^+, 4^+ \ldots\ \text{и т.д.}$$

$$\eta = \frac{1}{2},\ \text{если}\ J^P = 1^-, 3^-, 5^-, \ldots\ \text{и т.д.}$$

$$\frac{1}{3} \le \eta \le 1,\ \text{если}\ J^P = 2^-, 4^-, 6^- \ldots\ \text{и т.д.} \tag{26}$$

Как уже отмечалось, при $\theta = 0$ вклад в тормозное излучение даст только резонансное рассеяние — роль фона и интерференции резонанса с фоном исчезает.

Оценим теперь вклады, отвечающие резонансному и нерезонансному рассеянию протонов на малые ненулевые углы в интервале $0 \le \theta \le \theta_0 \ll 1$, считая протоны нерелятивистскими. Ясно, что в первом порядке по θ_0^2

$$\left\langle \frac{d^3\sigma^{(\text{res})}_{pp\gamma}}{do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle = \left\langle \frac{d^3\sigma^{(\text{res})}_{pp\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle \Delta\Omega,$$

где $\left\langle \frac{d^3\sigma^{(\text{res})}_{pp\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle$ определяется согласно (25),

$$\Delta\Omega = 2\pi\,(1 - \cos\theta_0) \approx \pi\,\theta_0^2.$$

Интегрируя выражение (25) по полному телесному углу вылета γ-квантов и спектру их энергий в интервале $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, где $\varepsilon_1 \gg \Gamma$, $\varepsilon_2 \gg \Gamma$, в первом неисчезающем приближении по параметру $(v_0/c)^2$ получаем

$$\Delta\sigma^{(\text{res})}_{pp\gamma}(0) = \frac{8\eta\,\Gamma}{15\Delta E}\cdot\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^2(2J+1)^2\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\Delta\Omega. \tag{27}$$

Мы здесь учли, что в нерелятивистском приближении

$$A = \int \mathbf{a}^2 do = 2\pi\int_0^\pi \mathbf{a}^2\sin\alpha\, d\alpha = \frac{32}{15}\pi\, e^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^4. \tag{28}$$

Если, например, масса резонанса $M_R = 1937$ МэВ/с^2, а спин — четность, $J^P = 3^-$ (при этом $p_{\text{лаб}} = 500$ МэВ/с, $p_{\text{ц.и.}} = 240$ МэВ/с, см. [1]), то вклад резонансного рассеяния протонов на малые углы в эффективное сечение тормозного излучения мягких γ-квантов составляет

$$\Delta\,\sigma_{pp\gamma}^{(\mathrm{res})}(0) = 1{,}75\cdot 10^{-29}\,\frac{\Gamma}{\Delta\,E}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\frac{\Delta\,\Omega}{2\pi}\ \text{см}^2.$$

В то же время дифференциальное сечение тормозного излучения, связанного с нерезонансным рассеянием протонов на очень малые углы, а также с интерференцией резонансного и нерезонансного рассеяния, согласно (1) имеет структуру

$$\frac{d^{\,3}\sigma^{(\mathrm{backgr})}}{d\Omega\; do\; d\varepsilon} = \frac{1}{4\pi^2\hbar c}\left(\sigma_{\text{мгн}}^{(pp)}(0) + \sigma_{\text{инт}}^{(pp)}(0)\right)(\mathbf{a} - \mathbf{b})^2. \tag{29}$$

Для нерелятивистских протонов

$$\mathbf{a} = \frac{2e}{c^2}\,[\boldsymbol{v}_1\mathbf{n}\,](\boldsymbol{v}_1\mathbf{n}),\quad \mathbf{b} = \frac{2e}{c^2}\,[\boldsymbol{v}_2\mathbf{n}\,](\boldsymbol{v}_2\mathbf{n}). \tag{30}$$

С учетом (30) интегрирование по полному телесному углу вылета γ-квантов даст

$$C\,(\theta) = \int(\mathbf{a} - \mathbf{b})^2 do = \frac{32}{5}\pi\, e^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^4\sin^2\theta. \tag{31}$$

