ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

[redacted] ЕФИ–67 (74)

*В.М.Жамкочян*

# УЧЕТ ЭФФЕКТА НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ НА ЯДРАХ

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

1974

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-67(74)

В.М.ЖАМКОЧЯН

# УЧЕТ ЭФФЕКТА НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ НА ЯДРАХ

Ереван 1974

УДК. 539.172 Научное сообщение ЕФИ-67 (74)

В.М.ЖАМКОЧЯН

# УЧЕТ ЭФФЕКТА НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ НА ЯДРАХ

В рамках теории многократного рассеяния рассмотрен процесс рождения резонанса на ядре. Получено выражение для амплитуды когерентного процесса, учитывающее эффекты от перерассеяний продуктов распада резонанса.

Ереванский физический институт

Ереван 1974

Scientific Report EPI-67(74)

V.M. ZHAMKOCHIAN

# CONSIDERATION OF INSTABILITY EFFECTS IN THE RESONANCE PRODUCTION PROCESSES ON NUCLEI

The process of resonance production on nucleus is considered in the framework of the multiple scattering theory. The expression is obtained for the amplitude of coherent process involving effects from rescatterings of the resonance decay products.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1974

Изучение процессов рождения резонансов при столкновениях частиц высокой энергии с ядрами вызывает интерес, связанный прежде всего с возможностью получения информации о резонанс-нуклонном взаимодействии. Так, например, эксперименты по фоторождению векторных мезонов на ядрах [1] позволили определить полные сечения взаимодействия нестабильных векторных мезонов с нуклонами.

Теоретическое рассмотрение проблемы [2] в рамках теории многократного рассеяния Ватсона [3] позволило получить выражения для амплитуды когерентного рождения резонансов на ядрах с учетом ширины рождающихся резонансов. Однако, в работе [2] не были учтены эффекты от перерассеяний продуктов распада нестабильной частицы , что , в принципе, может быть существенным в рассматриваемой задаче. Целью настоящей работы является учет указанных эффектов, и ее можно рассматривать в известной степени как продолжение работы [2] .

Рассмотрим процесс столкновения быстрой частицы I с ядром , приводящий к рождению резонанса 2 , который распадается на пару частиц 3 и 3' .

В тех же приближениях, что и в работе [2] , произвольный член ряда Ватсона, соответствующий данному процессу, будет иметь вид:

$$F^{a,s,t}(\vec{k},\vec{p}_1,\vec{p}_2) = (-1)^{a+s+t} \langle f,\vec{p}_1,\vec{p}_2 | \underbrace{t_i^1 G_1 t_j^1 G_1 \dots}_{a} \underbrace{t_m^{12} G_2 t_l^2 \dots G_2}_{s} \tau G_{3+3'} \underbrace{t_n^{3+3'} \dots}_{t} | i,\vec{k} \rangle , \tag{I}$$

где $\vec{k}$ и $\vec{p}_1,\vec{p}_2$ – импульсы начальной и конечных частиц, а индексы $i$, $f$ соответствуют начальному и конечному состояниям ядра. При этом $t_i^1$, $t_l^2$, $t_n^{3+3'}$ и $t_m^{12}$ представляют операторы взаимодействия частиц с конкретными нуклонами ( которые считаются свободными) , соответствующие амплитудам упругого рассеяния $1 \to 1$, $2 \to 2$, $3+3' \to 3+3'$ и переходу $1 \to 2$ ; $\tau$ -оператор, ответственный за распад $2 \to 3+3'$, и $G_1$, $G_2$, $G_{3+3'}$ – свободные функции Грина для состояний 1,2 и $3+3'$ . (I) выражает собой амплитуду процесса, в котором падающая частица перерассеивается $a$ -раз, частица $2$ – $s$ -раз, продукты распада – $t$ - раз.

