

РАССЕЯНИЕ АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА И КИСЛОРОДА

О.Д.Далькаров, В.А.Карманов,

Вычислены дифференциальные сечения упругого рассеяния и сечения возбуждения уровней антипротонами низких энергий на ядрах ^{12}C и ^{16}O . Расчетные кривые согласуются с экспериментальными данными, полученными на антипротонном накопителе LEAR при энергии 46,8 МэВ. Предсказаны величины дифференциальных сечений возбуждения ядра с данной проекцией спина, определяющие угловые распределения γ -квантов в реакциях $(\bar{p}, \bar{p}\gamma)$ на ядрах.

В недавнем эксперименте, выполненном на антипротонном накопителе LEAR¹, впервые было измерено дифференциальное сечение упругого рассеяния \bar{p} с энергией 46,8 МэВ на ядре ^{12}C , а также сечение возбуждения низколежащих уровней остаточного ядра. Из экспериментальных данных следует, что упругое рассеяние \bar{p} на ядре ^{12}C при этой энергии обнаруживает ярко выраженное дифракционное поведение (в отличие от рассеяния протонов при той же энергии), при этом уровни ^{12}C наблюдаются на значительно меньшем фоне, по сравнению с реакцией $^{12}\text{C}(p, p')^{12}\text{C}^*$.

В настоящей работе мы показываем, что полученные данные удивительно хорошо описываются с помощью глауберовского приближения. Этот подход, как известно, оказался весьма успешным для описания аналогичных процессов при рассеянии протонов и π -мезонов высокой энергии на ядрах². Энергии антипротонов в интересующих нас экспериментах невелики (несколько десятков МэВ), поэтому можно было бы ожидать, что при этих энергиях глауберовское приближение не является достаточно хорошим. Однако, в данном случае амплитуда элементарного $\bar{p}p$ рассеяния (в отличие от pp и πp) характеризуется резко выраженной направленностью вперед, причем с уменьшением энергии наклон конуса возрастает¹⁾ (для сравнения наклон конуса в $\bar{p}p$ -рассеянии при энергии 46,8 МэВ ра-

1) Появление столь узкого конуса при малых энергиях и его сужение с уменьшением энергии обусловлено тем, что даже при самых низких энергиях в $\bar{N}N$ -рассеянии существует вклад нескольких парциальных волн, отвечающих ненулевым орбитальным моментам. Это явление, как показано в работе³, не связано с аннигиляционными процессами, а определяется наличием спектра квазидерных $\bar{N}N$ состояний, соответствующих ненулевым орбитальным моментам l относительного движения N и \bar{N} (уровни существуют практически во всех спин-изоспиновых состояниях)⁴. Именно это и приводит к значительному усилению вклада в рассеяние $\bar{p}p$ при малых энергиях парциальных волн вплоть до $l = 3$.

вен $^5 35,6 \text{ ГэВ}^{-2}$, сечение же pp -рассеяния при этой энергии практически изотропно 6 , а наклон конуса pp -рассеяния при больших энергиях не превышает величины $\lesssim 6 \text{ ГэВ}^{-2}$. Этот факт может служить причиной того, что область применимости глауберовского приближения сильно затягивается и им можно пользоваться вплоть до очень малых энергий налетающих антипротонов (последнее утверждение, безусловно, требует дополнительного исследования). Что же касается неadiaбатических поправок то, как показано в 7 , они в значительной степени компенсируются сходом амплитуды элементарного процесса с энергетической поверхности. Заметим, что применение теории Глаубера для $\bar{p}d$ рассеяния при низких и средних энергиях дало неплохие результаты 8 .

В глауберовском приближении амплитуда упругого рассеяния на ядре A может быть представлена в стандартной форме 2 :

$$F_{ii}(\mathbf{q}) = ik \int_0^\infty (1 - \exp(i\chi(b))) J_0(qb) b db, \quad (1)$$

где

$$\chi(b) = \frac{A}{2\pi k} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} f_N(q) \Phi(q) d^2q. \quad (2)$$

$\Phi(q)$ – упругий формфактор ядра, параметризуемый (при $4 \leq A \leq 16$) в виде 9 :

$$\Phi(q) = \left(1 - \frac{A-4}{6A} R^2 q^2\right) \exp\left(-\frac{R^2 q^2}{4}\right) \quad (3)$$

q – переданный ядру импульс, k – импульс налетающего адрона. Здесь $R^2 = 2,50 \text{ Ф}^2$ для ^{12}C и $R^2 = 2,92 \text{ Ф}^2$ для ^{16}O 9 . Амплитуда рассеяния на нуклоне есть:

$$f_N(q) = \frac{k\sigma(i+\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}Bq^2}. \quad (4)$$

При энергии $E_{\bar{p}} = 46,8 \text{ МэВ}$ мы использовали следующие параметры $\bar{p}N$ – амплитуд 5,10 : $\sigma_{\bar{p}p} = 240 \text{ мбн}$, $\sigma_{\bar{p}n} = 200 \text{ мбн}$, $\epsilon_{\bar{p}p} = \epsilon_{\bar{p}n} = -0,25$, $B_{\bar{p}p} = B_{\bar{p}n} = 35,6 (\text{ГэВ}/c)^{-2} = 1,4 \text{ Ф}^2$. Значение $\sigma_{\bar{p}n}$ было нами найдено, исходя из величины $\sigma_{\bar{p}d}^- = 380 \text{ мбн}$ 11 с учетом глауберовской поправки на экранирование 2 .

