

11  
Λ 24

533  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем  
Лаборатория теоретической физики

Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао

D-533

ОБ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
 $\gamma$ -КВАНТОВ ЯДРАМИ  
*ЖЭТФ, 1960, т 39, в. 4, стр. 1056-1058.*

Дубна 1960 год

Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао

D-533

626/8 mp.

ОБ УПРУГОМ РАССЕЙАНИИ  
 $\gamma$ -КВАНТОВ ЯДРАМИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

С помощью дисперсионного соотношения для рассеяния вперед обсуждается энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами вблизи порога фотоядерных реакций. Первый максимум в сечении рассеяния связывается с дисперсионными эффектами. Обсуждаются эксперименты, необходимые для более детального анализа.

L.I. Lapidus, Chou Kuang-chao

## 1.

Проведенное недавно с помощью дисперсионных соотношений рассмотрение рассеяния  $\gamma$ -квантов дейтронами ниже порога рождения пионов показывает <sup>/1/</sup>, что в широкой области энергий вплоть до  $\approx 100$  Мэв на процесс упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов самым существенным образом влияют фото-ядерные процессы.

В настоящей работе обсуждается рассеяние  $\gamma$ -квантов малых энергий ядрами.

Фуллер и Хайвард <sup>/2/</sup>, а также Пенфолд и Гарвин <sup>/3/</sup> применяли уже дисперсионные соотношения для анализа упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами. Однако было рассмотрено рассеяние только выше порога  $(\gamma-N)$  реакций.

Учет образования частиц в  $S$ -состоянии приводит к появлению известных немоноктонностей вблизи порога  $\gamma$ - $n$ -реакции. Дисперсионные соотношения дают возможность не только рассмотреть эффект Вигнера-Базя, а также учесть общее влияние неупругих процессов на энергетическую зависимость амплитуды упругого рассеяния в широкой области энергий.

В настоящей работе обсуждается зависимость амплитуды и сечения рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах вблизи порога  $\gamma$ - $n$ -реакции.

Нам представляется, что в рамках дисперсионных соотношений первый максимум в сечении  $\gamma$ -квантов <sup>/2/</sup> естественно связывается с околпороговыми эффектами.

Мы ограничиваемся рассмотрением рассеяния вперед. В дипольном приближении, которое, по-видимому, не противоречит экспериментальным данным о поглощении  $\gamma$ -квантов ядрами вплоть до  $\approx 30$  Мэв <sup>/3/</sup>, наши результаты справедливы для других углов рассеяния и для полного сечения упругого рассеяния  $\sigma_s / v$ .

## 2.

Амплитуда рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами имеет вид

$$T = R_1 (\vec{e}' \cdot \vec{e}) + R_2 ([\vec{k}' \cdot \vec{e}] \cdot [\vec{k}' \cdot \vec{e}']) = (\vec{e}' \cdot \vec{e}) [R_1 + (\vec{k}' \cdot \vec{k}') R_2] - R_2 (\vec{e}' \cdot \vec{k}') (\vec{e} \cdot \vec{k}') / 1 /$$

для бесспинового ядра,

$$T = R_1 (\vec{e}' \cdot \vec{e}) + R_2 ([\vec{k}' \vec{e}'] \cdot [\vec{k} \vec{e}]) + i R_3 (\vec{\sigma} [\vec{e}' \cdot \vec{e}]) + i R_4 (\vec{\sigma} [[\vec{k}' \vec{e}'] \cdot [\vec{k} \vec{e}]] + \\ + i R_5 [(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}') (\vec{e}' [\vec{k} \vec{e}']) - (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) (\vec{e} [\vec{k}' \vec{e}'])] + i R_6 [(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}') (e [\vec{k}' \vec{e}']) - \\ - (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) (\vec{e}' [\vec{k} \vec{e}'])] \quad /2/$$

