467
Б4

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Лаборатория теоретической физики

Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

D-467

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ И АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ ПОРОГОВ НОВЫХ РЕАКЦИЙ

ЖЭТФ, 1960, т 39, в 1, с. 112-119.

Дубна 1960 год

Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

D-467

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ И АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ ПОРОГОВ НОВЫХ РЕАКЦИЙ

Статья направлена в ЖЭТФ.

Обсуждается применение дисперсионных соотношений к анализу зависимости амплитуд рассеяния /и реакций/ вблизи порогов новых реакций.

Получены общие выражения, которые характеризуют энергетические немонотонности амплитуд рассеяния вперед.

Рассмотрена энергетическая зависимость одной из амплитуд упругого рассеяния γ -квантов дейтронами вблизи порога фоторасщепления дейтрона.

Рассмотрение рассеяния γ -квантов нуклонами вблизи порога рождения пионов[1] показало, что дисперсионные соотношения автоматически приводят к появлению скачков производной от действительной части амплитуды, если учесть зависимость от энергии сечения реакции вблизи порога[x].

В рамках дисперсионных соотношений вопрос появления скачков производных амплитуды рассеяния вперед связан с анализом интегралов вида

$$\frac{K_0^2}{4\pi^2} P \int \frac{d\omega}{K} \frac{\sigma_\pm(\omega)}{\omega \pm \omega_0}, \qquad /1/$$

где приняты обычные обозначения, а полное сечение $\sigma(\omega)$ включает как сечение упругого $\sigma_s(\omega)$, так и неупругого взаимодействия $\sigma_c(\omega)$.

Зависимость $\sigma_c(\omega)$ вблизи порога бинарной реакции

$$a + b \to c + d \qquad /2/$$

с участием частиц с массами μ /налетающая/, M /мишень/, m и $\mathcal{M}$ дается выражением

$$\sigma_c(\omega) = B\,\frac{q_c}{K_c}, \qquad /3/$$

где q_c и K_c - импульсы до и после столкновения /в с.ц.м./, а B - постоянная.

Нетрудно видеть, что

$$\left(\frac{q_c}{K_c}\right)^2 = \frac{(\omega-\omega_t)(\omega+\omega_t-\delta)}{\omega^2-\mu^2}, \qquad /4/$$

---

x/ Немотонности вблизи порога рождения пионов феноменологически были рассмотрены в дипломной работе Г.Устиновой и в [2].

где $\omega = (k^2+\mu^2)^{1/2}$ – полная энергия налетающей частицы в лабораторной системе,

$$\omega_t - \mu = \frac{(\mathfrak{M}+m)^2-(M+\mu)^2}{2M} \qquad /5/$$

-пороговая энергия реакции /2/, а

$$\delta = \frac{\mathfrak{M}^2+m^2-\mu^2-M^2}{M}\,. \qquad /6/$$

Кинематические параметры $\omega_t - \mu$ и δ для ряда процессов приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Процесс	$\omega_t-\mu$ в Мэв	δ в Мэв	$\delta/2\omega_t$ в %
$\gamma N \to N\pi$	150	20,8	7
$\pi^0 p \to \pi^+ n$	6,1	3,88	1,33
$K^- p \to K^0 n$	8,1	6,8	0,8
$K^+ n \to K^0 p$	4,1	1,6	0,16
$\gamma p \to \Lambda K$	905	642	35,5
$\pi p \to \Lambda K$	755	620	34,6
$\bar{p} p \to \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0$	1180	1175	27,8

Применение дисперсионных соотношений дает возможность рассмотреть как "локальные эффекты" вблизи самого порога, которые в некоторых случаях приводят к резким "пикам","провалам" и "ступенькам", так и общее влияние неупругих процессов, протекающих в какой-то области энергий, на процессы при данной энергии. Напомним, что соотношения унитарности S -матрицы дают возможность учесть влияние на данный процесс других процессов, протекающих при данной энергии.

2.

Изучение γN - рассеяния показало, что из шести скалярных амплитуд, которыми описывается матрица перехода в этом случае, лишь в двух из них имеются "локальные эффекты". Наличие сильно зависящих от энергии других амплитуд затрудняет анализ.

Для детального анализа влияния неупругих процессов необходимо рассматривать дисперсионные соотношения для неравных нулю передач импульса Q^2, а также, возможно, двойные дисперсионные соотношения.

В настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением дисперсионных соотношений по полной энергии при $Q^2 = 0$ для скалярной функции $A(\omega)$, равной следу матрицы рассеяния.

$$A(\omega) = Sp\, M(\omega, Q^2=0), \qquad /7/$$

мнимая часть которой связана с полным сечением.

Вклад неупругих процессов в $D = Re\, A(\omega)$ характеризуется двумя интегралами:

$$\frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int \frac{d\omega}{k} \frac{\sigma_c^-(\omega)}{\omega - \omega_0} \qquad /8/$$

и

$$\frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int \frac{d\omega}{k} \frac{\sigma_c^+(\omega)}{\omega + \omega_0}, \qquad /9/$$

где σ_c^- - полное сечение реакции /2/, а σ_c^+ - сечение реакции, кроссимметричной с /2/.

Интересуясь зависимостью от энергии реальной части величины $A(\omega)$ в /7/, вычислим интегралы

$$\frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int_{\omega_t}^{\omega_1} \frac{d\omega}{k} \frac{\sigma_c^-(\omega)}{\omega - \omega_0} = \frac{B^- k_0^2}{4\pi^2} P \int_{\omega_t}^{\omega_1} \frac{d\omega}{k^2} \frac{[(\omega-\omega_t)(\omega+\omega_t-\delta)]^{1/2}}{\omega - \omega_0} = \frac{k_0^2 B^-}{4\pi^2} \Pi(\omega_0) \qquad /10/$$

и

$$\frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int_{\omega_t}^{\omega_1} \frac{d\omega}{k} \frac{\sigma_c^+}{\omega + \omega_0} = \frac{k_0^2 B^+}{4\pi^2} \Pi(-\omega_0), \qquad /11/$$

где область интегрирования распространена от порога ω_t до ω_1 - границы области S - состояния в σ_c, где еще справедливо /3/. Если ввести обозначения

$$a(\omega_0) = (\omega_0-\omega_t)(\omega_0+\omega_t-\delta) \quad ; \quad a(-\omega_0) = (\omega_0+\omega_t)(\omega_0-\omega_t+\delta)$$

$$R = (\omega_1-\omega_t)(\omega_1+\omega_t-\delta), \qquad /12/$$

то нетрудно получить, что

$$K_0^2\,\Pi(\omega_0) = -\left\{\psi(\omega_0) - \frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega_0}{\mu}\right)\psi(\mu) - \frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega_0}{\mu}\right)\psi(-\mu)\right\}, \qquad /13/$$

где

$$\psi(\mu) = \sqrt{-a(\mu)}\left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\frac{(2\mu-\delta)(\omega_1-\mu)+2a(\mu)}{2\sqrt{-a(\mu)R}}\right]$$

$$\psi(-\mu) = \sqrt{a(-\mu)}\left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{(2\mu+\delta)(\omega_1+\mu)-2a(-\mu)}{2\sqrt{-a(-\mu)R}}\right], \qquad /13'/$$

а

$$\psi(\omega_0) = \sqrt{-a(\omega_0)}\left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\frac{(2\omega_0-\delta)(\omega_1-\omega_0)+2a(\omega_0)}{2\sqrt{-a(\omega_0)R}}\right] \qquad /14/$$

если $\omega_0 \leq \omega_t$, и

$$\psi(\omega_0) = \sqrt{a(\omega_0)}\,\ln\left|\frac{2a(\omega_0)+(2\omega_0-\delta)(\omega_1-\omega_0)+2\sqrt{a(\omega_0)R}}{(\omega_1-\omega_0)(2\omega_t-\delta)}\right| \qquad /14'/$$

если

$$\omega_0 \geq \omega_t.$$

Выражение для $K_0^2\,\Pi(-\omega_0)$ получается из /13/ и /14/ заменой

$$\omega_0 \to -\omega_0 .$$

К скачкам первой производной $D_-(\omega)$ приводит $\psi(\omega_0)$. Для возникающей при этом зависимости от энергии характерно бесконечное значение производной со стороны $\omega_0<\omega_t$ и конечное ее значение, если подходить к $\omega_0=\omega_t$ из области $\omega_0>\omega_t$.

Может показаться, что $K_0^2\,\Pi(-\omega_0)$, т.е. результат подстановки /3/ и /4/ в /9/, тоже содержит скачки производной при $\omega_0 = \omega_t - \delta$. Однако изменение знака ω_0 в /14/ сразу показывает, что это не так. Значение производной от $K_0^2\,\Pi(-\omega_0)$, вычисленное при подходе к $\omega_0 = \omega_t - \delta$ с обеих сторон, совпадает.

