ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 8133

А.С.Пак, А.В.Тарасов

ОБ УЧЕТЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В РЕАКЦИЯХ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ НА ЯДРАХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 8133

А.С.Пак,* А.В.Тарасов

ОБ УЧЕТЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В РЕАКЦИЯХ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

* ИЯФ АН УзССР, Ташкент

Пак А.С., Тарасов А.В. Р2 - 8133

Об учете нестабильности в реакциях некогерентного рождения резонансов на ядрах

Показано, что учет эффектов нестабильности ρ° и f° -мезонов в реакциях $\pi^{-(+)}A \to \rho^{\circ}(f^{\circ})A'$ позволяет согласовать данные работ /1,5,6/ с ожидаемыми значениями для полных сечений ρN- и fN -взаимодействия.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Pak A.S., Tarasov A.V. P2 - 8133

On the Calculation of Instability in Reactions of Incoherent Particle Production on Nuclei

Considering of the effects of instability of ρ° - and f° -mesons in the reactions $\pi^{-(+)}A \to \rho^{\circ}(f^{\circ})A'$ shows to permit one to fit the data given in refs./1,5,6/ to values expected for ρN - and fN -total cross sections.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

При анализе данных по рождению нестабильных частиц /резонансов/ на ядерных мишенях эффектами нестабильности рождающихся частиц обычно пренебрегают и полагается, что практически все резонансы, родившиеся в ядре, распадаются вне его. В случае очень высоких энергий такое предположение оправдано, поскольку доля частиц, распавшихся в ядре, составляет величину порядка $x = \frac{\lambda}{\ell}$, которая обычно мала и быстро падает с ростом энергии ($\lambda = (\rho_0 \sigma\ )^{-1}$ - длина свободного пробега нестабильной частицы в ядре, ρ_0 - средняя плотность ядерной материи, σ - полное сечение взаимодействия нестабильной частицы с нуклонами, p, m, Γ -, соответственно, импульс, масса и ширина нестабильной частицы, а $\ell = p/m\Gamma$ - ее распадная длина).

При энергиях порядка нескольких *ГэВ* эффект нестабильности может оказаться ощутимым особенно при рождении частиц с малым сечением взаимодействия с нуклонами и, следовательно, большой длиной свободного пробега.

Согласно результатам анализа данных по глубоконеупругому рассеянию электронов протонами в рамках обобщенной модели векторной доминантности, к таким частицам могут относиться продольно-поляризованные векторные мезоны ρ°, ω, ϕ /1/. Сечение взаимодействия последних с нуклонами (σ_L^{VN}), по оценкам, приведенным в работе /1/, может оказаться порядка четверти σ_T^{VN} - сечения взаимодействия поперечно-поляризованных V° -мезонов с нуклонами.

Существуют также независимые теоретические соображения /2/, допускающие малость сечения взаимодействия продольно-поляризованных V° -мезонов с нуклонами.

Непосредственное определение величин σ_L^{VN} для V° -мезонов возможно из анализа реакций $\pi^- A \to V^\circ A'$, в которых рождается большая доля продольно-поляризованных V° -мезонов [3]. При этом для установления различия между сечениями σ_L^{VN} и σ_T^{VN} полезно было бы исследовать зависимость от атомного номера относительного выхода продольно и поперечно поляризованных V° -мезонов из мишени, т.е. зависимость от атомного номера элементов матрицы плотности $\rho^{\lambda\lambda'}$. Однако возможно определение величин σ_L^{VN} из измерения абсолютного выхода V° -мезонов в предположении, что величины σ_T^{VN} известны из данных по когерентному фоторождению V°-мезонов на ядрах. При этом связь сечений образования V°-мезонов на ядерной мишени и на нуклоне, согласно работе [3], дается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma^A}{dt} = \frac{Z}{A}\left(\frac{A-Z}{A}\right)\frac{d\sigma^\circ}{dt}\left[N(\sigma_\pi, \sigma_L^{VN})\rho_{00} + (1-\rho_{00})N(\sigma_\pi, \sigma_T^{VN})\right]; \qquad /1/$$