для рассеяния на ядре со спином 1/2. Для ядер с другими спинами получаются более сложные выражения. В дипольном приближении отлично от нуля лишь  $R_1$ . Дисперсионные соотношения могут быть написаны для всех скалярных функций  $R_i$ . Мнимые части амплитуд соотношением унитарности связываются с сечениями поглощения  $\gamma$ -квантов в различных состояниях. Амплитуда рассеяния  $\gamma$ -квантов при малых энергиях известна, так что при наличии сведений о поглощении  $\gamma$ -квантов в различных состояниях с помощью дисперсионных соотношений и условия унитарности могут быть вычислены действительные и мнимые части всех  $R_i$ . Однако в настоящее время не имеется подробного анализа поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами. Поэтому мы ограничиваемся дисперсионным соотношением для  $R_1 + R_2$ , которое имеет обычный вид

$$\text{Re} [R_1(v_0, \theta=0^\circ) + R_2(v_0, \theta=0^\circ)] = -\frac{Z^2 e^2}{M_A} + \frac{v_0^2}{2\pi^2} P \int_{v_t}^{\infty} \frac{\sigma_t(v) dv}{v^2 - v_0^2} \quad /3/$$

В доступной нам литературе<sup>x/</sup> мы не нашли подробных сведений об энергетической зависимости сечения поглощения<sup>а</sup>  $\gamma$ -квантов ядрами. За исключением дейтрона, сечение фоторасщепления в широкой области энергии известно лишь для  $\text{He}_2^4$  [5]. В недавно появившейся работе Михайловича и др.<sup>/6/</sup> получены экспериментальные данные о  $\sigma_t(v)$  для  $\text{Al}$  вплоть до  $\approx 30$  Мэв. Авторы нашли указания на тонкую структуру зависимости сечения в области гигантского резонанса. Данных для околороговой области не имеется.

Сглаживая эти экспериментальные данные, с помощью /3/ мы получили зависимость амплитуды рассеяния от энергии. Схематически она изображена на рис. 1, что характерно, по-видимому, для целой группы ядер, у которых велико  $\sigma_t(v)$ .

x/ См. новый обзор Уилкинсона<sup>/4/</sup>.

Фоторасщепление дейтрона приводит к уменьшению сечения  $\gamma$ - $d$  рассеяния вблизи порога по сравнению с томсоновским. Однако для других ядер с большим сечением поглощения картина меняется.

Так как дисперсионная часть амплитуды ниже порога и несколько выше его положительна, при некоторой энергии ниже  $\nu_t$  полная амплитуда обращается в нуль, а затем становится положительной /для дейтрона<sup>1</sup> амплитуда знака не меняла/. Выше порога действительная часть амплитуды быстро уменьшается, проходит через нуль и, становясь отрицательной, растет по модулю с ростом энергии. Выше порога к действительной части амплитуды добавляется, конечно, мнимая часть.

Все это приводит к зависимости сечения рассеяния, изображенному на рис. 2, что в общих чертах соответствует экспериментальным данным /2/.

Для ядра  $Ae$  величина сечения рассеяния в области первого максимума достигает  $\sigma_s^{теор}(\nu) \approx 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ , что близко к экспериментально определенной величине.

Ясно, что если дисперсионные эффекты не настолько велики, чтобы изменить знак амплитуды рассеяния в области порога первого максимума не будет.

Соотношение между сечениями в максимумах для различных ядер связано с относительной ролью поглощения  $\gamma$ -квантов в околороговой области и в области гигантского резонанса. То, что в первый максимум дает вклад не только околороговая область, но и гигантский резонанс, приводит к заметному уширению этого пика. Для  $Ae$  ширина на половине высоты превышает 2 Мэв.

При обсчете данных о поглощении  $\gamma$ -квантов на  $Ae$  мы не рассматривали эффектов, связанных с различием порогов / $\gamma p$ / и / $\gamma n$ /-реакций. Мы не проводили также учета разрешающей способности аппаратуры. Нам представляется, что более подробный анализ мало изменит основной результат.

## 3.

Таким образом, высказанное ранее<sup>/7/</sup> объяснение зависимости сечения рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами, по-видимому, подтверждается.

Относительно невысокая точность экспериментальных данных о сечениях поглощения, отсутствие данных о сечениях поглощения для целого ряда ядер не позволяют сейчас провести надежного анализа для всех ядер, рассеяние на которых было изучено.

Плодотворность применения дисперсионных соотношений к анализу рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами заставляет провести ряд исследований с  $\gamma$ -квантами.

