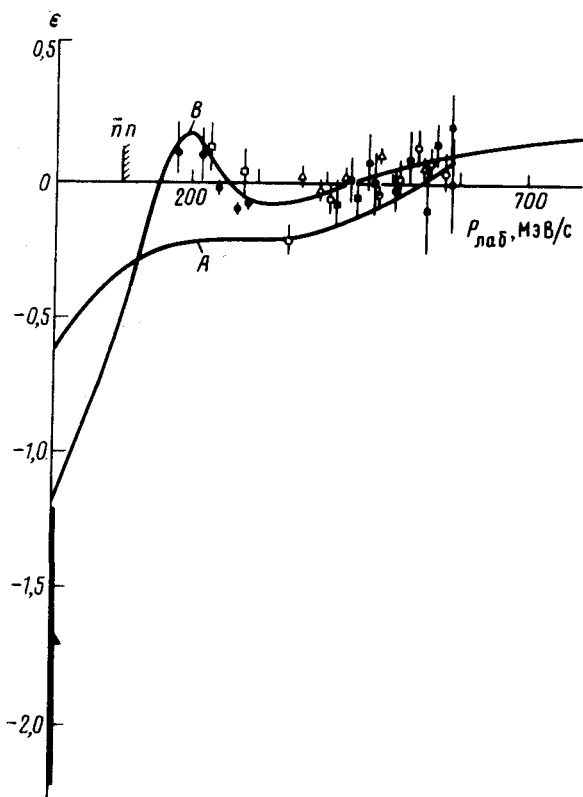


ОТНОШЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ЧАСТИ К МНИМОЙ АМПЛИТУДЫ $\bar{p}p$ -РАССЕЯНИЯ ВБЛИЗИ $\bar{n}n$ ПОРОГА

О.Д.Далькаров, К.В.Протасов

Показано, что появление максимума в наблюдаемом поведении отношения реальной части к мнимой амплитуды $\bar{p}p$ -рассеяния вперед в области импульсов налетающего антипротона на $0 - 200$ МэВ/с обусловлено открытием канала $\bar{n}n$ и быстрым ростом и относительно большим вкладом P -волны в низкоэнергетическом $\bar{N}N$ -рассеянии.

В недавних экспериментах, выполненных в ЦЕРН'е на антипротонном накопителе LEAR, было измерено отношение реальной части к мнимой для амплитуды $\bar{p}p$ -рассеяния вперед ($\epsilon = \text{Re } f_{\bar{p}p}(\theta = 0) / \text{Im } f_{\bar{p}p}(\theta = 0)$) при недоступных ранее импульсах налетающего антипротона $p \cong 180 \div 300$ МэВ/с^{1, 2} (данные LEAR показаны на рисунке). Из этих данных следует, что величина ϵ при импульсах ~ 230 МэВ/с меняет знак, вновь становясь положительной. Если, кроме того, учесть, что та же величина при нулевых энергиях известна из атомных данных ($\epsilon = 2\Delta E / \Gamma = -1,7 \pm 0,5$ ³, где ΔE – сдвиг $1S$ -уровня $\bar{p}p$ -атома, Γ – ширина K_{α} -линии), то это означает, что ϵ должна минимум еще один раз изменить знак в интервале импульсов $0 \div 200$ МэВ/с.



Поведение отношения $\epsilon = \text{Re } f_{\bar{p}p}(\theta = 0) : \text{Im } f_{\bar{p}p}(\theta = 0)$ как функции импульса налетающего антипротона. Экспериментальные данные: \blacklozenge – из работы¹; \circ – из работы², \blacktriangle – из работы³, \blacksquare – из работы⁴; \circ – из работы⁵, \blacklozenge – из работы⁶. Кривая A отвечает расчету в модели связанных каналов⁷, B – модели с граничным условием полного поглощения¹⁰.

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на возможность объяснения столь необычного поведения ϵ , связанную с близостью порога неупругого канала $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (разность масс каналов $\bar{n}n$ и $\bar{p}p$ составляет $\Delta M = 2(m_n - m_p) = 2,6$ МэВ, что соответствует импульсу налетающего антипротона $p = 98,8$ МэВ/с) и сравнительно большим вкладом P -волны в $\bar{N}N$ -рассеянии при совсем малых энергиях. Прежде всего, поясним качественно, почему, несмотря на сравнительно малый вклад (сечение перезарядки σ^{ch} не превышает величины порядка 20% от сечения упругого рассеяния σ^{el} в интересующем нас диапазоне импульсов), открытие канала $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ может сильно сказаться на поведении величины ϵ . Дело в том, что значение ϵ при тех импульсах p , о которых идет речь малó: ϵ изменяется от $-0,1$ до $+0,1$ в интервале импульсов $200 \text{ МэВ/с} \leq p \leq 400 \text{ МэВ/с}$. При этих же импульсах, как показали данные фазово-

го анализа ⁷, вклад S - и P -волн в упругое $\bar{p}p$ -рассеяние примерно одинаков (подробное обсуждение поведения парциальных амплитуд в низкоэнергетическом $\bar{p}p$ -рассеянии содержится в работе ⁸). Перепишем величину ϵ в следующем виде:
$$\epsilon = \frac{\text{Re}^S + \text{Re}^P}{\text{Im}^{S+P}},$$
 где индексы