Амплитуда неупругого рассеяния с возбуждением ядерного уровня натуральной четности с моментом J и проекцией M на направление падающего пучка в приближении однократного неупругого соударения (ОНС) выражается через электромагнитный формфактор перехода и амплитуду упругого рассеяния 12 . Выражение для амплитуды, полученное в 12 , удобно преобразовать к виду

$$F_{fi}^M(q) = \frac{2\sqrt{\pi}A}{\sqrt{2J+1}} f_N(0)(-1)^M Y_{JM}^* \left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \int_0^\infty \tilde{S}_{JM}(b) e^{i\mathbf{x}(b)} J_M(qb) b db, \quad (5)$$

где

$$\tilde{S}_{JM}(b) = \int_0^\infty S_J(q) e^{-\frac{1}{2}Bq^2} J_M(bq) q dq, \quad (6)$$

а $S_J(q)$ определяет формфактор неупругого перехода и параметризуется в виде

$$S_J(q) = q^J (a_1 + b_1 q^2 + c_1 q^4) e^{-\alpha q^2}, \quad (7)$$

что позволяет вычислить интеграл (6) аналитически. Параметры в (7) известны из данных по неупругому рассеянию электронов. Мы использовали следующие их значения. Для возбуждения уровня 2^+ (4,44 МэВ) ядра ^{12}C (см. 13): $a_1 = 0,25$, $b_1 = -0,021$, $c_1 = 0,0004$,

$\alpha = 0,54$ (в формуле (7) q в Φ^{-1}). Для возбуждения уровня 3^- (6,13 МэВ) ядра ^{16}O (см. ¹⁴) : $a_1 = 0,195$, $b_1 = -0,008$, $c_1 \neq 0$, $\alpha = 0,8125$. В формулах (1) и (5) были сделаны необходимые изменения, учитывающие отличие амплитуд рассеяния на протоне и нейтроне. Амплитуды (1) и (7) умножались на фактор $\exp(q^2 R^2 / 4A)$, учитывающий отдачу ядра. Для сравнения были проведены расчеты рассеяния протонов той же энергии на ^{12}C со следующими параметрами pN -амплитуд ⁶: $\sigma_{pp} = 44$ мбн, $\sigma_{pn} = 204$ мбн, $\epsilon_{pp} = 1,85$, $\epsilon_{pn} = 0,25$, $B_{pp} = B_{pn} = 0$.

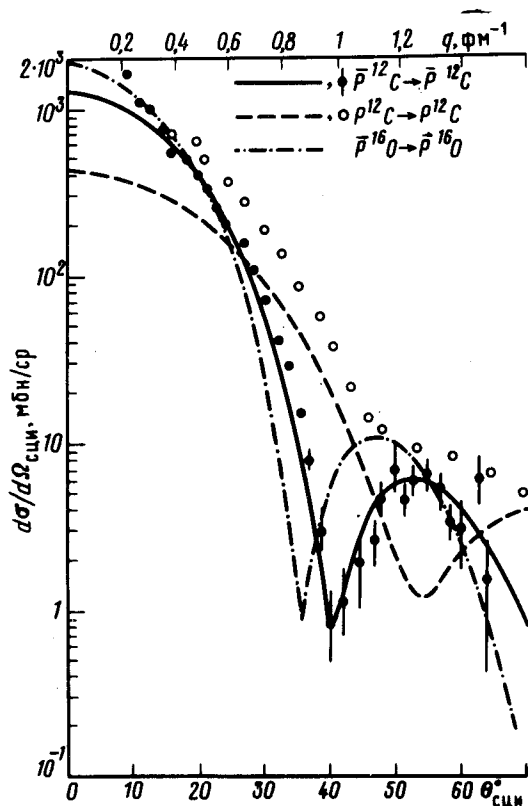


Рис. 1

Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния при энергии пучка $E = 46,8$ МэВ для $\bar{p}^{12}\text{C}$, $p^{12}\text{C}$, и $\bar{p}^{16}\text{O}$. Экспериментальные данные из работы ¹