Прежде всего представляется необходимым получение сведений о зависимости сечений поглощения  $\gamma$ -квантов от энергии как в околопороговой области, так и в области больших энергий. Необходимость учета в  $\sigma_{\pm}(\nu)$  сечений фоторождения пионов может быть существенной в области энергий  $\approx 120 - 150$  Мэв и выше. Зная сечения поглощения в широкой области энергий, можно получить сведения о поляризуемости ядер. Для ядра  $Al$  поляризуемость

$$\alpha = \left[ \frac{d}{d\nu^2} \operatorname{Re}(R_1 + R_2) \right]_{\nu=0} = \alpha^{\text{э}} + \alpha^{\text{м}} = \frac{\hbar c}{2\pi^2} P \int_{\nu_t}^{\infty} \frac{\sigma_{\pm}(\nu) d\nu}{\nu^2}$$

оказалась равной  $\approx 2 \cdot 10^{-39}$  см<sup>3</sup> /ошибка может достигать 50%/. Для  $He_2^4$   
 $\alpha = /0,70 \pm 0,05/ \cdot 10^{-40}$  см<sup>3</sup>.

Более детальный феноменологический анализ поглощения  $\gamma$ -квантов в широкой области энергий представляется совершенно необходимым для того, чтобы получить сведения о спиновой зависимости дисперсионных частей амплитуд рассеяния  $\gamma$ -квантов.

С другой стороны использование дисперсионных соотношений и унитарности  $S$ -матрицы позволяет из экспериментальных данных о рассеянии  $\gamma$ -квантов на ядрах получать сведения о сечении поглощения.

Для этой цели могут оказаться удобными обратные дисперсионные соотношения.

Авторы благодарны Я.А.Сморodinскому за полезные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 мая 1960 года.

Цитированная литература

1. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ Д-532/1960/.
2. E.G. Fuller and Evans Hayward Phys.Rev., 101, 692, 1956.
3. A.S. Penfold and E.L. Garwin. Phys.Rev., 116, 120, 1959.
4. D.H. Wilkinson Ann. Rev. Nucl. Scien. 9, 1, 1959.
5. А.Н.Горбунов. Труды ФИАН 13, 145, 1960.
6. M.V. Mihailovic, G. Pzege, G. Kernel, M. Kregar Phys.Rev., 114, 1621, 1959.
7. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ Д-467, 1960.  
ЖЭТФ, 39, 1960.



