

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 3, стр. 171 – 174.

5 февраля 1973 г.

НАКЛОН КОУСА В p - p -РАССЕЯНИИ И "КВАЗИПОЛЮСНАЯ" МОДЕЛЬ

B. A. Царев

Измерения сечения p - p -рассеяния [1 – 3], выполненные недавно на встречных пучках ЦЕРН при $s \sim 500 \div 3000 \text{ Гэв}^2$ и сравнение их результатов с данными, полученными ранее [4] на ускорителе ИФВЭ, выявили два важных обстоятельства:

а) параметр наклона дифракционного конуса b уменьшается на величину $\sim 1,5 \text{ Гэв}^{-2}$ при переходе от области малых $|t| \lesssim 0,15 \text{ Гэв}^2$ к области больших $|t| > 0,15 \text{ Гэв}^2$.

б) s -зависимость b не следует строго линейному по $\ln s$ закону, а является более медленной.

Оба эти свойства b не согласуются с традиционным представлением о преобладании в амплитуде упругого рассеяния при больших s и малых t полюса Померанчука с $a_p(t) = 1 + a' t$ (что означало бы: $b = b_0 + 2a' \ln s$, где b_0 и a' – постоянные).

В настоящей статье мы покажем, что указанные выше особенности b могут быть объяснены с помощью модели, предложенной нами в предыдущей работе [5]. В этой модели параметр дифракционного конуса имеет вид:

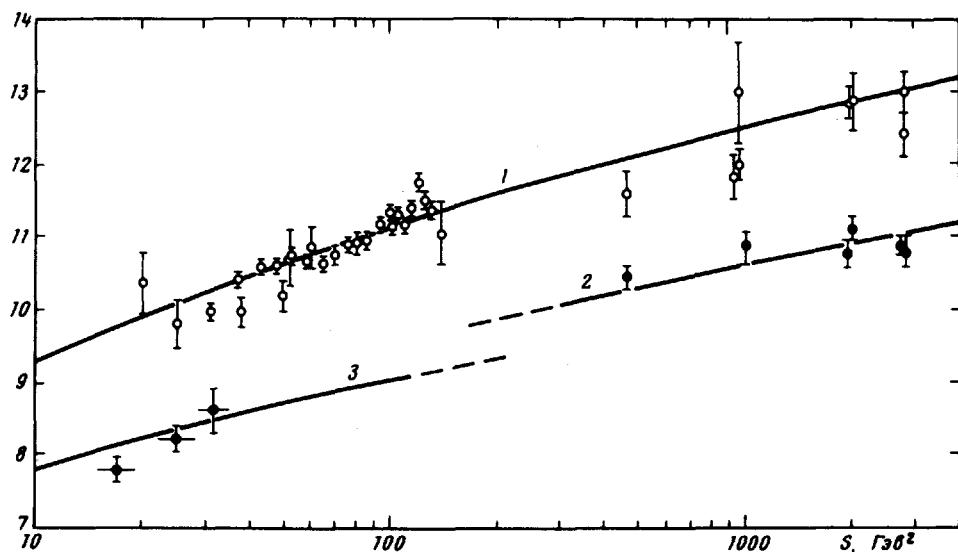
$$b \equiv \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) = b_0 + c \sqrt{\ln s / (t_0 - t)}, \quad (1)$$

где b_0 и c – постоянные. Легко видеть, что выражение (1) как раз обладает нужными свойствами: зависимость от $\ln s$ более медленная нежели линейная, а t -зависимость такова, что b уменьшается с ростом t .

На рисунке показано сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными. Значения параметров $b_0 = 4,98$ и $c = 1,23$ были найдены подгонкой (1) к наиболее многочисленной группе экспериментальных данных, соответствующей измерениям [2, 3, 6] при малых t (среднее значение t для этой группы равно $|\bar{t}| = 0,09 \text{ Гэв}^2$). При этом $\chi^2 = 75$. Для сравнения укажем, что подгонка тех же данных

с помощью линейной по $\ln s$ зависимости (соответствующей обмену Помероном) дает $\chi^2 = 91$.

С найденными значениями b_0 и c были вычислены кривые при $|\tilde{t}| = 0,09$, а также при значениях $|\tilde{t}| = 0,22$ и $0,32$, соответствующих измерениям, проведенных при больших t в работах [1, 2] и [7] соответственно. Видно, что теоретические кривые хорошо описывают все три группы экспериментальных данных. Зависимость b от $\sqrt{\ln s}$ дает возможность согласовать данные при $s \sim 10^3 \text{ Гэв}^2$ и $s < 140 \text{ Гэв}^2$ без каких-либо "смещений" последних, как это предлагалось в работе [3].