S и P обозначают S - и P -парциальные амплитуды ($\text{Re}^{S,P} \equiv \text{Re} f_{\bar{p}p}^{S,P}(\theta=0)$, $\text{Im}^{S+P} = \text{Im} f_{\bar{p}p}^S(\theta=0) + \text{Im} f_{\bar{p}p}^P(\theta=0)$). Тогда малость ϵ может быть объяснена двояким образом: (а) $|\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}| \ll 1$ и $|\text{Re}^P/\text{Im}^{S+P}| \ll 1$ и (б) $|\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}| \sim |\text{Re}^P/\text{Im}^{S+P}|$ и эти отношения не малы, но знаки Re^S и Re^P противоположны. Возможность (б) представляется физически более оправданной, так как, во-первых, разные знаки Re^S и Re^P следуют из данных фазового анализа и, во-вторых, Re^S/Im^S при нулевых импульсах (атомные данные) отрицательно и сравнительно велико по абсолютной величине. В этом случае малость ϵ объясняется компенсацией немалых величин: $\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}$ и $\text{Re}^P/\text{Im}^{S+P}$ и, следовательно, любое малое возмущение в одной из волн (S или P) может привести к сильному изменению величины ϵ . Действительно, пусть α – малая примесь в Re^S , β – в Im^S . Тогда новое значение $\tilde{\epsilon} = \tilde{\text{Re}}/\tilde{\text{Im}} = \frac{\text{Re}^S + \alpha \text{Re}^S + \text{Re}^P}{\text{Im}^{S+P} + \beta \text{Im}^S} \cong \epsilon + \alpha \frac{\text{Re}^S}{\text{Im}^{S+P}}$.

Если $\alpha \sim \epsilon$, а $|\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}| \sim 1$ (возможность (б)), то $|\epsilon - \tilde{\epsilon}| \sim \epsilon$. В моделях, рассмотренных ниже, $|\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}| \lesssim 1$ (модель связанных каналов ⁹) и $|\text{Re}^S/\text{Im}^{S+P}| \sim 2$ (модель с граничным условием ¹⁰). Следовательно, в такой ситуации открытие канала $\bar{n}n$, проявляющее себя в интервале импульсов $p \cong 100 \div 200$ МэВ/с лишь в поведении S -волны в упругом $\bar{p}p$ -рассеянии, может оказать заметное влияние на поведение ϵ . Для точного расчета величины ϵ в интересующей нас области импульсов необходимо решить либо задачу связанных каналов: $\bar{p}p$, $\bar{n}n$ и np или, например, двухканальную задачу $\bar{p}p$ и $\bar{n}n$ с граничным условием. Эти задачи хотя и довольно сложны, но принципиально решаемы. Здесь мы для оценки эффекта воспользуемся приближенными формулами, справедливыми при $k_0 R \ll 1$, где k_0 – относительный импульс в канале $\bar{n}n$, R – величина ~ 1 Фм.

В этом случае элемент S -матрицы, отвечающей упругому $\bar{p}p$ -рассеянию вблизи $\bar{n}n$ порога может быть записан в виде ¹¹:

$$S^{S,P} = e^{2i\delta} S_{S,P}(1 - \gamma_{S,P}),$$

где δ_S и δ_P – фазы $\bar{p}p$ -рассеяния в S - и P -волнах без учета канала $\bar{n}n$ (различные для состояний с определенными полными моментом, спином и изоспином канала), фактор γ_S выражается через сечение перезарядки в S -волне: $\gamma_S = \frac{k}{2\pi} \sigma_S^{ch}$ (при этом σ_S^{ch} пропорционально k_0).

Фактор $\gamma_P \cong \gamma_S(k_0 R)^2$ вблизи $\bar{n}n$ порога очень мал, поэтому открытие канала $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ будет существенно лишь в S -волне. Влияние порога в P -волне скажется при больших импульсах и приведет к восстановлению компенсации Re^S и Re^P .

В конкретных вычислениях были использованы две реалистические модели: связанных каналов ⁹ и модель с граничным условием полного поглощения ¹⁰. Результаты вычислений представлены на рисунке (кривые A и B , соответственно). Видно, что ϵ имеет максимум при импульсах $p \cong 200$ МэВ/с, величина которого сильно зависит от модели $\bar{N}N$ -взаимодействия. Появление максимума обусловлено открытием канала $\bar{n}n$ и чрезвычайно быстрым ростом вклада P -волны ($|\text{Re}^P| \sim |\text{Re}^S|$ в области, где $kR \ll 1$), что, по нашему мнению, указывает на существование P -волновых вблизипороговых состояний квазидерного типа ¹² в системе $\bar{N}N$.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.С.Шапиро и участникам семинара по теории ядра за полезные обсуждения.

Литература

1. Brückner W., Döbbling H., Güttner F. et al. Phys. Lett., 1985, 158B, 180.
2. Linssen L. Thesis. University of Amsterdam, 1986.

3. *Gorringe T.P., Davies J.D., Lovve J. et al.* Phys. Lett., 1985, 162B, 71.
4. *Iwasaki H. et al.* Nucl Phys, 1985, A433, 580.
5. *Cresti M. et al.* Phys. Lett., 1983, 132B, 209.
6. *Ashford V. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 518.
7. *Brückner W., Döbbeling H., Güttner F. et al.* Preprint CERN-EP/85-141.
8. *Кудрявцев А.Е., Маркушин В.Е.* Препринт ИТЭФ-179, 1985.
9. *Далькаров О.Д., Шапиро И.С., Тяпаев Р.Т.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 38.
10. *Dalkarov O.D., Myhrer F.* Nuovo Cim., 1977, 40A, 152.
11. *Базь А.И., Зельдович Я.А., Переломов А.М.* Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966, стр. 265.
12. *Shapiro I.S.* Phys. Rep., 1978, 35C, 129.

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

Поступила в редакцию
30 октября 1986 г.