Проводя далее интегрирование формулы (29) по энергиям γ-квантов в интервале $(\varepsilon_1,\varepsilon_2)$ и по телесному углу $\Delta\Omega = \pi\,\theta_0^2$, соответствующему малым углам рассеяния $0 \le \theta \le \theta_0 \ll 1$, мы получим

$$\Delta\,\sigma_{pp\gamma}^{(\mathrm{backgr})}(0) = \frac{4}{5\pi^2}\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{v_0}{c}\right)^4\left(\sigma_{\text{мгн}}^{(pp)}(0) + \sigma_{\text{инт}}^{(pp)}(0)\right)\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)(\Delta\Omega)^2. \tag{32}$$

Таким образом, вклад фона и интерференции резонанса с фоном пропорционален квадрату телесного угла рассеяния. Это связано с тем, что вероятность излучения фотона при нерезонансном рассеянии на малые углы, стремится к нулю как θ^2 (см. формулу (31)); интегрирование по углам рассеяния в интервале $0 \le \theta \le \theta_0$ приводит к зависимости θ_0^4.

Для оценок будем считать, что $\sigma_{\text{инт}}^{(pp)}(0) < \sigma_{\text{мгн}}^{(pp)}(0)$, а $\sigma_{\text{мгн}}^{(pp)}(0) \approx \frac{\sigma_{pp}}{2\pi}$, где σ_{pp} — полное сечение упругого рассеяния протона на протоне вне узкой резонансной области. Согласно экспериментальным данным, при $p_{\text{лаб}} =$ $= 500$ МэВ/с величина $\sigma_{pp} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-26}$ см^2. В соответствии с этим в области энергий, близких к возможному узкому резонансу с массой $M = 1937$ МэВ/с и спином $J = 3$, «фоновое» сечение

$$\Delta\,\sigma_{pp\gamma}^{(\text{backgr})}(0) \approx 6{,}5 \cdot 10^{-32}\,\frac{(\Delta\Omega)^2}{2\pi}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\ \text{см}^2.$$

Таким образом, относительный вклад фонового тормозного излучения при рассеянии на малые углы пропорционален величине телесного угла рассеяния $\Delta\Omega$ и стремится к нулю при $\theta_0 \to 0$:

$$\Delta\,\sigma_{pp\gamma}^{(\text{backgr})}(0)/\Delta\,\sigma_{pp\gamma}^{(\text{res})}(0) \approx 3{,}7 \cdot 10^{-3}\,\frac{\Delta\,E\Delta\Omega}{\Gamma}.$$

Если регистрируются γ-кванты, сопровождающие рассеяние нерелятивистских протонов на все возможные углы $(0 \le \theta \le \frac{\pi}{2})$, то согласно формулам (11), (13) и (28)

$$\sigma_{pp\gamma}^{(\text{res})} = \frac{16\pi\,(2J+1)}{15}\cdot\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^2\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\frac{\Gamma}{\Delta\,E}. \tag{33}$$

При $M_R = 1937$ МэВ/с^2 и $J = 3$ имеем

$$\sigma_{pp\gamma}^{(\text{res})} \approx 5 \cdot 10^{-30}\,\frac{\Gamma}{\Delta\,E}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\ \text{см}^2,\quad \sigma_{pp\gamma}^{(\text{backgr})}/\ \sigma_{pp\gamma}^{(\text{res})} \sim 0{,}1\,\frac{\Delta\,E}{\Gamma}.$$

Таким образом, и в этом случае резонансный эффект может быть в принципе выделен.