здесь $\frac{d\sigma^A}{dt}$ - дифференциальное сечение процесса рождения на ядре $1 + A \to 2 + A'$, $\frac{d\sigma^\circ}{dt}$ - дифференциальное сечение процесса рождения на нуклоне $1 + N \to 2 + N$, Z- заряд ядра, A - атомный номер, ρ_{00} - доля продольно-поляризованных V°-мезонов, родившихся в реакции $\pi^- p \to V^\circ n$, а $N(\sigma_1, \sigma_2)$ - эффективные числа, определенные в работе [4].

Результаты экспериментов двух групп по исследованию реакции $\pi^{-(+)} A \to \rho^\circ A'$ на ядрах ^{12}C [5] и ^{20}Ne [6] были проанализированы без учета возможной спиновой структуры амплитуды ρN взаимодействия, т.е. по формуле:

$$\frac{d\sigma^A}{dt} = \frac{Z}{A}\left(\frac{A-Z}{A}\right)\frac{d\sigma^\circ}{dt}\, N(\sigma_\pi, \sigma_{\rho^\circ}), \qquad /2/$$

где σ_π , σ_{ρ°- полные сечения взаимодействия $\pi^{-(+)}$-мезонов и ρ°-мезонов с нуклонами, соответственно.

Полученное при этом значение

$$\sigma_{\rho N} = \begin{matrix} (24 \pm 4)\ мбн^{/5/} \\ (20 \pm 6)\ мбн^{/6/} \end{matrix} \qquad /3/$$

близко к значению $\sigma_T^{\rho N}$ = /27 ± 2/ *мбн*, полученному из данных по когерентному фоторождению ρ° -мезонов на ядрах [7]. Это рассматривается авторами работ [5,6] как согласие с данными работы [7]. С точки зрения формулы /1/, результат /3/ следует рассматривать как примерное равенство сечений $\sigma_L^{\rho N} = \sigma_T^{\rho N}$, что расходится с упомянутым выше результатом работы [1] $\sigma_L^{\rho N} = 0{,}25\,\sigma_T^{\rho N}$.

Это кажущееся расхождение между заключениями о величине $\sigma_L^{\rho N}$, основанными на анализе данных о сечениях двух совершенно разных реакций, оказывается, можно преодолеть, если учесть, что π^+, π^--мезоны от распада ρ°-мезона в ядре поглощаются заметно сильнее, чем сами ρ°-мезоны /особенно продольно-поляризованные/, что должно имитировать увеличение поглощения самого ρ°-мезона в ядре, т.е. увеличение сечения ρN взаимодействия.

Вопрос об учете нестабильности резонансов в когерентном фоторождении V°-мезонов в рамках оптической модели рассмотрен в работе [8]. В работе [9] этот вопрос исследовался на основе теории Ватсона. Однако здесь не было учтено взаимодействие продуктов распада с нуклонами ядра, поэтому результат ее, по существу, применим лишь к анализу реакций, в которых рождаемая нестабильная частица идентифицируется по слабо взаимодействующим с ядерной материей продуктом распада, таких, как например, $\gamma A \to V^\circ A$, $V^\circ \to e^+ e^-$ или $\pi A \to A' V^\circ$, $V^\circ \to e^+ e^-$ и т.д.

Нетрудно записать выражение для амплитуды когерентного и сечения некогерентного процесса, исходя из общефизических соображений:

$$F^C = \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})\,A(\vec{r}, \sigma_i, \vec{e}_i, q_i), \qquad /4/$$

причем $\frac{d\sigma^C}{d\Omega\, dm^2\, do} = |F^C|$,

$$\frac{d\sigma^{IC}}{d\Omega\, dm^2\, do} = \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})\,|A(\vec{r},\sigma_i,\vec{e}_i,q_i)|^2, \qquad /5/$$

