*Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 8, стр. 535 – 538* *20 октября 1973 г.*

# ИЗЛУЧЕНИЕ $\gamma$-КВАНТОВ ЯДРАМИ, ВОЗБУЖДЕННЫМИ АДРОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*С. И. Манаенков*

С помощью теории Глаубера показано, что угловое распределение $\gamma$-излучения в основном определяется $[J/2]+1$ параметром. Остальные параметры, обусловленные спинами частиц, являются малыми величинами.

Недавно был выполнен эксперимент, в котором изучалось излучение $\gamma$-квантов ядрами, испытавшими соударения с протонами высоких энергий [1]. В настоящей работе получены ограничения на форму углового распределения излучения ядер, у которых основным является $0^+$ уровень. В качестве возбужденных рассмотрены состояния натуральной четности. Для простоты мы ограничились процессами рассеяния $\pi$-мезонов на ядрах, но полученные оценки справедливы и для других адронов.

Пусть основное и возбужденное состояния ядра описываются волновыми функциями $\Psi_0$ и $\Psi_f$ соответственно, причем состояние $f$ имеет спин $J$ ($\geq 1$), проекции которого на ось $Z$ мы будем обозначать $M$, четность $P$, равную $(-1)^J$. Амплитуда перехода ядра из основного в $f$ состояние согласно [2] равна

$$F_{f,0}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} (\Psi_f, \Gamma\ \Psi_0)\, d^2 b\ . \tag{1}$$

Здесь $k = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{k}$ – импульс налетающего мезона, направленный вдоль оси $Z$, $\mathbf{b}$ – прицельный вектор, $\mathbf{q}$ – переданный ядру импульс, а функция "профиля" $\Gamma$ равна

$$\Gamma = \sum_{n=1}^{A} \frac{(-1)^{n+1}(2\pi ik)^{-n}}{n!\,(A-n)!}\, S \int \prod_{\ell=1}^{n} [f_\ell e^{-i\Delta_\ell(\mathbf{b}-\mathbf{s}_\ell)}] \prod_{\beta=1}^{n} d^2\Delta_\beta .$$

В (2) $S$ – сумма всех операторов перестановок $A$ частиц мишени, $\mathbf{s}_j$ – проекция радиуса-вектора $j$-го нуклона ядра на плоскость $XY$, $f_j$ – амплитуда упругого рассеяния $\pi$-мезона на $j$-й частице [3]

$$f_j = A_j(E, \Delta_j) + B_j(E, \Delta_j)(\vec{\sigma}_j\ \vec{\nu}_j). \tag{3}$$

Матрицы Паули $\sigma_j$ в (3) действуют на спиновые переменные нуклонов, $\vec{\nu}_j$ – единичный вектор в направлении $[\mathbf{k}_j, \mathbf{k}_{j+1}]$, $\mathbf{k}_j$ – импульс мезона до столкновения с $j$-й частицей. Скалярные функции $A_j$ и $B_j$ зависят от энергии мезонов $E$ и $\Delta_j$ ($\vec{\Delta}_j = \mathbf{k}_j - \mathbf{k}_{j+1}$). При $\Delta_j \to 0$

$$B_j = C_j(E)\,\Delta_j/\mu + \dots, \tag{4}$$

где $\mu$ – некоторая характерная масса ($\mu \sim 1$ *Гэв*).

Определим оператор $U_z$, действующий только на пространственные и спиновые переменные нуклонов ядра, соотношением

$$U_z = U_p U_3 . \tag{5}$$

В (5) $U_p$ – оператор инверсии, а $U_3$ – оператор поворота вокруг оси $Z$ на 180°. Используя $U_z$, пишем

$$F_{f,0} = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} (\Psi_f,\ U_z^2 \Gamma U_z^2\ \Psi_0)\, d^2 b =$$

$$= (-1)^M P \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} (\Psi_f,\ U_z \Gamma U_z \Psi_0)\, d^2 b . \tag{6}$$

Обозначим проекции $M$, удовлетворяющие соотношению (7), $M_+$, а (8) – $M_-$, где

$$(-1)^M P = 1, \tag{7}$$

$$(-1)^M P = -1. \tag{8}$$

Если теперь задать $\Gamma_+$ и $\Gamma_-$ формулами

$$\Gamma_\pm = \frac{1}{2}(\Gamma \pm U_z \Gamma U_z), \tag{9}$$

то в амплитуды $F_{fM_+,0}(F_{fM_-,0})$ будет давать вклад лишь функция "профиля" $\Gamma_+(\Gamma_-)$. В глауберовском рассеянии существенны $q \lesssim R^{-1}$, где $R$ – расстояние порядка радиуса ядра, при этом все $\Delta_i \lesssim R^{-1}$. Сохраняя в (2) лишь члены нулевого и первого порядка по $(\mu R)^{-1}$ получаем из (2), (3), (4)