6. Перейдем к тормозному излучению при рассеянии монохроматических протонов, энергия которых больше резонансной (см. раздел 3). В случае рассеяния «вперед», используя формулы (14) и (24) и умножая результат на 4 в соответствии с тождественностью протонов, получаем

$$\frac{d^3\sigma_{pp\gamma}}{d\Omega\,do\,d\varepsilon} = \frac{\eta(2J+1)^2}{4\pi^2\varepsilon}\cdot\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{v_0}{c}\right)^2\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{\sin^2\alpha\cos^2\alpha}{\left(1-\dfrac{v_0^2}{c^2}\cos^2\alpha\right)^2}\cdot\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\cdot$$

$$\cdot\,\frac{\Gamma^2}{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \tag{34}$$

С учетом (34) и (28), вклад резонансного рассеяния нерелятивистских протонов на малые углы в эффективное сечение тормозного излучения, проинтегрированное по энергетическому спектру фотонов в интервале $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, где $\varepsilon_0 - \varepsilon_1 >> \Gamma$, $\varepsilon_2 - \varepsilon_0 >> \Gamma$, и полному телесному углу излучения описывается формулой

$$\Delta\,\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) = \frac{4\,\eta}{15}\,\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^2(2J+1)^2\,\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}\,\Delta\Omega. \qquad (35)$$

Вклад «фонового» излучения при рассеянии протонов на малые углы оценивался в разделе 5. При $M_R = 1937$ МэВ/с^2, $J^P = 3^-$, $\eta = \frac{1}{2}$ находим:

$$\Delta\,\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) \approx 0{,}87\cdot 10^{-29}\,\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}\left(\frac{\Delta\Omega}{2\pi}\right),$$

$$\Delta\,\sigma^{(\mathrm{backgr})}_{pp\gamma}(0)/\Delta\,\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) \sim 7{,}5\cdot 10^{-3}\,\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\frac{\varepsilon_0}{\Gamma}\,\Delta\Omega.$$

Если регистрируется лоренцевская линия при рассеянии нерелятивистских протонов на все возможные углы (в с.ц.и. $0 \le \theta \le \frac{\pi}{2}$), то в соответствии с формулами (19) и (28)

$$\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) = \frac{8\pi}{15}\,\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\left(\frac{v_0}{c}\right)^2(2J+1)\,\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}. \qquad (36)$$

В случае резонанса с указанными выше квантовыми числами имеем:

$$\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) \approx 2{,}5\cdot 10^{-30}\,\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}\ \text{см}^2,\quad \sigma^{(\mathrm{backgr})}_{pp\gamma}(0)/\sigma^{(\mathrm{res})}_{pp\gamma}(0) \sim 0{,}2\,\frac{\varepsilon_0}{\Gamma}\,\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right).$$

7. Если дипротонные резонансы существуют и распадаются за счет сильного взаимодействия, то в силу изотопической инвариантности они должны иметь двух партнеров по изотопическому триплету с теми же массами и ширинами. Один из них распадается на два нейтрона, а другой — на нейтрон и протон. Кроме того, в принципе возможны нейтрон-протонные резонансы с изоспинами $T = 0$. Интересно рассмотреть, как влияют воз-

можные np-резонансы на спектр тормозного излучения при упругом рассеянии нейтрона на протоне.

Следует отметить, что при нерелятивистских скоростях в с.ц.и. эффективное сечение тормозного излучения при рассеянии нейтрона на протоне существенно больше, чем при рассеянии протона на протоне. Это связано с тем, что при pp-рассеянии излучение имеет квадрупольный характер, а при np-рассеянии — дипольный. Поэтому отношение интенсивности γ-квантов при pp-столкновениях к интенсивности γ-квантов при np-столкновениях пропорционально $\left(\frac{v_0}{c}\right)^2$, где v_0 — скорость нуклона в с.ц.и.*

Воспользуемся приведенными в разделах 2 и 3 общими выражениями для сечений тормозного излучения мягких γ-квантов при упругом рассеянии нетождественных частиц. В дальнейшем все формулы, относящиеся к тормозному излучению при np-рассеянии будут нумероваться так же, как и при pp-рассеянии, но с дополнительными буквенными индексами.