Таким образом, хотя при релятивистском рассмотрении кроссимметричные неупругие процессы и дают вклад в действительную часть амплитуды рассеяния, к немонотонности в зависимости амплитуды от энергии они не приводят.

При применении дисперсионных соотношений получаются детальные сведения о величине и полуширине околопороговой аномалии.

Полуширину $\mathcal{E}$ спада в область $\omega_0 < \omega_t$ грубо можно оценить следующим образом.

Вблизи ω_t $(\omega_0 < \omega_t)$ $x \gg 1$

$$\operatorname{arctg} x = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x} \qquad /15/$$

и

$$\psi(\omega_0) = \pi\sqrt{-a}\,. \qquad /16/$$

Определяя полуширину $\mathcal{E} = \omega_t - \omega_0$ как то значение, при котором

$$\mathcal{D}(\varepsilon) = \frac{1}{2}\mathcal{D}(\omega_t) \qquad /17/$$

и учитывая /16/, получим

$$\mathcal{D}(\omega_t) - \frac{B}{4\pi}\sqrt{(\omega_t - \omega_0)(\omega_0 + \omega_t - \delta)} = \frac{1}{2}\mathcal{D}(\omega_t)\,, \qquad /18/$$

откуда

$$\mathcal{E} \cong \frac{1}{8(\omega_t - \delta/2)}\left[\frac{\mathcal{D}(\omega_t)}{B/4\pi}\right]^2. \qquad /19/$$

В предельном случае, когда вкладом в $\mathcal{D}(\omega_t)$, не связанным с /10/ и /11/, можно пренебречь

$$\mathcal{D}(\omega_t) = \frac{B}{4\pi^2} J(\omega_t)$$

и /20/

$$\frac{\mathcal{D}(\omega_t)}{B/4\pi} = \frac{1}{\pi} J(\omega_t) .$$

Из /13/ получим, что

$$\frac{1}{\pi} J(\omega_t) = \frac{1}{2\pi} \left[\left(1+\frac{\omega_t}{\mu}\right) \psi(\mu) + \left(1-\frac{\omega_t}{\mu}\right) \psi(-\mu) \right] . \qquad /21/$$

3.

Рассмотрим фоторождение нейтральных пионов

$$\gamma + p \to p + \pi^0 \qquad /22/$$

вблизи порога реакции

$$\gamma + p \to n + \pi^+ . \qquad /23/$$

В этой области энергии достаточно учесть электрический дипольный переход. Обозначим через E^0 и E^+ элементы перехода для нейтральных и заряженных мезонов, соответственно.

Из условия унитарности и того экспериментального факта, что $Re\, E^0 \approx 0$ получаем, что

$$Im\, E^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} (\alpha_3 - \alpha_1)\, Re\, E^+ , \qquad /24/$$

где α_3 и α_1 - соответствующие фазы π-N - рассеяния. Подставляя экспериментальные данные для α_3, α_1 и E^+ мы получаем

$$Im\, E^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} (a_3 - a_1)\, q_0^{1/2} q_+^{1/2} \sqrt{\frac{q_+}{\nu}} \cdot 3{,}3 \cdot 10^{-15} \text{см.} = \frac{\sqrt{2}}{3} \varepsilon_1 (a_3 - a_1)\, q_0^{1/2} q_+ \nu^{-1/2} , \qquad /25/$$

где

$$q_0^{1/2} \cong (\nu^2 - \nu_{0t}^2)^{1/4} \quad , \quad q_+ \cong (\nu^2 - \nu_{+t}^2)^{1/2} .$$

Аномалии у порога определяются интегралом вида

$$P\int_{\nu_{+t}}^{\nu_1} d\nu \, \frac{(\nu^2-\nu_{0t}^2)^{1/4}\,(\nu^2-\nu_{+t}^2)^{1/2}}{\nu^{1/2}\,(\nu-\nu_0)}, \qquad /26/$$

"пиковые" особенности которого несомненны.

