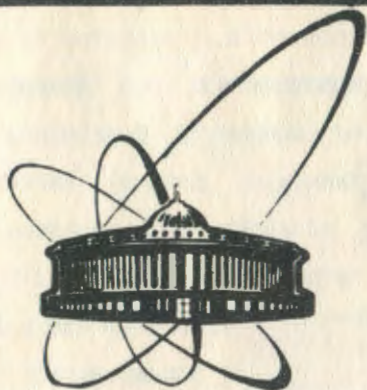


90-428

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-90-428

Б.В.Быковский, В.А.Мещеряков, Д.В.Мещеряков*

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ
В $pp\bar{p}$ -СИСТЕМЕ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

* Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

1990

Эксперименты, выполненные на установке LEAR (ЦЕРН), дали богатый материал о $n\bar{n}$ -взаимодействии при низких энергиях^{/1/}. Интересной его составляющей является измерение отношения действительной к мнимой частям амплитуды упругого $p\bar{p}$ -рассеяния вперед $\rho(s) = \text{Re}F_{pp}^-(s) / \text{Im}F_{pp}^-(s)$. Величина ρ положительна при импульсе $p_L < 590$ МэВ/с, отрицательна ниже 500 МэВ/с, достигает минимума при 250 МэВ/с и затем опять пересекает нуль около 230 МэВ/с. Независимый эксперимент^{/2/} дает положительное или нулевое значение ρ при 200 МэВ/с. Оба эти варианта поведения ρ не согласуются с вычислениями по дисперсионным соотношениям^{/3,4/}. Ниже приведен анализ поведения ρ при $p_L < 1$ ГэВ/с, выполненный с помощью аналитической модели амплитуды упругого рассеяния вперед $F_{pp}^-(s)$. Модель основана на ряде свойств амплитуды, перечисленных ниже:

1. $F_{pp}^-(s)$ -аналитическая функция в области G, рис. 1а,
2. $F_{pp}^+(s) = F_{pp}^-(s^*)$,
3. $\text{Im} F_{pp}^-(s) = k/4\pi\sigma_{tot}(s)$, $s > 4$.

Известно, что на разрезах области G расположено много точек ветвления. Мы учтем только важные из них, выбранные в соответствии с результатами работ^{/5,6/}. Ими являются pp -, $p\bar{p}$ -пороги и начало нефизического разреза $s = 4\mu^2$ (μ -масса пиона). Пороги pp и $p\bar{p}$ дают возможность использовать условие унитарности ϵ и данные по σ_{tot} . Мы пренебрегаем порогом $n\bar{n}$, который, хотя и близок к порогу $p\bar{p}$, приводит к малым эффектам^{/7/}. Нефизический разрез, или точка ветвления $s = 4\mu^2$, учитывает вклады тяжелых мезонов в амплитуду $F_{pp}^-(s)$. Они соответствуют тем частям потенциалов, которые ответственны за обмен тяжелыми бозонами в потенциальных моделях^{/8/}. В нашей модели начало нефизического разреза s является свободным

параметром. Таким образом, на разрезах области G будем учитывать три точки ветвления при $s=0$, $s=a$ ($4\mu^2/M^2 < a < 4$), $s=4$. Точки ветвления $s=0, 4$ - корневого типа в соответствии с условием унитарности, $s=a$ - также корневого типа по предположению. Все они могут быть учтены с помощью новой переменной

$$z(s) = \sqrt{\frac{a}{4-a}} \sqrt{\frac{s-a}{s}} - \sqrt{\frac{a}{4-a}} \sqrt{\frac{s-4}{s}}.$$

Функция $z(s)$ осуществляет конформное отображение физического листа s -плоскости /рис.1а/ на нижний полукруг единичного круга z -плоскости с центром в начале координат. При $a=1.44$ бесконечно удаленная точка физического листа переходит в точку $z=1/2$. Другие листы четырехлистной римановой поверхности также отмечены на рис.1б.

Будем рассматривать амплитуду рассеяния $F_{pp}^-(z) = F_{pp}^-(s(z))$ как мероморфную функцию переменной z . Полюса $F_{pp}^-(z)$, расположенные вне нижнего полукруга, описывают резонансы и связанные состояния $p\bar{p}$ -системы. Далее, используя ряды Лорана и Тейлора, можно установить следующее представление амплитуды рассеяния:

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^N (\alpha_n + i\beta_n)(1-z)^n + \frac{\alpha + i\beta}{1+i\delta + \gamma - z}. \quad (1)$$