Тормозное излучение при рассеянии нейтрона на протоне, очевидно, связано только с движением протона. Из соотношения (7) следует, что в рассматриваемом случае

$$\mathrm{a}^2 = e^2\,\frac{v_0^2}{c^2}\,\frac{\sin^2\alpha}{\left(1 + \frac{v_0}{c}\cos\alpha\right)^2}, \tag{24a}$$

где α — угол между импульсами γ-кванта и нейтрона в с.ц.и. Легко показать (см., например, [14], [15]), что при этом

$$A = 4\pi e^2\left[\left(\frac{c}{v_0}\right)^3 \ln\left(\frac{c+v_0}{c-v_0}\right) - \frac{c^2}{v_0^2}\right], \tag{28a}$$

$$C\,(\theta) = 8\pi e^2\left[\frac{2\xi^2+1}{\xi\sqrt{\xi^2+1}}\ln\left(\xi+\sqrt{\xi^2+1}\right) - 1\right]. \tag{31a}$$

Здесь

$$\xi = \frac{v_0}{c}\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}\sin\frac{\theta}{2},$$

*К сожалению, при исследовании дибарионных резонансов данное преимущество np-столкновений может исчезнуть ввиду большой немонохроматичности нейтронных пучков.

θ — угол рассеяния в с.ц.и., A и $C(\theta)$ по-прежнему определяется согласно (11) и (11′). В нерелятивистском приближении

$$A = \frac{8\pi}{3} e^2 \left(\frac{v_0}{c}\right)^2, \tag{28б}$$

$$C(\theta) = \frac{32\pi\, e^2}{3} \left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \sin^2\frac{\theta}{2}. \tag{31б}$$

Согласно (6) и (24а), сечение тормозного излучения при резонансном np-рассеянии в направлении «вперед» после усреднения по энергетическому спектру начальных нуклонов имеет вид

$$\left\langle \frac{d^3\sigma_{np\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle = \frac{\eta e^2}{16\hbar c\,\pi} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \frac{(2J+1)^2}{\Delta E} \cdot$$

$$\cdot \frac{\sin^2\alpha}{\left(1 + \frac{v_0}{c}\cos\alpha\right)^2} \cdot \frac{\varepsilon\,\Gamma}{\varepsilon^2 + \Gamma^2}, \tag{25а}$$

где параметр η для np-резонансов с изоспином $T = 1$ определяется, как и в случае дипротонных резонансов, в соответствии с (26); в случае np-резонансов с изоспином $T = 0$

$$\eta = 1, \text{ если } J^P = 1^-, 3^-, 5^- \ldots \text{ и т.д.}$$

$$\eta = \frac{1}{2}, \text{ если } J^P = 2^+, 4^+, 6^+, \ldots \text{ и т.д.}$$

$$\frac{1}{3} \le \eta \le 1, \text{ если } J^P = 1^+, 3^+, 5^+ \ldots \text{ и т.д.} \tag{26а}$$ *

С учетом (25а) при нерелятивистских скоростях интегральный вклад резонансного рассеяния нейтрона на протоне на малые углы в эффективное сечение тормозного излучения мягких γ-квантов дается формулой

$$\Delta\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})}(0) = \int\limits_{\varepsilon_1(\gg\Gamma)}^{\varepsilon_2(\gg\Gamma)} d\varepsilon\, do \left\langle \frac{d^3\sigma_{np\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) \right\rangle \Delta\Omega =$$

$$= \frac{1}{6}\frac{\eta e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \frac{(2J+1)^2}{\Delta E}\,\Gamma \ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \Delta\Omega. \tag{27а}$$

---

*При $T = 0$ состояния np-системы с четным полным угловым моментом J и отрицательной пространственной четностью, а также состояния 0^+, 0^- запрещены в силу обобщенного принципа Паули.

В то же время, согласно (29) и (31б), «фоновое» сечение тормозного излучения при рассеянии нейтрона на протоне внутри телесного угла $\Delta\Omega = \pi\,\theta_0^2 \ll 1$ имеет вид

$$\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{backgr})} = \frac{1}{32\pi^2}\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\left(\sigma_{\text{мгн}}^{(np)}(0) + \sigma_{\text{инт}}^{(np)}(0)\right)(\Delta\Omega)^2. \qquad (32а)$$

Для резонанса с массой $M_R = 1937$ МэВ/с^2 и квантовыми числами $J^P = 3^-$, $T = 1$ формула (27а) приводит к численной оценке

$$\Delta\,\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})}(0) \approx 1{,}65\cdot 10^{-28}\,\frac{\Gamma}{\Delta E}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\ \text{см}^2.$$