Выражение (I) может быть переписано в виде

$$F^{a,s,t}(\vec{k},\vec{p}_1,\vec{p}_2) = (-1)^{a+s+t} \int \Phi_i(\vec{r}_k) \prod_{\rho=1}^{a} \left\{ \frac{d\vec{k}_{\rho+1} f_1(\vec{k}_\rho,\vec{k}_{\rho+1}) e^{i(\vec{k}_\rho-\vec{k}_{\rho+1})\vec{r}_\rho}}{(2\pi)^3 \mathcal{E}_1(\vec{k}_{\rho+1})[\mathcal{E}_1(\vec{k})-\mathcal{E}_1(\vec{k}_{\rho+1})+i0]} \right\} \times$$

$$\times f_{12}(\vec{k}_{a+1},\vec{q}_1) e^{i(\vec{k}_{a+1}-\vec{q}_1)\vec{r}_{a+1}} \cdot \prod_{\mu=1}^{s} \left\{ \frac{d\vec{q}_\mu f_2(\vec{q}_\mu,\vec{q}_{\mu+1}) e^{i(\vec{q}_\mu-\vec{q}_{\mu+1})\vec{r}_{a+\mu+1}}}{(2\pi)^2 \mathcal{E}_2(\vec{q}_\mu)[\mathcal{E}_1(\vec{k})-\mathcal{E}_2(\vec{q}_\mu)+i\Gamma m_2/2\mathcal{E}_2(\vec{q}_\mu)]} \right\} \times$$

$$\times \frac{f_{2\to3+3'}(\vec{p}_{1_1},\vec{p}_{2_1})(2\pi)^3 \delta(\vec{q}_{s+1}-\vec{p}_{1_1}-\vec{p}_{2_1})\, d\vec{q}_{s+1}}{(2\pi)^2 \mathcal{E}_2(\vec{q}_{s+1})[\mathcal{E}_1(\vec{k})-\mathcal{E}_2(\vec{q}_{s+1})+i\Gamma m_2/2\mathcal{E}_2(\vec{q}_{s+1})]} \times \tag{2}$$

$$\times \prod_{\nu=1}^{t} \left\{ \frac{d\vec{P}_{1\nu} d\vec{P}_{2\nu} \langle \vec{P}_{1\nu+1}, \vec{P}_{2\nu+1} | t^{3+3'}_{a r_1+\nu+1} | \vec{P}_{1\nu}, \vec{P}_{2\nu} \rangle}{(2\pi)^3 \mathcal{E}_{3+3'}(\vec{P}_{1\nu}, \vec{P}_{2\nu}) [\mathcal{E}_1(\vec{\kappa}) - \mathcal{E}_{3+3'}(\vec{P}_{1\nu}, \vec{P}_{2\nu}) + i0]} \right\} \Phi_f^*(\vec{r}_\kappa) \prod_{\kappa=1}^{A} d\vec{r}_\kappa ,$$

где введены обозначения: $\vec{K}_1 \equiv \vec{K}$ , $\vec{P}_{1t+1} \equiv \vec{P}_1$ , $\vec{P}_{2t+1} \equiv \vec{P}_2$ ; $\mathcal{E}_1(\vec{K}_p) = \sqrt{\vec{K}_p^2 + m_1^2}$ ; $\mathcal{E}_2(\vec{q}_\mu) = \sqrt{\vec{q}_\mu^2 + m_2^2}$ ; $\mathcal{E}_{3+3'}(\vec{P}_{1\nu}, \vec{P}_{2\nu}) = \sqrt{(\vec{P}_{1\nu} + \vec{P}_{2\nu})^2 + M^2}$ ; $M$ - инвариантная масса системы 3 + 3' ; $\Phi_i$ и $\Phi_f$ - волновые функции начального и конечного состояний ядра. В остальном мы придерживаемся системы обозначений и нормировок, выбранной в работе [2].

Далее, если принять $t_\alpha^{3+3'} = t_\alpha^3 + t_\alpha^{3'}$ , что соответствует предположению об отсутствии взаимодействия между продуктами распада, то

$$\langle \vec{P}_{1\nu+1}; \vec{P}_{2\nu+1} | t_\alpha^{3+3'} | \vec{P}_{1\nu}; \vec{P}_{2\nu} \rangle = f_3(\vec{P}_{1\nu+1}, \vec{P}_{1\nu}) e^{i(\vec{P}_{1\nu} - \vec{P}_{1\nu+1})\vec{r}_\alpha} \delta(\vec{P}_{2\nu+1} - \vec{P}_{2\nu}) +$$
$$+ f_{3'}(\vec{P}_{2\nu+1}, \vec{P}_{2\nu}) e^{i(\vec{P}_{2\nu} - \vec{P}_{2\nu+1})\vec{r}_\alpha} \delta(\vec{P}_{1\nu+1} - \vec{P}_{1\nu}) \qquad (3)$$

Учтем также, что [4] при высоких энергиях амплитуды $f_1$ , $f_{12}$ , $f_2$ , $f_3$ и $f_{3'}$ в (2) зависят лишь от поперечных передач импульса , а пропагаторы - в основном от продольных передач импульса.