где

$$A(\vec{r},\sigma_i,\vec{e}_i,q_i) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\gamma}{p}}\int_0^{\infty} ds\, \exp\Big\{-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{0}\rho(\vec{r}-\vec{e}_1 s')ds' -$$

$$-\frac{\sigma_2'}{2}\int_0^{s}\rho(\vec{r}+\vec{e}_2 s')ds' - s(\gamma - i\lambda) \qquad /6/$$

$$-\sum_{\kappa=3,4}\frac{\sigma_k'}{2}\int_0^{\infty}\rho(\vec{r}+\vec{e}_2 s' + \vec{e}_k s_k')ds_k' + i\vec{q}\vec{r}\Big\}\, f(\vec{q}),$$

$$\gamma = \frac{\Gamma_2 \cdot m_2}{p}, \quad \lambda = \frac{m^2 - m_2^2}{p}, \quad \vec{e}_i = \frac{\vec{p}_i}{|p_i|}$$

$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4$ - передача импульса ядру, $i=1,2,3,4$ - индексы, относящиеся к падающей частице, родившейся нестабильной частице и к частицам - продуктам распада нестабильной частицы, соответственно, $d\Omega$ - элемент телесного угла в направлении суммарного импульса частиц - продуктов распада в лабораторной системе координат, m^2 - квадрат эффективной массы рождаемой системы, do - элемент телесного угла в направлении относительного импульса продуктов распада в системе их центра масс, $\rho(\vec{r})$ - плотность материи в ядре, $f(\vec{q})$ - амплитуда реакции $1+N \to 2+N$.

Расчет величин /4/ и /5/ в случае произвольных направлений вылета продуктов распада и произвольной ядерной плотности должен производиться численно.

Для оценки порядка величины исследуемого эффекта мы рассмотрим случай рождения резонанса и вылета продуктов его распада под малыми углами к направлению импульса падающей частицы, так что приближенно $\vec{e}_1 \simeq \vec{e}_2 \simeq \vec{e}_3 \simeq \vec{e}_4$. В этом случае амплитуда $A(r,\sigma_i,e_i,q_i)$ может быть представлена в виде

$$A(\vec{r},e_i,\sigma_i,q_i) = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{\gamma}{p}}\, e^{i\vec{q}\vec{r}} \times$$

$$\times\int_z^{\infty} dz_1 \exp\Big[-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{z}\rho(\vec{b},z')dz' -$$

$$-\frac{\sigma_2'}{2}\int_z^{z_1}\rho(\vec{b},z')dz' - \frac{(\gamma - i\lambda)}{2}(z_1 - z) -$$

$$-\frac{\sigma_3' + \sigma_4'}{4}\int_{z_1}^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'\Big] f(\vec{q}) = \qquad /7/$$

$$= \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{\gamma}{p}}\,\frac{1}{\gamma - i\lambda}\, e^{i\vec{q}\vec{r}} \exp\Big[-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{z}\rho(\vec{b},z')dz'$$

$$-\frac{\sigma_3' + \sigma_4'}{2}\int_z^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'\Big] - (\sigma_3' + \sigma_4' - \sigma_2')\int_z^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'$$

$$\exp\Big[-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{z}\rho(\vec{b},z')dz' - \frac{\sigma_2'}{2}\int_z^{z_1}\rho(\vec{b},z')dz' -$$

$$-\frac{(\gamma - i\lambda)}{2}(z_1 - z) - \frac{\sigma_3' + \sigma_4'}{2}\int_z^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'\Big] f(\vec{q}) =$$

$$\sigma_i' = \sigma_i(1 - i\alpha_i),$$

σ_i - полное сечение взаимодействия с нуклоном, α_i - отношение реальной части амплитуды рассеяния к мнимой на угол нуль, $i=1,2,3,4$. Во втором слагаемом в правой части выражения /7/ верхний предел интегрирования по z_1 ограничен размерами ядра и в модели однородной сферы $(\rho(\vec{r}) = \rho_0 = \text{const})$.

$$z_1 - z = (\rho_0)^{-1}\int_z^{z_1}\rho(\vec{b},z')dz'.$$

В общем случае произвольной плотности величина ρ_0^{-1} должна быть заменена неким средним значением обратной величины плотности $\langle \rho^{-1}(r) \rangle$.