Параметр наклона дифракционного конуса в "квазиполюсной" модели. Кривые 1, 2 и 3 вычислены по формуле (1) с $b_0 = 4,98$ и $c = 1,23$ для значений $|\tilde{t}| = 0,09 \text{ Гэв}^2$, $0,22 \text{ Гэв}^2$ и $0,32 \text{ Гэв}^2$, соответствующих средним переданным импульсам, при которых измерения производились в работах [2, 3, 6] Φ , [1, 2] \bullet и [7] \blacktriangleleft соответственно.

Поясним теперь кратко физический механизм, приводящий к зависимости (1). Как показано в работе [5], существенную роль в асимптотике амплитуды рассеяния должна играть ширина резонансов, обменивающихся в t -канале (которая обычно игнорируется при выводе асимптотических формул [8]). Учет ширины приводит к тому, что полюса Редже существуют на физическом листе комплексной пл. J лишь при $t > 0$. При $t < 0$ через фиксированный разрез от $-\infty$ до $J = \alpha(0)$ полюса уходят на нефизический лист, где образуют вместе с другими полюсами комплексно-сопряженные пары. При малых t и не очень больших s эти полюса лежат близко к реальной оси и определяют вклад от разреза, имитируя наличие обычных движущихся полюсов.

Таким образом, несмотря на то, что единственными особенностями при $t \leq 0$ в амплитуде являются точки ветвления, амплитуда в определенной области s и t ведет себя почти в точности также, как если

бы она имела обычные полюса Редже. (В этом смысле модель можно назвать "квазиполюсной"). С ростом s и t отличие от полюсной модели становится все более сильным. При $t^2 \ln s < 1$ амплитуда в такой модели имеет вид:

$$T^\pm(s, t) = \beta(t) \left(\frac{-1}{i} \right) e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} s^{\alpha} \exp \left\{ -2\gamma \sqrt{\frac{\alpha'}{\pi} (t_0 - t)} (\ln s - \frac{i\pi}{2}) \right\}, \quad (2)$$

где γ – параметр, связанный с шириной резонансов, α' – наклон траектории при $t > 0$ и t_0 – низший порог в t -канале, равный в данном случае $4\mu^2$.

Предположим теперь, что при $t > 0$ существует семейство резонансов, лежащих на ведущей вакуумной траектории с $\alpha(0) = 1$. Тогда указанная выше модель может быть применена для описания дифракционного рассеяния. Это означает, что при $t \leq 0$ асимптотика амплитуды определяется не полюсом, а фиксированным разрезом с $\alpha_c = \alpha(0) = 1$. При этом $\sigma_{t_0} \sim (\ln s)^{-1/2}$ при $s \rightarrow \infty$. Если интерпретировать, как это обычно делается, экспериментальные данные в терминах траекторий Редже, то, исходя из (2), можно ввести "эффективную" вакуумную траекторию:

$$\alpha_{\text{эфф}} \approx 1 - c \sqrt{(t_0 - t) / \ln s}, \quad (3)$$

где $c = 2\gamma \sqrt{\alpha' \pi}$. Видно, что $\alpha_{\text{эфф}}$ имеет кривизну: $d\alpha_{\text{эфф}}/dt \sim (t_0 - t)^{-1/2}$ (см. также [9]). Отсюда немедленно следует выражение (1) для параметра наклона b .

В заключение заметим, что величина c , найденная из подгонки, оказывается в несколько раз большей, чем это следует из оценок, основанных на типичных величинах ширин мезонных резонансов. Следует, однако, учесть, что при получении (2) был сделан ряд упрощающих предположений. В частности, предполагалось, что приведенная ширина y является постоянной, тогда как пороговое поведение в t -канале требует учета t -зависимости y [5].

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А.М.Балдину за ряд ценных замечаний, а также участникам семинара Е.С.Фрадкина за полезные обсуждения и Н.И.Старкову за помощь при проведении численных расчетов.

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

Поступила в редакцию
21 декабря 1972 г.

Литература

- [1] M.Holder et al Phys. Lett., 35B, 355, 1971; 36B, 400, 1971.
- [2] V.Amaldi et al. Phys. Lett., 36B, 504, 1971.
- [3] G.Barbellini et al. Phys. Lett., 39B, 663, 1972.
- [4] G.G.Beznogikh et al. Phys. Lett., 30B, 274, 1969; Kh.M.Chernev et al. Phys. Lett., 36B, 266, 1971.
- [5] В.А.Царев. Препринт ФИАН №1, 1973.

- [6] G.Bellettini et al Phys. Lett., **14**, 164, 1965.
 - [7] D.Harting et al. Nuovo Cim. , **38**, 60, 1965.
 - [8] L.Van Hove. Phys. Lett., **24B**, 183, 1967.
 - [9] A.A.AnseIm, V.N.Gribov., Phys. Lett., **40B**, 487, 1972.
-