В формуле (1) полином описывает нерезонансный фон парциальных амплитуд, а вклад полюса - резонанс или связанное состояние. Другая особенность уравнения (1) состоит в том, что степени полиномов действительной и мнимой частей отличаются не более чем на единицу. В работе^{9/} были проанализированы экспериментальные данные по ρ и σ_{tot} в предположении $\delta = \gamma = 0$. Данные по ρ включали значение $\rho(1) = -1.6 \pm 0.5$, определенное по сдвигу энергии и ширины $1s$ -уровня антипротония^{10/}. Результат состоит в том, что поведение $\rho(z)$ может быть объяснено только

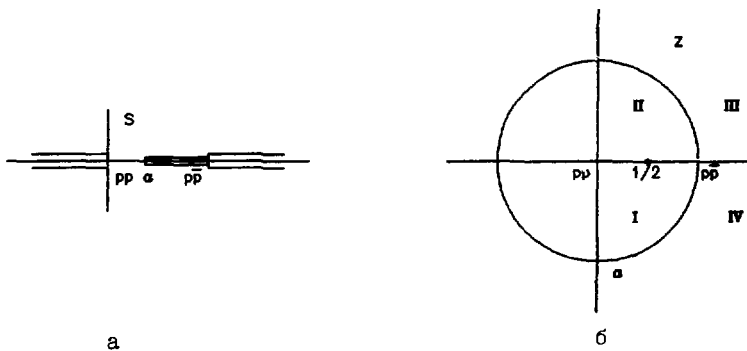


Рис. 1

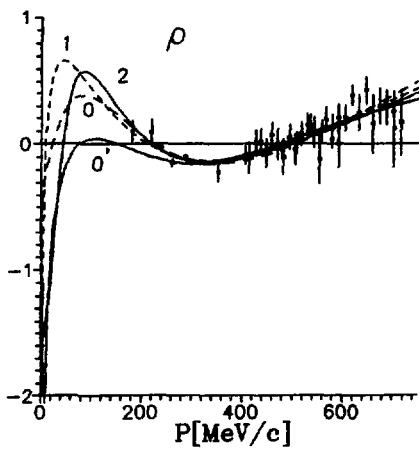


Рис. 2

при наличии полюса в формуле (1), т.е. связанного состояния в $p\bar{p}$ -системе.

В качестве примера найдена оптимальная кривая с энергией связи ϵ и шириной Γ , равными нулю (рис.2, кривая 2). Величины $\epsilon, \Gamma, \delta, \gamma$ связаны соотношениями

$$a_p = (2 - \epsilon - i\Gamma/2)^2, \quad \epsilon = 16(\delta^2 - \gamma^2)/9, \quad \Gamma/2 = -32(\gamma\delta)/9 - O(\delta^3). \quad (2)$$

Для оценки верхней границы ϵ положим $\gamma=0$, что соответствует чисто мнимому импульсу связанного состояния. Даже после этого предположения экспериментальных данных недостаточно для определения α, β, δ . Наиболее информативным при определении параметров полюса является значение $\rho(1)$, которое имеет малый статистический вес. Для преодоления этого противоречия расширим экспериментальную информацию, используя комплексную длину рассеяния^{10/}, а не только фазу. Тогда амплитуда $F_{p\bar{p}}(z)$ будет зависеть от одного параметра δ . Оптимальные кривые при различных его значениях приведены на рис.2. Они соответствуют следующим значениям энергии связи $p\bar{p}$ -системы: (0) ~ 0,5 МэВ, (1) ~ 150 кэВ. Особо отметим кривую (0'), которая тоже относится к $\epsilon = 0,5$ МэВ. В отличие от кривой (0) она оптимизирована только по значениям σ_{tot} . Кривые ясно показывают, что значения $\rho(p_L)$ при $p_L < 180$ МэВ/с позволяют установить величину ϵ . Измерение σ_{tot} при тех же значениях p_L может обнаружить немонотонности в его поведении, что также будет связано с параметрами $p\bar{p}$ -системы. Поэтому опыты по изучению $p\bar{p}$ - взаимодействия при $p_L < 180$ МэВ/с представляются весьма актуальными.

Литература

1. Brackner W. et al. Phys. Lett., 158B, 1985, 180.
2. Linnson L. et al. Nucl. Phys., A469, 1987, 726.
3. Grein W. Nucl. Phys., B131, 1977, 255.

4. Iwasaki et al. Nucl. Phys. A433, 1985, 580.
5. Далькаров О.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 39, 1984, 38.
6. Симонов Ю.А. и др. ЯФ, 48, 1988, 956.
8. De Swart J.J. et al. Preprint THKE-NYM-88.05.
7. Mahalanabis J., Pirner H.J., Shibata T.-A. Preprint CERN-TH 4833/87.
9. Быковский Б.В., Мещеряков В.А., Мещеряков Д.В. ОИЯИ, P2-90-311, Дубна, 1990.
10. Ahmad S. et al. Phys. Lett., 157B, 1985, 333;
Gorringe T.P. et al. Phys. Lett., 162B, 1985, 71.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1990 года.