Введя комплексную величину $\Delta\sigma'$ с размерностью сечения $\Delta\sigma' = \rho_0^{-1}(\gamma + i\lambda)$ и выполнив интегрирование по z_1, получим:

$$A(\vec{b}, z, \vec{q}) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\gamma}{p}}\,\frac{e^{i\vec{q}\vec{r}}\,f(\vec{q})}{\tilde{\gamma} - \gamma - i(\tilde{\lambda} - \lambda)} \times \qquad /8/$$

$$\left\{ \frac{\tilde{\gamma} - i\tilde{\lambda}}{\gamma - i\lambda} \exp\left[-\frac{\sigma_1'}{2} T_-(\vec{b}, z) - \frac{\sigma_2' + \Delta\sigma'}{2} T_+(\vec{b}, z)\right] - \exp\left[-\frac{\sigma_1'}{2} T_-(\vec{b}, z) - \frac{\sigma_3' + \sigma_4'}{2} T_+(\vec{b}, z)\right]\right\},$$

$$\tilde{\gamma} = \rho_0(\sigma_3 + \sigma_4 - \sigma_2), \quad \tilde{\lambda} = \rho_0(a_3\sigma_3 + a_4\sigma_4 - a_2\sigma_2)$$

$$T_-(\vec{b}, z) = \int_{-\infty}^{z} \rho(\vec{b}, z')dz', \quad T_+(\vec{b}, z) = \int_{z}^{\infty} \rho(\vec{b}, z')dz'.$$

Подставив эту величину в выражение /5/ для сечения некогерентного рождения и выполнив интегрирование по z, получим окончательно:

$$\frac{d\sigma^{IC}}{d\Omega\, dm^2\, do} = \frac{\gamma}{4\pi^2 p}\,\frac{1}{(\tilde{\gamma} - \gamma)^2 + (\tilde{\lambda} - \lambda)^2}\left[\frac{\tilde{\gamma}^2 + \tilde{\lambda}^2}{\gamma^2 + \lambda^2} N(\sigma_1, \sigma_2 + \Delta\sigma) - \right. \qquad /9/$$

$$\left. 2\mathrm{Re}\,\frac{\tilde{\gamma} - i\tilde{\lambda}}{\gamma - i\lambda} N\left(\sigma_1, \frac{\sigma_2' + \sigma_3' + \sigma_4' + \Delta\sigma'}{2}\right) + N(\sigma_1, \sigma_3 + \sigma_4)\right].$$

Из /9/ видно, что зависимость сечения от массы 2π-системы довольно сложна. Помимо обычного брейт-вигнеровского знаменателя, появляются другие, как например,

$$[\tilde{\gamma} - \gamma - i(\tilde{\lambda} - \lambda)]^{-1}, \quad \left[\frac{\sigma_2' + \Delta\sigma' + \sigma_3' + \sigma_4'}{2} - \sigma_1'\right]^{-1} \qquad /10/$$

имеющие тот же резонансный характер, но с отличной от γ шириной

$$\gamma_1 = \tilde{\gamma} - \gamma, \quad \gamma_2 = (\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \Delta\sigma - 2\sigma_1)\rho_0 \qquad /11/$$

и смещенным положением центра масс из-за $a_i \neq 0$. Если рассматривать реакцию $\pi^- A \to \rho^0 A'$ и положить при $p =$ 3,7 *ГэВ/с*, $\sigma_\pi(p) = 30$ *мбн*, $\sigma_3(\frac{p}{2}) + \sigma_4(\frac{p}{2}) = 70$ *мбн*,

то получим, что как для поперечно-поляризованных ρ^0-мезонов $\sigma_T = 27$ *мбн*, так и для продольно-поляризованных $\sigma_L = 7$ *мбн* при $\rho_0 \simeq 0{,}15\,F^{-3}$ /тяжелые ядра/ ширины $\gamma_{1,2}$ превышают более чем в два раза величину γ. Поэтому соответствующие слагаемые в сечении будут выглядеть как фоновые, обычно отбрасываемые при обработке экспериментальных данных.