В общем случае аналогично можно рассмотреть сечение реакции

$$a+b\to c+d \qquad /27/$$

вблизи порога реакции

$$a+b\to e+f\,. \qquad /28/$$

Если порог реакции /28/ расположен далеко от порога реакции /27/, всегда можно найти область энергий, где

$$\mathrm{Im}\,M_{ab\to cd} = M_{ab\to ef}\,M^{+}_{ef\to cd} + \cdots = Aq + \cdots \; ; \qquad /29/$$

здесь A является слабо меняющейся функцией энергии, а q - относительный импульс системы ef. Другие слагаемые в сумме $\mathrm{Im}\,M_{ab\to cd}$ также являются медленно меняющимися функциями энергии, если вблизи не имеется порогов других реакций.

В этом случае дисперсионный интеграл имеет обычную форму и мы можем определить величину и полуширину "пика" или "провала" так же, как и в случае рассеяния.

В случае такого процесса, как фотообразование пионов

$$\mathrm{Im}\,M_{ab\to cd} = Aqq_0^{1/2} + \cdots \qquad /30/$$

так как порог реакции $ab\to ef$ близок к порогу $ab\to cd$.

В этих случаях дисперсионные интегралы довольно сложны и провести интегрирования нам не удалось.

4.

Таким образом, условия причинности и унитарности вместе с /3/ и /4/ приводят к скачкам первой производной действительной части амплитуды с обращением в бесконечность значения производной со стороны $\omega_0 < \omega_t$. Обращение в бесконечность именно первой производной связано с видом зависимости /3/ и /4/. Зависимость сечения реакции /2/, когда ее продукты находятся в состоянии с отличным от нуля ℓ, дается выражением

$$\sigma_c^{(\ell)} = B_\ell \left[\frac{(\omega-\omega_t)(\omega+\omega_t-\delta)}{\omega^2-\mu^2} \right]^{\ell+1/2} . \qquad /31/$$

Подстановка /31/ в /8/ приводит к обращению в бесконечность ℓ -той производной.

Может быть интересно отметить, что по сравнению с нерелятивистским рассмотрением при использовании дисперсионных соотношений не пришлось предполагать аналитичности парциальных амплитуд. Оказалась достаточной аналитичность амплитуды рассеяния по полной энергии с ограниченным значением передач импульса $Q^2 < Q^2_{max}$.

Как показал Базь, унитарность S -матрицы приводит к тому, что с ростом числа каналов эффект в каждом канале уменьшается. Анализ γN -рассеяния вблизи порога фоторождения пионов, когда лишь в 2-х из 6-ти скалярных функциях содержались "пиковые" эффекты, показал, что с ростом спина частиц эффект также смазывается.

В теории дисперсионных соотношений важным пунктом являются соображения о сходимости дисперсионных интегралов при высоких энергиях, или, что то же самое, о числе вычитаний. Основное обсуждение в настоящей работе проводится для дисперсионных соотношений с одним вычитанием. В случае дисперсионных соотношений без вычитания

$$K_0^2 \, P\int \frac{d\omega}{K} \cdot \frac{\sigma}{\omega-\omega_0} \to P\int \frac{d\omega \, K\sigma}{\omega-\omega_0} . \qquad /32/$$

При достаточно высокой точности эксперимента различие между /8/ и /32/ может дать сведения о числе вычитаний.

Отметим вкратце, какие особенности могут появиться вблизи порога реакции

$$a + b \to c + d + f. \qquad /33/$$

Подстановка в /8/ сечения реакции /33/ в виде

$$\sigma_c = B' \frac{p_c^4{}_{max}}{k_c} \cong \Gamma(\omega - \omega_t)^2$$

/продукты реакции в S -состоянии/ дает

$$\int_{\omega_t}^{\omega_1} \frac{\sigma d\omega}{\omega - \omega_0} \cong \Gamma \int_{\omega_t}^{\omega_1} \frac{d\omega(\omega-\omega_t)^2}{\omega-\omega_0} = \Gamma\left\{\frac{1}{2}\left[(\omega_1-\omega_0)^2 - (\omega_t-\omega_0)^2\right] + \right. \qquad /34/$$

$$\left. + 2(\omega_0-\omega_t)(\omega_1-\omega_t) + (\omega_0-\omega_t)^2 \ln\left|\frac{\omega_1-\omega_0}{\omega_t-\omega_0}\right|\right\},$$

что приводит к логарифмической бесконечности во второй производной от $D(\omega)$.

Для реакции с четырьмя частицами в конечном / S / состоянии $(\omega_0-\omega_t)^2 \ln|\omega_t-\omega_0|$ заменяется на $(\omega_0-\omega_t)^5 \ln|\omega_t-\omega_0|$. Подобные зависимости в действительной части амплитуды рассеяния появляются на порогах всех реакций.

