

## О СОГЛАСОВАННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ, ОПИСЫВАЮЩИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР $\pi$ -МЕЗОНА

Ю.П.Щербин

1. