

# ОТНОШЕНИЕ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ И МИМОЙ ЧАСТЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ АМПЛИТУДЫ ИЗ РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ НА ЯДРАХ

*О.Д.Далькаров, В.А.Карманов*

Показано, что в эйкональном приближении абсолютная величина в минимумах дифференциального сечения рассеяния адронов на ядрах полностью определяется отношением действительной и мнимой частей элементарной амплитуды. С помощью предложенного метода определено это отношение для амплитуды  $\bar{p}N$  из новейших данных по рассеянию антипротонов на ядрах.

В работах <sup>1</sup> было показано, что рассеяние антипротонов на ядрах хорошо описывается в рамках глауберовского приближения вплоть до весьма низких энергий. Сравнение теоретических расчетов проводилось с экспериментальными данными по упругому и неупругому (с возбуждением уровня остаточного ядра) рассеянию  $\bar{p}$  на ядре  $^{12}\text{C}$ , полученными на антипротонном накопителе LEAR при энергии 46,8 МэВ <sup>2</sup>. В последнее время появились новые данные при других энергиях, которые, как будет видно из дальнейшего, также очень хорошо описываются в глауберовском приближении. В настоящей работе мы покажем, что, благодаря этим фактам, рассеяние антипротонов на ядрах может служить удобным независимым способом для достаточно точного определения в широком интервале энергий наиболее неопределенного параметра  $\bar{p}N$ -амплитуды – отношения  $\epsilon = \text{Re}f_N(0)/\text{Im}f_N(0)$ , где  $f_N(0)$  – амплитуда  $\bar{p}N$ -рассеяния на нулевой угол (как обычно, амплитуда рассеяния параметризуется в виде  $f_N(q) = \frac{k\sigma(i + \epsilon)}{4\pi} e^{(-1/2)Bq^2}$ , где  $q$  – переданный импульс,  $\sigma$  – полное сечение взаимодействия,  $k$  – импульс налетающего антипротона).

Предлагаемый метод основан на высокой чувствительности к  $\epsilon$  величины дифференциальных сечений рассеяния  $\bar{p}$ -ядро в дифракционных минимумах. На рис. 1 сплошной кривой показано упругое сечение рассеяния антипротонов на ядре  $^{12}\text{C}$  при энергии 180 МэВ в сравнении новыми данными LEAR <sup>3</sup>. Точечной линией показано поведение квадрата действительной части  $(\text{Re}F(q))^2$  антипротон-ядерной амплитуды  $F(q)$ , штриховой линией –  $(\text{Im}F(q))^2$ , их сумма дает сечение – сплошная кривая. Видно, что всюду кроме минимумов сечение определяется  $\text{Im}F(q)$ , т. е.  $(\text{Re}F(0))^2 \ll (\text{Im}F(0))^2$ . В минимумах сечения, определяемых минимумами  $(\text{Im}F(q))^2$ , ситуация обратная – сечение совпадает с величиной  $(\text{Re}F(q))^2$ , очень чувствительной к  $\epsilon$ . На рис. 1 показаны два расчета  $(\text{Re}F(q))^2$ , отвечающие  $\epsilon = 0,3$  (данные LEAR <sup>4</sup> при энергии 180 МэВ) и  $\epsilon = 0,04$  (данные <sup>5</sup> при той же энергии, см. также рис. 3). Отношение этих кривых при  $\theta = 23^\circ$  равно 58, что близко к отношению значений квадратов  $\epsilon : (0,3/0,04)^2 = 56$ . Это показывает высокую чувстви-

тельность к  $\epsilon$  значений  $d\sigma/d\Omega$  в минимумах, где  $d\sigma/d\Omega$  практически пропорционально  $\epsilon^2$ . Вне минимумов чувствительность сечения к  $\epsilon$  невелика.