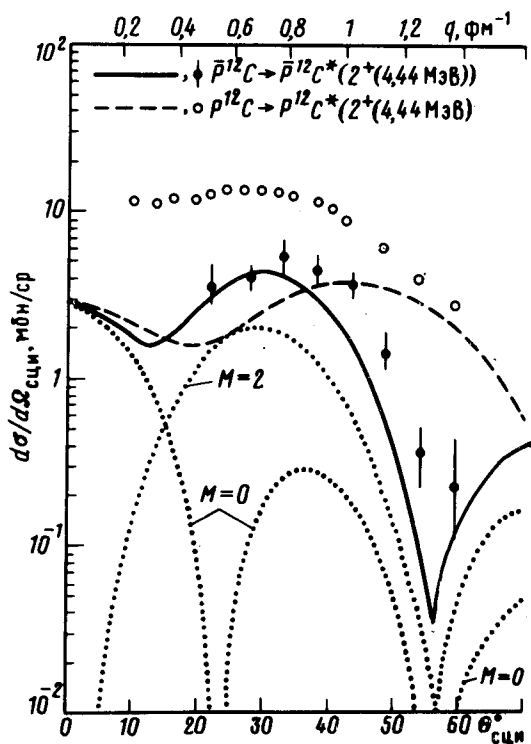


Рис. 2.

Рис. 2. Неупругие (с возбуждением уровня 2^+ (4,44 МэВ)) дифференциальное сечение рассеяния \bar{p} и p ($E = 46,8$ МэВ) на ^{12}C . Точечные кривые – сечения $d\sigma_0/d\Omega$ и $d\sigma_2/d\Omega$ с проекциями M спина ядра $^{12}\text{C}^*$ (2^+) на ось пучка, равными 0 и 2 ($\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + 2\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$). Экспериментальные данные из работы ¹

На рис.1 показаны расчеты упругих сечений \bar{p} и p на ^{12}C . Видно, что расчет (сплошная кривая) хорошо согласуются с антипротонными данными. С другой стороны, расчет протонного сечения (штриховая кривая) сильно отличается от эксперимента ¹. Это обстоятельство, по нашему мнению, подтверждает, что хорошее описание антипротонных данных в рамках теории Глаубера не случайно, а связано с особой узостью конуса в $\bar{p}N$ -рассеянии. На рис.1 показаны также предсказания для упругого рассеяния \bar{p} на ^{16}O (штрих-пунктир).

На рис.2 показаны расчеты неупругих сечений \bar{p} и p на ^{12}C с возбуждением уровня 2^+ (4,44 МэВ). Имеется неплохое описание антипротонных данных (сплошная кривая). В случае протонных данных расчет (штриховая кривая) не согласуется с экспериментом, как и для упругого рассеяния.

Мы приводим также на рис.2 предсказания для антипротонных сечений с проекциями M спина возбужденного ядра на ось пучка, равными 0 и 2 ($\frac{d\sigma}{ds} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + 2\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$, в рамках

подхода Глаубера $d\sigma_1/d\Omega = 0$). Измерение этих сечений, имеющих как видно из рисунка, весьма сложную угловую зависимость, явилось бы более детальной проверкой теории. Сечение $d\sigma_M/d\Omega$ можно легко получить из распределений γ -квантов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}\gamma)^{12}\text{C}$ при переходе ядра $^{12}\text{C}^*(2^+)$ в основное состояние. Такие эксперименты для ядра ^{16}O на пучке π и p высокой энергии были выполнены в работах ¹⁵ (данные ¹⁵ цитируются в ¹⁶). Выражения угловых распределений γ -квантов через сечения $d\sigma_M/d\Omega$ для обсуждаемых ядер и уровней приведены в работе ¹⁷.

Некоторое превышение антипротонных данных над расчетом на рис.2 при $\theta > 35^\circ$ ($q > 0,8 \text{ Ф}^{-1}$) может быть связано с несколькими причинами. В частности: а) с неопределенностями в формфакторе перехода (7); б) с уменьшением точности глауберовского приближения при рассеянии на большие углы; в) с коллективной природой возбуждаемого уровня 2^+ и с неприменимостью в этом случае приближения ОНС. В связи с возможностью в) отметим, что аналогичное превышение эксперимента над расчетом в рамках ОНС в области правее максимума наблюдалось в сечении возбуждения уровня $^{16}\text{O}^*(3^-; 6,13 \text{ МэВ})$ (проекция $M=1$) π -мезонами высокой энергии. Это расхождение исчезло в модели, предполагающей уровень 3^- (6,13 МэВ) коллективным (вращательным), причем расчет выполнялся без приближения ОНС, но в рамках теории Глаубера (см. рис.8 из ¹⁶). В этой связи представляет несомненный интерес аналогичные исследования для взаимодействия антипротонов с ядрами.