При этом относительный вклад «фонового» излучения

$$\Delta\,\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{backgr})}(0)/\Delta\,\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})}(0) \approx 10^{-2}\,\frac{\Delta E\Delta\,\Omega}{\Gamma}.$$

Из соотношений (10) и (28б) следует, что если регистрируются γ-кванты при резонансном рассеянии нейтрона на протоне на все возможные углы (4π-геометрия в с.ц.и.), то

$$\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})} = \frac{2\pi}{3}\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2\frac{(2J+1)\,\Gamma}{\Delta E}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right). \qquad (33а)$$

Согласно (33а), при $M_R = 1937$ МэВ/с^2, $J^P = 3^-$, $T = 1$

$$\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})} \approx 4{,}7\cdot 10^{-29}\,\frac{\Gamma}{\Delta E}\ln\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\ \text{см}^2.$$

Аналогичные соотношения могут быть также получены в случае испускания лоренцевской линии при фиксированной энергии np-системы выше резонанса. Из соотношений (14) и (24а) следует, что эффективное сечение тормозного излучения, сопровождающего np-рассеяние «вперед», имеет вид

$$\frac{d^3\sigma_{np\gamma}}{d\Omega\, do\, d\varepsilon}(0) = \frac{1}{64\pi^2}\cdot\frac{\eta e^2}{hc}\left(\frac{h}{m_p c}\right)^2\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{(2J+1)^2}{\left(1+\frac{v_0}{c}\cos\alpha\right)^2}\cdot$$

$$\cdot\frac{\Gamma^2}{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (34a)$$

В нерелятивистском приближении для интегрального сечения тормозного излучения при рассеянии нейтрона на протоне на малые углы получаем выражение

$$\Delta\,\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})}(0) = \frac{1}{12}\frac{\eta e^2}{hc}\left(\frac{h}{m_p c}\right)^2(2J+1)^2\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}\Delta\Omega. \quad (35a)$$

Если же регистрируются γ-кванты при рассеянии нейтрона на протоне на все возможные углы, то

$$\sigma_{np\gamma}^{(\mathrm{res})} = \frac{\pi}{3}\frac{e^2}{hc}\left(\frac{h}{m_p c}\right)^2(2J+1)\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}. \quad (36a)$$

В заключение мы бы хотели подчеркнуть, что, по нашему мнению, исследование спектра тормозного излучения при упругом рассеянии нуклона на нуклоне может оказаться важным для окончательного решения вопроса о существовании узких дибарионных резонансов.

Мы благодарны Б.А.Морозову и Ю.А.Трояну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Троян Ю.А., Печенов В.Н. — ЯФ, 1993, т.56, вып.4, с.191.
2. Троян Ю.А. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.683.
3. Троян Ю.А. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ № 13-85, Дубна, 1985, с.12.
4. Sunti L. et al. — Phys. Rev., 1988, v.38C, p.2466.
5. Tatischeff B. et al. — Zs.f. Phys. A, 1987, v.327, p.147.
6. Любошиц В.Л. — Сообщения ОИЯИ Р2-88-507, Дубна, 1988.
7. Копылов Г.И., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — Сообщения ОИЯИ Р4-9688, Дубна, 1976.
8. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — Сообщения ОИЯИ Р4-9903, Дубна, 1976.
9. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1992, т.55, с.2927; ОИЯИ Р2-92-154, Дубна, 1992.

10. Герасимов С.Б., Хрыкин А.С. — Краткие сообщения ОИЯИ № 6[57-92], Дубна, 1992; Mod. Phys. Lett. A, 1993, v.8, No.26, p.2457.
11. Балдин А.М. и др. — Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968, § 49.
12. Любошиц В.Л. — Сообщения ОИЯИ Р2-4631, Дубна, 1969.
13. Любошиц В.Л. — Сообщения ОИЯИ Р2-92-35, Дубна, 1992.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, § 69.
15. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989, § 98.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1994 года.