Таким образом, задача сводится к выделению коэффициента при брейт-вигнеровском члене /с обычной шириной γ/ в выражении /9/, что, как легко убедиться, сводится к вычислению соответствующих вычетов в точках $\gamma = \pm i\lambda$ и сложению результатов.

Пренебрегая для простоты малыми величинами $a_i = \frac{\mathrm{Re}\, f_i(0)}{\mathrm{Im}\, f_i(0)}$, получим:

$$\frac{d\sigma^{B.W.}}{d\Omega\, dm^2\, do} = \frac{Z}{A}\left(\frac{A - Z}{A}\right)\tilde{N}\,\frac{d\sigma_0^{B.W.}}{d\Omega\, dm^2\, do},$$

$$\frac{d\sigma_0^{B.W.}}{d\Omega\, dm^2\, do} = \frac{1}{4\pi^2 p}\,\frac{\gamma}{\gamma^2 + \lambda^2}\,\frac{d\sigma_0}{d\Omega},$$

$$\tilde{N} = (\sigma_3 + \sigma_4 - \sigma_2 - 2\Delta\sigma)^{-1} \times \qquad /12/$$

$$[(\sigma_3 + \sigma_4 - \sigma_2) N(\sigma_1, \sigma_2 + \Delta\sigma) - 2\Delta\sigma \, N(\sigma_1, \frac{\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4}{2})].$$

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ - сечение реакции $\pi^{-(+)} + p(n) \to \rho^\circ + n(p)$,

Таким образом, при учете нестабильности коэффициентом пропорциональности, связывающим "резонансную" часть сечения рождения 2π системы на ядре с сечением рождения резонанса на нуклоне является не просто эффективное число $N(\sigma_1, \sigma_2)$, а некоторая линейная комбинация подобного рода величин.

В пределе $p \to \infty$, $\Delta\sigma \to 0$ $\tilde{N} \to N(\sigma_1, \sigma_2)$, как и должно быть. Если теперь пытаться аппроксимировать величину $\tilde{N}$ некоторым числом Марголиса $N(\sigma_1, \bar{\sigma}_{\rho N})$ с "эффективным" значением сечения ρN -взаимодействия $\bar{\sigma}_{\rho N}$, то для $\bar{\sigma}_{\rho N}$ получится значение, отличное от истинного $\sigma_{\rho N}$.

На *рис. 1* показана зависимость от атомного номера A величин $\tilde{N}$ для $\sigma_T^{\rho N} = \sigma_{\rho N} = 27$ *мбн.* /кривая a/, $\sigma_L^{\rho N} = \sigma_{\rho N} = 7$ *мбн.* /кривая б/ и $\sigma_{\rho N} = \sigma_L^{\rho N} = 0$ /кривая c/, а также линейных комбинаций вида $\tilde{N}_T \bar{\rho}_{00} + \tilde{N}_L (1 - \bar{\rho}_{00})$,