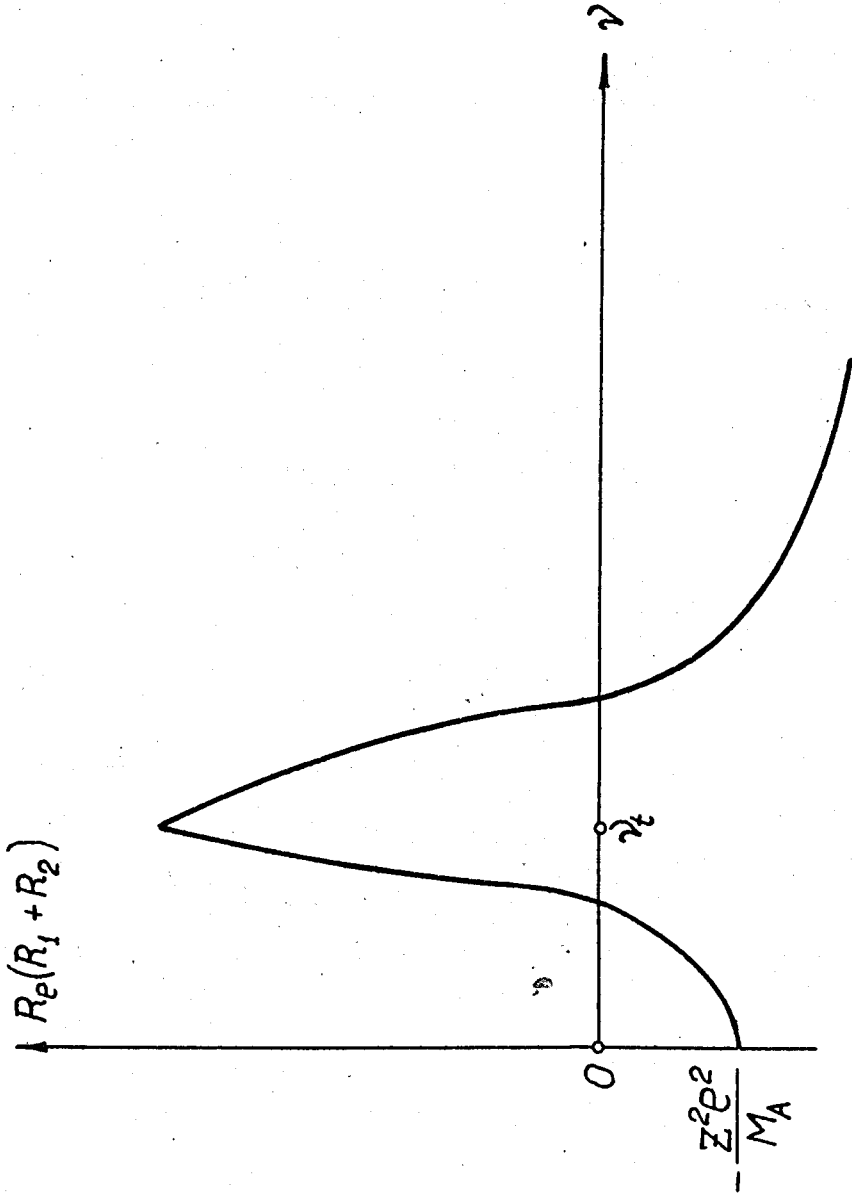


Рис. 1.

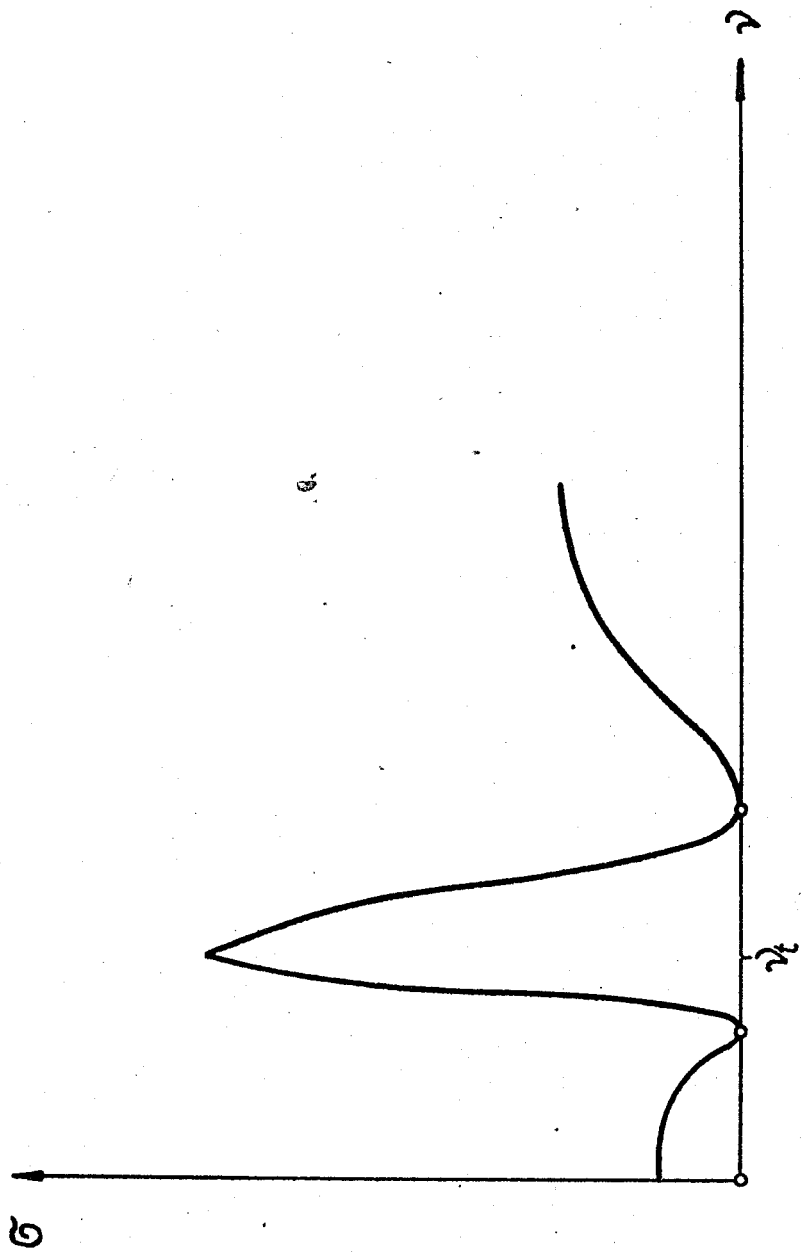


Рис. 2