Хорошо известным в литературе примером применения дисперсионных соотношений является анализ когерентного рассеяния фотонов в кулоновском поле ядра[3] [см. [4]]

Нетрудно убедиться, что реальная часть амплитуды рассеяния вблизи $\omega = 2m$ $\left(\gamma = \frac{\omega}{2m} = 1\right)$ - порога образования электрон-позитронной пары содержит зависимость типа $x^k \ln x$ $(x = \gamma - 1)$. Чтобы увидеть это, достаточно рассмотреть выражение для реальной части амплитуды

$$\mathcal{D}(\omega) = \frac{Z^2}{m}\left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^{3}\left\{\frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}}\left[2C_1(\gamma) - \mathcal{D}_1(\gamma)\right] + \frac{\gamma}{27\pi}\left[\left(109 + \frac{64}{\gamma^2}\right)E_1(\gamma) - \right.\right. \qquad /35/$$

$$\left.\left. - \left(67 - \frac{6}{\gamma^2}\right)\left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)F_1(\gamma)\right] - \frac{1}{9\gamma^2} - \frac{9}{4}\right\},$$

где

$$C_1(\gamma) = \mathrm{Re}\int_0^{\gamma} \frac{\arcsin x}{x}\, \mathrm{arch}\left(\frac{\gamma}{x}\right) dx \quad ; \qquad C_1(1) = 1,62876$$

$$\mathcal{D}_1(\gamma) = \mathrm{Re}\int_0^{\gamma} \frac{\mathrm{arch}\left(\frac{\gamma}{x}\right)}{(1-x^2)^{1/2}}\, dx \quad ; \qquad \mathcal{D}_1(1) = 1,83193$$

$$E_1(\gamma) = \begin{cases} E\left(\frac{1}{\gamma}\right) & (\gamma \geq 1) \\ \frac{1}{\gamma}E(\gamma) + \left(\gamma - \frac{1}{\gamma}\right) K(\gamma) & (\gamma \leq 1) \end{cases}$$

$$F_1(\gamma) = \begin{cases} K\left(\frac{1}{\gamma}\right) & (\gamma \geq 1) \\ \gamma K(\gamma) & (\gamma \leq 1) \end{cases} ,$$

а $K(\gamma)$ и $E(\gamma)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно. Как известно, при $1-\gamma^2 \ll 1$

$$K(\gamma) = \Lambda + (\Lambda - 1)\frac{1-\gamma^2}{4} + \frac{9}{64}\left(\Lambda - \frac{7}{6}\right)(1-\gamma^2)^2 + \frac{25}{256}\left(\Lambda - \frac{37}{30}\right)(1-\gamma^2)^3 + \dots$$

/36/

$$E(\gamma) = 1 + \frac{1}{2}\left(\Lambda - \frac{1}{2}\right)(1-\gamma^2) + \frac{3}{64}\left(\Lambda - \frac{13}{12}\right)(1-\gamma^2)^2 + \dots$$

$$\left(\Lambda = \ln\frac{4}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right) ,$$

что и доказывает существование зависимости вида $x^k \ln x$. Нетрудно убедиться, что рассеяние света на свете вблизи порога реакции $\gamma + \gamma \to e^- + e^+$ является известным в квантовой электродинамике процессом, амплитуда которого характеризуется "локальной" аномалией /см.фиг.2-4 в /5/ /x/, а амплитуда комптон-эффекта содержит $x^2 \ln x$ зависимость вблизи порога реакции $\gamma + e \to 2e + e^+$.

x/ Относительно учета кулоновского взаимодействия см. /6,7/.

5.

Упругое рассеяние γ -квантов дейтроном вблизи порога фоторасщепления дейтрона является примером процесса, где использование дисперсионных соотношений для анализа околопороговой аномалии оказывается необходимым.

К немонотонностям вблизи порога приводит магнитное дипольное расщепление. Электрическое дипольное расщепление приводит к заметным изменениям энергетической зависимости амплитуды упругого γ-d -рассеяния в некоторой относительно широкой области энергий.