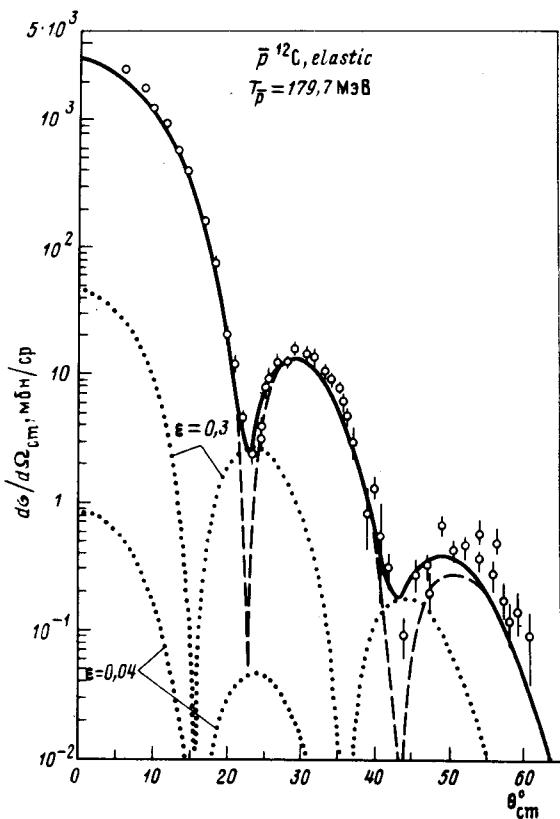


Рис. 1

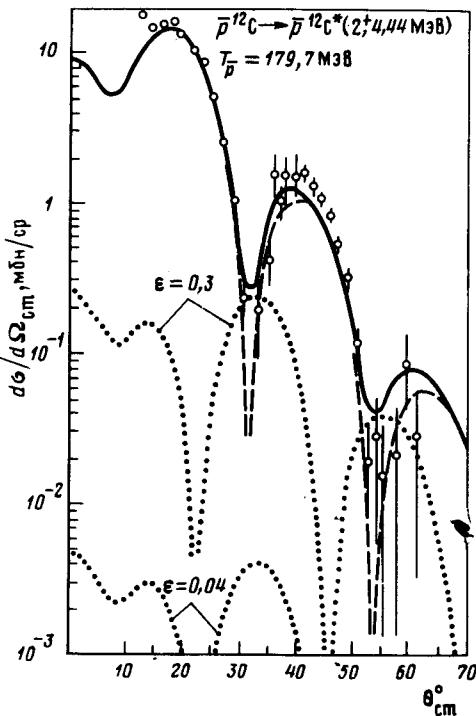


Рис. 2

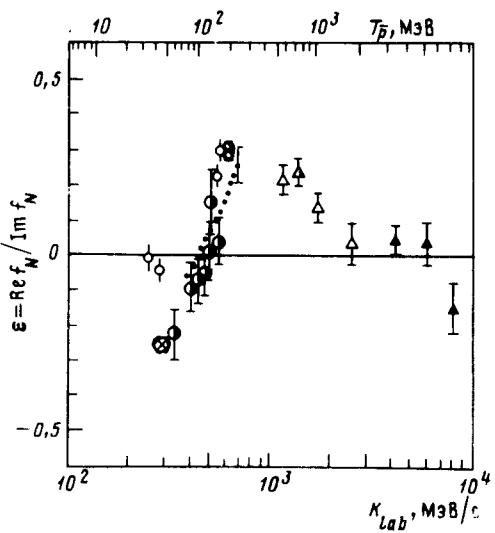


Рис. 3

Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{p}$  на  $^{12}\text{C}$ . Точечные кривые – квадрат действительной части  $\bar{p}^{12}\text{C}$  – амплитуды. Штриховая кривая – квадрат мнимой части. Сплошная кривая – их сумма при  $\epsilon = 0,3$ . Экспериментальные данные взяты из работы <sup>3</sup>

Рис. 2. Дифференциальное сечение неупругого (с возбуждением уровня  $2^+$  (4,44 МэВ)) рассеяния  $\bar{p}$  на  $^{12}\text{C}$ . Обозначения такие же, как на рис. 1

Рис. 3. Отношение  $\epsilon$  действительной к мнимой части амплитуды  $\bar{p}N$ -рассеяния. ○ – данные LEAR <sup>4</sup>, остальные данные взяты из работы <sup>5</sup>. Ⓣ – значение  $\epsilon$ , которое следует из расчетов настоящей работы и работы <sup>1</sup>

Подчеркнем одно весьма благоприятное обстоятельство: минимумы сечения – это максимумы  $(\text{Re}f(q))^2$ . Можно ожидать, что по этой причине влияние других эффектов (например, поправок к глауберовскому приближению) окажется слабым. По этой же причине в-

риация  $\epsilon$  не приводит к смещению минимумов и поэтому зависимость сечения от  $\epsilon$  не может иммитироваться вариацией радиуса ядра.

Указанные свойства сечения, проиллюстрированные численным расчетом, имеют весьма осьдий характер (независящий от сорта налетающего адрона, его энергии и ядра мишени)<sup>1)</sup> и могут быть легко получены аналитически. В рамках подхода Глаубера имеем:

$$F(q) = k \int_0^\infty i\Gamma(b) J_0(qb) b db, \quad (1)$$

где

$$\operatorname{Re}(i\Gamma(b)) = -\exp(-\chi'(b)) \sin(\epsilon\chi'(b)), \quad (2)$$

$$\operatorname{Im}(i\Gamma(b)) = 1 - \exp(-\chi'(b)) \cos(\epsilon\chi'(b)).$$

Здесь  $\chi'(b)$  – действительная величина:

$$\chi'(b) = \frac{1}{8\pi^2} A\sigma \int e^{-iqb} e^{(-1/2)Bq^2} \Phi(q) d^2q, \quad (3)$$