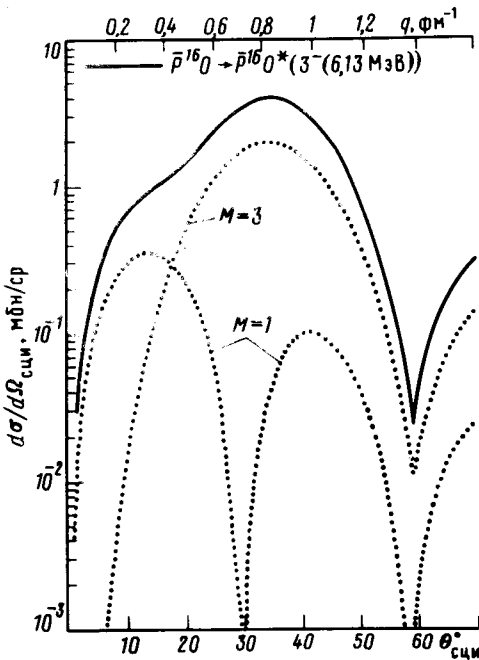


Рис.3. Неупругое (с возбуждением уровня 3^- (6,13 МэВ) дифференциальное сечение \bar{p} ($E_{\bar{p}} = 46,8 \text{ МэВ}$) на ^{16}O . Точечные кривые – сечения $d\sigma_1/d\Omega$ и $d\sigma_3/d\Omega$ с проекциями M спина ядра ^{16}O (3^-) на ось пучка, равными 1 и 3 ($\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\frac{d\sigma_1}{d\Omega} + 2\frac{d\sigma_3}{d\Omega}$).

На рис.3 показаны предсказания для сечения реакции $\bar{p}^{16}\text{O} \rightarrow \bar{p}^{16}\text{O}^*(3^-; 6,13 \text{ МэВ})$. Отметим, что величина сечения $d\sigma_1/d\Omega$ в первом максимуме в три раза больше, чем во втором, тогда как в случае пучка адронов высокой энергии первый максимум был практически ненаблюдаем (в 10 – 30 раз меньше второго, см. рисунки 6 – 9 из ¹⁶).

Таким образом, как видно из рисунков, теоретические кривые хорошо согласуются с имеющимися антипротонными данными. Необходимые для расчета параметры элементарной амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния будут в ближайшее время с хорошей точностью измерены в опытах на антипротонном накопителе LEAR. Это в свою очередь позволит уточнить проведенные выше расчеты. Результаты расчетов упругого и неупругого рассеяния \bar{p} на ядрах в

широком диапазоне энергий, угловых распределений γ -квантов в процессах типа $(\bar{p}, \bar{p}\gamma)$ и других характеристик будут опубликованы в подробной статье.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.С.Шапиро за поддержку в работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. *Garreta D., Birien P., Bruge G. et al.* Phys. Lett., 1984, 135B, 266; CERN Courier, 1983, 23, 416.
2. *Глаубер Р.* УФН, 1971, 103, 641; *Колыбасов В.М., Маринов М.С.* УФН, 1973, 109, 137.
3. *Dalkarov O.D., Myhrer F.* Nuovo Cim., 1977, 40A, 152.
4. *Shapiro I.S.* Phys. Rep., 1978, 35C, 129.
5. $\bar{N}N$ and $\bar{N}D$ Interactions – A Compilation, LBL-58, 1972.
6. *Kerman A.K., McManus H., Thaler R.M.* Ann. Phys., 1959, 8, 551.
7. *Dalkarov O.D., Kolybasov V.M., Ksenzov V.G.* Nucl. Phys., 1983, A397, 498.
8. *Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж., Бидзарри Р.* ЯФ, 1981, 33, 795.
9. *Bassel R.H., Wilkin C.* Phys. Rev., 1968, 174, 1179.
10. *Cresti M., Peruzzo L., Sartori G.* Phys. Lett., 1983, 132B, 209.
11. *Tripp R.D.* In Proc. of the 5th European Symposium on $\bar{N}N$ Interactions, Bressanone (Italy), 23 ÷ 28 June 1980, p. 519.
12. *Балаших В.В.* Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ, с.255, 1973 г.; *Mileev V.N., Mishchenko T.V.* Phys. Lett., 1973, B47, 197; *Кондратюк Л.А., Симонов Ю.А.* Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 619.
13. *Bouten M., van Leuven P.* Ann. Phys., 1967, 43, 421.
14. *Манаенков С.И.* Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 593.
15. *Кирпичников И.В., Кузнецов В.А., Левинтов И.И., Старостин А.С.* Препринт ИТЭФ-96, 1979; *Кирпичников И.В., Кузнецов В.А., Старостин А.С.* Препринт ИТЭФ-119, 1981.
16. *Карманов В.А.* ЯФ, 1982, 35, 848.
17. *Манаенков С.И.* ЯФ, 1974, 20, 677.

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

Поступила в редакцию
3 февраля 1984 г.