Поскольку большинство экспериментальных данных по рождению резонансов на ядрах относится к фоторождению $\rho$ - мезона, мы рассмотрим случай, когда частица I есть $\gamma$ -квант с вектором поляризации $\vec{\mathcal{E}}$, частица $2$ – $\rho$ -мезон, распадающийся на пару $\pi$ -мезонов. Амплитуда распада в этом случае будет пропорциональна $\xi_\mu(P_{1\mu}-P_{2\mu})$, где $\xi_\mu$ – вектор поляризации $\rho$ -мезона; $P_{1\mu}$, $P_{2\mu}$ – $4$ -импульсы $\pi$ -мезонов. Если теперь учесть, что в процессе фоторождения $\rho$ -мезона в хорошем приближении имеет место сохранение $S$ -канальной спиральности, то эффективную амплитуду распада $\rho$ -мезона можно считать зависящей лишь от поперечных компонент импульсов $\pi$ -мезонов. Это позволяет провести в выражении ( 2 ) раздельное интегрирование по продольным и поперечным компонентам всех промежуточных импульсов.

С точностью до членов порядка $1/ka \ll 1$ ( $a$ -диаметр нуклона) в результате этого интегрирования имеем:

$$
F^{s,t}(\vec{K},\vec{P}_1,\vec{P}_2)=(-1)^{s+t}\,2\pi i\,\gamma_{\rho\pi\pi}\frac{(\vec{P}_1-\vec{P}_2)\vec{\mathcal{E}}}{K}\times
$$

$$
\times\frac{iK}{2\pi}\int e^{i(\vec{K}-\vec{P})\vec{b}}d^2b\;\Gamma_{\gamma\rho}(\vec{b}-\vec{S}_1)\,e^{-i(z'-z_1)\frac{m_\rho^2-i\Gamma m_\rho}{2K}}\prod_{\mu=1}^{s}\{\Gamma_{\rho N}(\vec{b}-\vec{S}_{\mu+1})\theta(z_{\mu+1}-z_\mu)\}\times
$$

$$
\times e^{iz'\frac{M^2}{2K}}\theta(z'-z_{s+1})\theta(z_{s+2}-z')\prod_{\nu=1}^{t}\{2\Gamma_{\pi N}(\vec{b}-\vec{S}_{s+\nu+1})\,\theta(z_{s+\nu+1}-z_{s+\nu})\}\,dz'\times \tag{4}
$$

$$
\times\,\varphi_f^*(\vec{z}_k)\,\Phi_i(\vec{z}_k)\prod_{k=1}^{A}d\vec{z}_k .
$$

В этом выражении $\Gamma_{\lambda\rho}(\vec{b})=\frac{1}{2\pi i K}\int f_{\lambda\rho}(\vec{\Delta}_\perp)e^{i\vec{\Delta}_\perp\vec{b}}d^2\Delta_\perp$ ; $z_\lambda$ и $\vec{S}_\lambda$ – продольные и поперечные компоненты радиус-векторов $\vec{z}_\lambda$ ; $\vec{P}=\vec{P}_1+\vec{P}_2$ – суммарный конечный импульс $\pi$ -мезонной пары; $M$ -инвариантная масса пары; $\gamma_{\rho\pi\pi}$ -известная константа распада $\rho\to 2\pi$ .

Заметим, что аддитивность функций профиля амплитуд рассеяния распадных частиц в выражении (4), выражающаяся в данном случае в удвоении $\Gamma_{\pi N}$, является следствием записи матричного элемента, описывающего рассеяние двухчастичной системы на нуклоне, в виде (3), т.е. является следствием предположения об отсутствии взаимодействия между продуктами распада, а также пренебрежения эффектами взаимного "затенения" компонент пары при её рассеянии на нуклоне.

Конечно, в соответствии с данными [5], такое приближение справедливо лишь при небольших энергиях, для которых, собственно, и имеет смысл учитывать нестабильность.