Амплитуда упругого γ-d -рассеяния вперед может быть представлена в виде

$$\vec{e}\,'\cdot M\cdot\vec{e} = A(\vec{e}\cdot\vec{e}\,') + iB\,(\vec{S}[\vec{e}\,'\cdot\vec{e}]) + \frac{1}{2}C\left[(\vec{S}\vec{e})(\vec{S}\vec{e}\,') + (\vec{S}\vec{e}\,')(\vec{S}\vec{e})\right]$$
$$+ \frac{1}{2}\mathcal{D}\left[(\vec{S}[\vec{k}\cdot\vec{e}])(\vec{S}[\vec{k}\,'\cdot\vec{e}\,']) + (\vec{S}[\vec{k}\,'\vec{e}\,'])(\vec{S}[\vec{k}\cdot\vec{e}])\right]. \qquad /37/$$

Сечение рассеяния неполяризованных γ -квантов неполяризованными дейтронами при этом имеет вид

$$\sigma_s(0) = \left|A + \frac{2}{3}C + \frac{2}{3}\mathcal{D}\right|^2 + \frac{1}{18}\left|C + \mathcal{D}\right|^2 + \frac{2}{3}|B|^2 + \frac{1}{3}|\mathcal{D} - C|^2, \qquad /38/$$

причем

$$k\,\sigma_t = 4\pi\,\mathrm{Im}\left(A + \frac{2}{3}C + \frac{2}{3}\mathcal{D}\right).$$

С помощью дисперсионного соотношения для величины $L = A + \frac{2}{3}C + \frac{2}{3}\mathcal{D}$

$$\mathrm{Re}\,L(\omega) = -\frac{e^2}{M_d} + \frac{2}{\pi}\omega^2\,P\int_{\omega_d}^{\infty}\frac{\mathrm{Im}\,L(\omega')}{\omega'(\omega'^2-\omega^2)}\,d\omega', \qquad /39/$$

где ω_d - порог фоторасщепления дейтрона, рассмотрим влияние неупругих процессов на энергетическую зависимость реальной части амплитуды L .

При вычислении дисперсионного интеграла удобно использовать теоретические выражения для сечений фоторасщепления дейтрона /см. например /8/ /.

Начнем с рассмотрения "локальных эффектов". Выражение для сечения магнитного дипольного расщепления

$$\sigma_c^{(m)} = \frac{2\pi}{3}\,\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2(\mu_p-\mu_n)^2\,\frac{(\gamma-1)^{1/2}\left(1+\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}\right)^2}{\gamma\left[\gamma-1+\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}\right]}\,, \qquad /40/$$

где $\gamma = \frac{\omega}{|\varepsilon|}$, ω – энергия фотона; $|\varepsilon|$ = 2,22 Мэв и $\varepsilon' \cong$ 70 Кэв энергии связи $n-p$ системы в ${}^3S_1$ и ${}^1S_0$ -состояниях, а остальные обозначения обычны, из-за множителя $\left[\gamma-1+\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}\right]^{-1}$ не допускает простого аналитического продолжения

$$\varkappa = \sqrt{\gamma-1} \to i|\varkappa|,$$

так как в этом случае аналитическое продолжение $\gamma\,\sigma_c^{(m)}$ обращается ниже порога в бесконечность при

$$|\varkappa|^2 = \frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}\,.$$

Подстановка /40/ в дисперсионный интеграл

$$Z_L(\gamma_0) = \varepsilon\cdot\frac{\gamma_0^2}{2\pi^2}\,P\int_1^\infty \frac{d\gamma\,\sigma_\gamma^{(m)}(\gamma)}{\gamma^2-\gamma_0^2}$$

дает при $\gamma_0 \neq \delta$

$$\frac{Z_L(\gamma_0)}{(e^2/2Mc^2)} = \frac{2\varepsilon}{3Mc^2}(\mu_p-\mu_n)^2\left(1+\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}\right)^2\left\{\frac{\sqrt{1-\gamma_0}}{\delta-\gamma_0}\,\theta(1-\gamma_0)+\frac{\sqrt{1+\gamma_0}}{\delta+\gamma_0}-\frac{2}{\delta}-\frac{2\gamma_0^2\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}}{\delta(\delta^2-\gamma_0^2)}\right\}, \qquad /41/$$

где

$$\delta = 1-\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}\,, \qquad \theta(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 1 \\ 0 & x < 1 \end{cases}$$

При $\gamma_0 = \delta$

$$\frac{Z_L(\delta)}{(e^2/2Mc^2)} = \frac{2\varepsilon}{3Mc^2}(\mu_p-\mu_n)^2\left(1+\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}\right)^2\left\{\frac{\sqrt{1+\delta}}{2\delta}-\frac{2}{\delta}+\frac{2}{3\delta}\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon'}}\right\} \qquad /41'/$$

Зависимость $\Delta_L(\gamma_0) = \frac{Z_L(\gamma_0)}{(e^2/2Mc^2)}$ от энергии γ - квантов представлена на рисунке /кривая 1/.