$$\Gamma_+ = \sum_{n=1}^{A} \frac{(-1)^{n+1}(2\pi ik)^{-n}}{n!(A-n)!} S\int \prod_{\ell=1}^{n}\left[A_\ell e^{-i\vec{\Delta}_\ell(b-s_\ell)}\right]\prod_{\beta=1}^{n} d^2\Delta_\beta, \tag{10}$$

$$\Gamma_- = \sum_{n=1}^{A} \frac{(-1)^{n+1}(2\pi ik)^{-n}}{n!(A-n)!} S\int \sum_{i=1}^{n}\left[C_i(\Delta_i/\mu)(\vec{\sigma}_i\vec{\nu}_i)\times\right.$$

$$\left.\times e^{-i\vec{\Delta}_i(b-s_i)}\right]\prod_{\substack{\ell=1,\\ \ell\neq i}}^{n}[A_\ell e^{-i\vec{\Delta}_\ell(b-s_\ell)}]\prod_{\beta=1}^{n} d^2\Delta_\beta. \tag{11}$$

Из (1), (10), (11) заключаем, что

$$|F_{fM_-,0}(\mathrm{q})/F_{fM_+,0}(\mathrm{q})|^2 \lesssim (\mu R)^{-2}|C_i(E)/A_i(E,0)|^2. \tag{12}$$

Так как отношение $C_i/A_i \lesssim 1$ (и с ростом энергии убывает), а $(\mu R)^2 >> 1$, то в глауберовском рассеянии возбуждаются преимущественно состояния с проекциями $M_+$. Последнее обстоятельство проявляется в $\gamma$-излучении ядер.

Мы рассмотрим только радиационный переход $f \to 0^+$. Формулы для более общего случая можно найти, например, в [4]. Матрица плотности возбужденного состояния ядра после усреднения по переданным импульсам диагональна. Обозначим ее диагональные элементы $\xi_M$, тогда угловое распределение излучения описывается формулой

$$W(\mathrm{n}) = \sum_{M_+}\xi_{M_+}|\mathrm{Y}^{(1)}_{JM_+}(\mathrm{n})|^2 + \sum_{M_-}\xi_{M_-}|\mathrm{Y}^{(1)}_{JM_-}(\mathrm{n})|^2. \tag{13}$$

В (13) $\mathrm{n}$ – единичный вектор в направлении наблюдения фотонов, $\mathrm{Y}^{(1)}_{JM}$ – шаровой вектор электрического типа. Выражение, стоящее в правой части (13), является полиномом степени $J$ от $\cos^2\theta$ ( $\cos\theta = n_z$ ). Число независмых параметров $\xi_M$ в силу соотношения $\xi_M = \xi_{-M}$ равно $J+1$, поэтому все они однозначно могут быть найдены из опыта. Так как

$$\xi_{M_-}\ \xi_{M_+} = \int|F_{fM_-,0}|^2 d^2q/\int|F_{fM_+,0}|^2 d^2q, \tag{14}$$

то из (12) и (14) следует искомая оценка

$$\xi_{M_-} / \xi_{M_+} \lesssim (\mu R)^{-2} | C_i(E) / A_i(E, 0) |^2. \tag{15}$$

Из (15) заключаем, что вклад первой суммы в (13) доминирует, поэтому, например, для нахождения полного сечения возбуждения уровня $f$, как это делалось в [1], нужно определить лишь величины $\xi_{M_+}$. Для $\mu = 1$ *Гэв*, $R = 2fm$, $C_i / A_i = 1$ правая часть (15) равна $10^{-2}$, поэтому если эксперимент покажет, что $\xi_{M_-} / \xi_{M_+} >> 10^{-2}$, то это будет указанием на важность спиновых эффектов в глауберовском рассеянии. Мы не учитывали влияния движения ядра на угловое распределение излучения, а также пренебрегли продольной частью переданного импульса. Простые оценки, однако, показывают, что для $E_f - E_0 \lesssim 10$ *Мэв* эти факторы не приведут к нарушению (15).

Пользуюсь возможностью, чтобы поблагодарить Ю.А.Симонова и Л.А.Кондратюка за обсуждения.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
17 сентября 1973 г.

## Литература

[1] Ю.М. Горячев, В.П.Канавец, И.В. Кирпичников, И.И.Левинтов. Б.В.Морозов, Н.А.Никифоров, А.С.Старостин. ЯФ, 17, 910, 1973.

[2] Р.Глаубер. УФН, 103, 641, 1971; А.Г.Ситенко. УФЖ, 4, 152, 1959.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963, стр. 618.

[4] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, М., изд. Наука, 1969. стр. 355.