где $\bar{\rho}_{00} \simeq 0,5$ [10], $\sigma_T^{\rho N} = 27$ *мбн*, $\sigma_L^{\rho N} \sim 57$ *мбн* /кривая d /; $\sigma_T^{\rho N} = 27$ *мбн*, $\sigma_L^{\rho N} = 0$ /кривая e /, рассчитанных в модели однородной сферы, где радиус ядра выбирался так, чтобы среднеквадратичный радиус совпадал с соответствующей величиной в модели Ферми. Пунктирные кривые соответствуют числам $N(\sigma_\pi, \bar{\sigma}_{\rho N})$, причем значения "эффективных" сечений $\bar{\sigma}_{\rho N}$ следующие: a/ 30 *мбн* $< \bar{\sigma}_{\rho N} < 31$; b) 12 *мбн* $< \bar{\sigma}_{\rho N} < 13$ *мбн*; c) $\bar{\sigma}_{\rho N} > 6$ *мбн*; d) 20 *мбн* $< \bar{\sigma}_{\rho N} < 21$ *мбн*; e) 16 *мбн* $< \bar{\sigma}^{\rho N} < 17$ *мбн*. Видно, что учет распада ρ° -мезона внутри ядра приводит к заметной имитации увеличения сечения ρN -взаимодействия и даже нулевое значение сечения взаимодействия продольно поляризованных ρ° -мезонов с нуклонами не противоречит данным работ [5,6]. Последнее обстоятельство позволяет согласовать данные группы [8] и точку зрения на A_1 -мезон как на Deck-Effect.

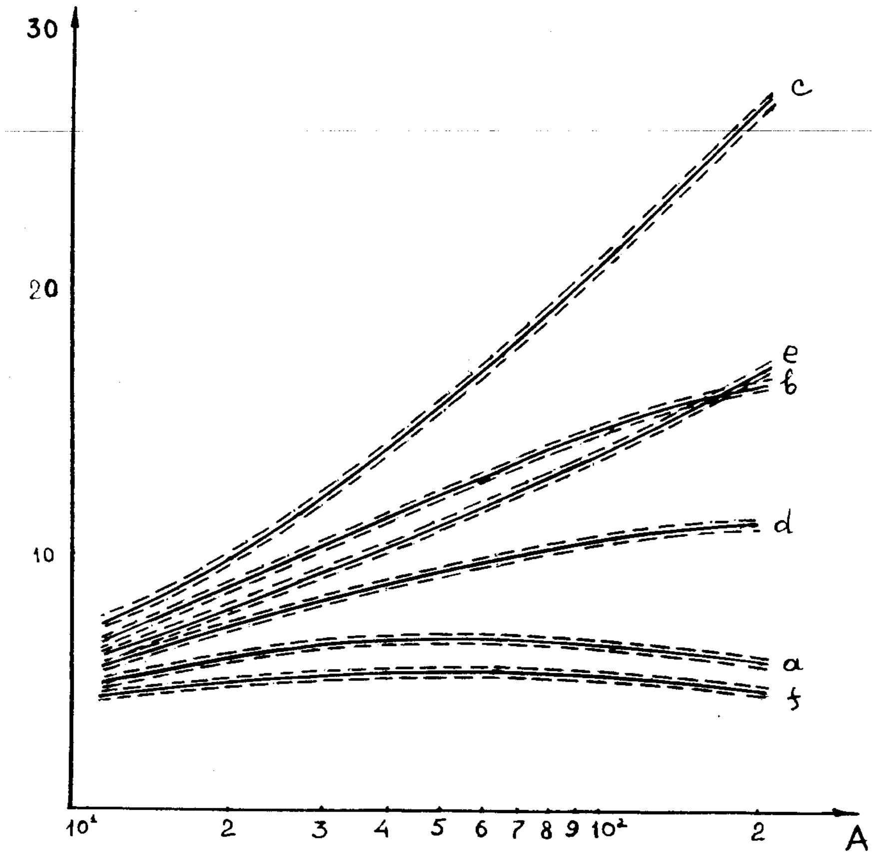

Рис. 1

Обсудим кратко ситуацию с большим значением сечения взаимодействия f -мезона с нуклонами.

Ввиду того, что величины $\gamma_{1,2}$ в случае рождения f -мезона сравнимы с его шириной γ_f, слагаемые в сечении /9/ для ρ° -мезона, выглядевшие как фоновые, здесь таковыми не являются.