Для предельных значений γ_0 из /41/ получаем

$$\Delta_L(\gamma_0) \cong \frac{2\varepsilon}{3Mc^2}(\mu_p-\mu_n)^2\left(1+\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}\right)^2\frac{1}{4}\gamma_0^2 \qquad /42/$$

для $\gamma_0 \ll 1$, и

$$\Delta_L(\gamma_0) = -\frac{4}{3}\cdot\frac{\varepsilon}{Mc^2}\left(\mu_p-\mu_n\right)^2\left(1+\sqrt{\frac{\varepsilon'}{|\varepsilon|}}\right)^2 \qquad /43/$$

при $\gamma_0 \gg 1$.

На пороге фоторасщепления при $1-\delta = \frac{1}{30}$

$$z_L(1) = 0{,}24\;\frac{e^2}{2Mc^2}\;.$$

Полуширина со стороны энергий, меньших пороговой, составляет несколько меньше ε' , т.е. около 50–60 Кэв.

Вклад в $D = Re\,L$ сечения дипольного поглощения

$$\sigma_c^{(d)} = 4\pi\frac{e^2}{Mc^2}\;\frac{\hbar c}{\varepsilon}\;\frac{(\gamma-1)^{3/2}}{\gamma^3} \qquad /44/$$

имеет вид

$$\frac{z_p(\gamma_0)}{\left(e^2/2Mc^2\right)} = \Delta_p(\gamma_0) = 2\left\{\gamma_0^{-2}\left[(1-\gamma_0)^{3/2}\,\theta(1-\gamma_0) + (1+\gamma_0)^{3/2} - 2\right] - \frac{3}{4}\right\}. \qquad /45/$$

Зависимость $\Delta_p = \Delta_p(\gamma_0)$ приведена на рисунке /кривая II/. При $\gamma_0 \ll 1$

$$\Delta_p(\gamma_0) = \frac{3}{32}\,\gamma_0^{2}\;, \qquad /46/$$

а при $\gamma_0 \gg 1$

$$\Delta_p(\gamma_0) = -\frac{3}{2}\;. \qquad /47/$$

На пороге фоторасщепления

$$\Delta_p(1) = 0{,}156\;.$$

Суммарное влияние дипольного и магнитного дипольного расщепления на реальную часть амплитуды L представлено на рисунке /кривая 3/. На самом пороге учет фоторасщепления приводит к изменению в амплитуде почти на 40%.

Из /42/ и /46/ виден вклад фоторасщепления дейтрона в поляризуемость дейтрона.

Так как величина сечения фоторасщепления дейтрона при больших энергиях больше суммы /40/ и /44/, полученные оценки можно считать нижней границей величин, хотя вклад больших энергий невелик.

Проведенное здесь для одной амплитуды γ-d рассеяния рассмотрение может служить указанием на то, что учет влияния неупругих процессов, и в первую очередь фоторасщепления дейтрона, при анализе упругого γ-d -рассеяния может оказаться существенным в широкой области энергий.

Подобные явления естественно должны иметь место и при рассеянии γ -квантов более тяжелыми ядрами.

Исследование упругого рассеяния γ -квантов ядрами показывает [9], что для целого ряда элементов вблизи порога (γn) реакции сечение ядерного рассеяния γ -квантов характеризуется заметной величины пиком с энергетической шириной $\cong$ $\pm$ 2 Мэв, который, по-видимому, связан околопороговыми немонотонностями.

Дальнейшее улучшение точности экспериментальных данных об упругом рассеянии γ -квантов и энергетической зависимости сечений (γn) -реакций вблизи порога представляется необходимым для более надежного анализа этого явления.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1960 года.

Цитированная литература

1. Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 37, 1714 /1959/; ЖЭТФ, 201, /1960/.

2. R.H.Capps, W.G.Holladay. Phys.Rev., 99, 931 (1955), Appendix B.

3. F.Rohrlich, R.L.Gluckstern. Phys.Rev., 86, 1 (1952).

4. А.Ахиезер, В.Берестецкий. Квантовая электродинамика, § 55 ГИФМЛ /1959/.