Ограничившись рассмотрением когерентного рождения пары, с помощью известных методов и приближений (см.[2]) можно просуммировать выражение (4) как по всем перестановкам нуклонов, так и по всем возможным комбинациям столкновений. Окончательно приходим к следующему виду для амплитуды рассматриваемого процесса:

$$F_{\gamma A\to 2\pi A} = \frac{2\pi i \chi_{\gamma\pi\pi}\vec{\varepsilon}(\vec{p}_1-\vec{p}_2)}{k} f_{\gamma\rho}(0)\int d^2 b\, e^{i(\vec{k}-\vec{p})\vec{b}}\int_{-\infty}^{\infty} dz\,\rho(\vec{b},z)\,\times$$

$$\times\int_{z}^{\infty} dz'\, e^{iz'\frac{M^2}{2k}-i(z'-z)\frac{m_\rho^2-i\Gamma m_\rho}{2k}}\cdot\exp\left\{-\frac{\sigma'_{\rho N}}{2}\int_{z}^{z'}\rho(\vec{b},z_1)dz_1-\sigma'_{\pi N}\int_{z'}^{\infty}\rho(\vec{b},z_2)dz_2\right\}, \quad (5)$$

где $\rho(\vec{r})$ -плотность нуклонов в ядре; $\sigma' = \frac{4\pi}{ik}f(0) = \sigma(1-i\alpha)$, $\alpha = \frac{Re\, f(0)}{Im\, f(0)}$.

Формула (5), полученная здесь на базе строгой теории Ватсона, не вводящей явно потенциала, соответствует выражениям, найденным в рамках оптической модели Готфридом [6] . Заметим, что в подынтегральном выражении (5) присутствует экспоненциальный множитель, описывающий поглощение продуктов распада резонанса, которое не было учтено в работе [2] . При этом, если не ограничиваться предположением (3) об аддитивности оператора $t^{\alpha}_{3,3'}$ , экспонента, соответствующая поглощению распадных частиц, будет иметь вид

$$\exp\left\{-\frac{\sigma'_{\pi\pi}}{2}\int_{z'}^{\infty}\rho(\vec{b},z_2)\,dz_2\right\},$$

где $\sigma'_{\pi\pi}=\frac{4\pi}{ik}f_{\pi\pi}(0)$ ; $f_{\pi\pi}$ представляет собой некоторую эффективную амплитуду взаимодействия продуктов распада резонанса с нуклоном . (Следует ожидать - мы вернемся подробно к этому вопросу в другом месте - что $Re\,\sigma'_{\pi\pi}\approx 2\sigma_{\pi N}-\frac{\sigma^2_{\pi N}}{4\pi\langle r^2\rangle}$ , где $r_c$ -некоторое среднее расстояние между пионами пары, определяемое данным распадом и энергией ).

Количественная оценка, проведенная с использованием модели с однородной нуклонной плотностью, $\rho(r)=\begin{cases}\rho_0, & r\leq R\\ 0, & r>R\end{cases}$ , показывает, что эффекты, связанные с перерассеянием продуктов распада, уменьшают дифференциальное сечение когерентного фоторождения $\rho$ -мезона под нулевым углом на 30% , если $\sigma_{\pi\pi}=2\sigma_{\pi N}$ (при $A$ =208 и $E_\gamma$ =4 Гэв).

В заключение автор выражает глубокую благодарность С.Р.Геворкяну и С.Г. Матиняну за неоднократные обсуждения и критические замечания.

## ЛИТЕРАТУРА


I. J.S.Asbury et al. Phys.Rev.Lett.19,865(1967).
H.Alvensleben et al.DESY report 70/6(1970).
R.Marshall.DESY report 70/32(1970).

2. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. Препринт ОИЯИ, Р2-5604.(1971).

3. K.M.Watson, Phys.Rev.,105, 1388(1957).

4. А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. ЯФ, I2, 978 (I970).

5. Beusch et al.Nucl.Phys.B33,397(1971).

6. K.Gottfried,Bul. Am.Phys.Soc.13,175(1968).



Рукопись поступила 25-го марта I974г.

Редактор Л.П. Мукаян

Заказ ?771 ВФ-03347 Тираж 300

Подписано к печати 30/У-74г. Формат издания 30x40

0,5 уч.изд.л. Ц.3 к.

Отпечатано на ротапринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2