Форма распределения по массам в этом случае не является строго брейт-вигнеровской, но малость статистики в /6/ не позволяет провести детальное сравнение теории и эксперимента. Поэтому сколько-нибудь правдоподобные заключения о сечении fN -взаимодействия можно получить лишь на основании сравнения полных, т.е. проинтегрированных по спектру масс рожденной системы, сечений рождения f -мезона на ядре и на нуклоне. Интегрируя по dm^2 выражение /5/, получим при $e_1 \simeq e_2 \simeq e_3 \simeq e_4$

$$\frac{d\sigma^A}{d\Omega} = \frac{Z}{A}\left(\frac{A-Z}{A}\right) + \frac{d\sigma_0}{d\Omega}\tilde{\tilde{N}}, \qquad /13/$$

где

$$\tilde{\tilde{N}} = \frac{\gamma}{\pi p}\int dz\, d\vec{b}\,\rho(\vec{b},z) \times$$

$$\times \int_z^\infty dz_1 \exp\Big[-\sigma_1 \int_{-\infty}^{z} \rho(\vec{b},z')dz' - \sigma_2 \int_z^{z_1} \rho(\vec{b},z')dz' -$$

$$-\gamma(z_1 - z) - (\sigma_3 + \sigma_4)\int_{z_1}^{\infty} \rho(\vec{b},z')dz'\Big],$$

что в описанных выше приближениях сводится к следующей комбинации эффективных чисел:

$$\tilde{\tilde{N}} = \frac{\sigma_{2\pi} - \sigma_f}{\sigma_{2\pi} - \sigma_f - \Delta\sigma} \times$$

$$\left[N(\sigma_1, \sigma_f + \Delta\sigma) - \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{2\pi} - \sigma_f - \Delta\sigma} N(\sigma_1, \sigma_{2\pi})\right)$$

$\left(\Delta\sigma = \frac{\Gamma_f m_f}{p_f \rho_0}\right.$, Γ_f, m_f, p_f аналогичны соответствующим величинам для ρ° -мезона, $\sigma_{2\pi}$, σ_f - полные сечения взаимодействия системы двух π -мезонов и f -мезона с нуклоном/.

Зависимость величины $\tilde{\tilde{N}}$ от атомного номера A, рассчитанная в модели однородной сферы при $\sigma_f = \sigma_T^{\rho N} = 27$ *мбн*, дается на *рис. 1* кривой f. /Мы не учитываем возможного различия между сечениями взаимодействия f -мезона разной спиральности с нуклоном и полагаем их равными между собой/. Пунктирные линии соответствуют зависимости от атомного номера A величин $N(\sigma_\pi, \bar{\sigma}_f)$ с $\bar{\sigma}_f = 38$ *мбн*/верхняя кривая/ и $\bar{\sigma}_f = 39$ *мбн* /нижняя кривая/.

Хотя большие ошибки эксперимента и без того не исключали значения $\sigma_f = \sigma_T^{\rho N} = 27$ *мбн*, тем не менее видно, что учет эффектов нестабильности позволяет значительно понизить верхнюю и нижнюю оценки на величину сечения fN -взаимодействия.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Р.Геворкяну, Ю.М.Зайцеву, Л.И.Лапидусу, Г.П.Лексину и Ю.Ф.Ломакину за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. J.J.Sacurai, D.Schildknecht. Phys.Lett., 40B, I, 121, 1972.
2. G.Rajasekaran. (TIFR/TH/71-16).
3. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов. Письма ЖЭТФ, 15, 684, 1972.
4. K.S.Koelbig, B.Margolis. Nucl.Phys., B6, 85, 1968.
5. А.В.Арефьев и др. Препринт ИТЭФ-46, 1973.
6. B.S.Chandhary, S.N.Ganguli, A.Gurtu et al. Nucl.Phys., B67, 2, 333, 1973.
7. H.Alvensleben et al. Nucl.Phys., B18, 333, 1970.
8. C.Bemporad, W.Bensch, P.Melissinos et al. Nucl.Phys., B33, 397, 1971.
9. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. Препринт ОИЯИ Р2-5604, Дубна, 1970.
10. R.J.Miller et al. Phys.Rev., 178, 2061, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1974 года.