$\Phi(q)$  – упругий формфактор ядра. Величина  $\chi'(b)$  отлична от нуля (и велика) внутри ядра и быстро стремится к нулю вне ядра. Поэтому функция  $\operatorname{Im}(i\Gamma(b))$  отлична от нуля только внутри ядра, а  $\operatorname{Re}(i\Gamma(b))$  – только на поверхности ядра (см. (2)). Для пояснения сути дела заменим  $\operatorname{Im}(i\Gamma(b))$  "ступенькой":  $\operatorname{Im}(i\Gamma(b)) = 1$  при  $b < R$  и  $\operatorname{Im}(i\Gamma(b)) = 0$  при  $b > R$ , а  $\operatorname{Re}(i\Gamma(b))$  можно считать  $\delta$ -функцией:  $\operatorname{Re}(i\Gamma(b)) \sim \delta(b - R)$ . Тогда  $\operatorname{Re}F(q) \sim J_0(qR)$ ,  $\operatorname{Im}F(q) \sim J_1(qR)$ . Поскольку  $dJ_0(z)/dz = -J_1(z)$ , то максимумы  $\operatorname{Re}F(q)$  совпадают с нулями  $\operatorname{Im}F(q)$ , т. е. с минимумами сечения. В интеграле (1) существенна область, где  $\chi'(b) \sim 1$ . Поэтому при  $|\epsilon| < 1$  синус в (2) можно заменить на  $\epsilon\chi'(b)$ , следовательно,  $(\operatorname{Re}F(q))^2 \sim \epsilon^2$ . Из (2) видно, что сечение не чувствительно к знаку  $\epsilon$ .

В случае неупругих сечений (с возбуждением ядерных уровней) глубина минимумов также пропорциональна  $\epsilon^2$ . На рис. 2 показано сечение рассеяния антiproтонов на  $^{12}\text{C}$  при энергии 179,7 МэВ ( $k = 608$  МэВ/с) с возбуждением уровня  $2^+$  (4,44 МэВ) вместе с новыми данными LEAR<sup>3</sup>. Расчет выполнен в приближении однократного неупругого соударения (см. формулы в работах<sup>1</sup>). Видно, что в минимумах сечение также определяется величиной  $(\operatorname{Re}F_{fi}(q))^2$ . Из сравнения расчетов  $(\operatorname{Re}F_{fi}(q))^2$  (точечные кривые) следует, что  $(\operatorname{Re}F_{fi}(q))^2 \sim \epsilon^2$ . Эти свойства также можно легко получить аналитически, хотя их причины несколько иные, чем в случае упругого рассеяния.

На рис. 3 показана сводка данных<sup>4, 5</sup> по величине  $\epsilon$ . Крестиками обозначены значения  $\epsilon$ , следующие из сравнения с ядерными данными расчетов настоящей работы и работы<sup>1</sup>. Мы видим, что при  $k = 608$  МэВ/с значение  $\epsilon = 0,3$  совпадает с данными LEAR<sup>4</sup>, хотя не исключается несколько меньшее значение  $\epsilon = 0,26$ . При импульсе 300 МэВ/с из нашего расчета<sup>1</sup> следует значение  $|\epsilon| = 0,25$  совпадающее с экстраполяцией данных<sup>5</sup>. Данные LEAR при этом импульсе отсутствуют, а при  $k = 325$  МэВ/с противоречат данным<sup>5</sup>.

Таким образом, анализ антинуcléон-ядерных сечений в рамках глауберовского приближения можно использовать для извлечения информации о параметрах  $N\bar{N}$ -амплитуды вплоть до очень низких энергий. Для этой цели необходимо измерить антинуcléон-ядерные сечения при различных энергиях пучка антинуcléонов. Такие опыты, вероятно, будут выполнены на LEAR в ближайшее время. Для определения отношения действительной и мнимой частей элементарных амплитуд рассеяния других адронов на нуклонах необходимы прецезионные измерения адрон-ядерных сечений в дифракционных минимумах.

<sup>1)</sup> Факт заполнения дифракционных минимумов в рассеянии протонов высокой энергии на ядрах при учете действительной части  $pN$  амплитуды был замечен в<sup>6</sup>.

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. И.С.Шапиро за полезные критические замечания, а также проф. Д.Гаррета за любезное предоставление новых экспериментальных данных, полученных его группой.

### Литература

1. *Далькаров О.Д., Карманов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 288; Препринт ФИАН №77, 1984; Phys. Lett., 1984, 147B, 1.
2. *Garreta D. et al.* Phys. Lett., 1984, 135B, 266.
3. *Garreta D. et al.* Preprint CERN-EP/84-93, 1984; Preprint CERN-EP/84-114, 1984.
4. *Walcher Yh.* 7-th European Simposium on Antiproton Interactions, Durham, 9 – 13 July 1984.
5. *Cresti M., Peruzzo L., Sartori G.* Phys. Lett., 1983, 132B, 209.
6. *Alkhazov G.D., Belostotsky S.L., Vorobyov A.A.* Phys. Rep., 1978, 42C, 89.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 ноября 1984 г.