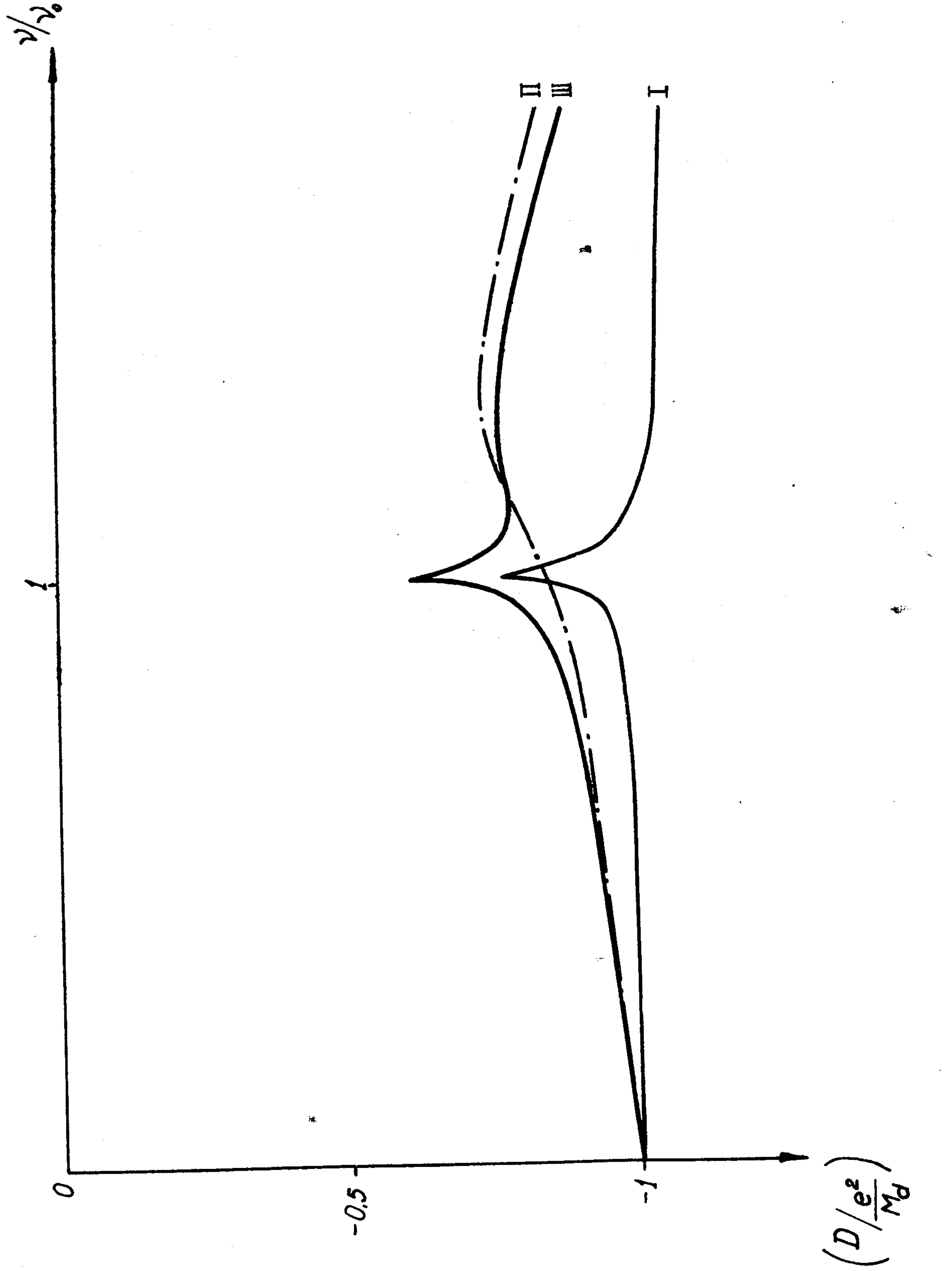
5. R.Karplus, M.Neuton. Phys.Rev., 83, 776 (1951).

6. А.И.Базь. ЖЭТФ, 1762, 36, /1959/.

7. L.Fonda, G.Newton. Ann. of Phys. 7, 133 (1959).

8. А.И.Ахиезер, И.Я.Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра, §§ 11, 12 ГИТТЛ /1958/.

9. E.C.Fuller, E.Hayward. Phys.Rev., 101, 692 (1955).


ν/ν₀
1
II
III
I
0
-0.5
-1
(D/(e²/M_d))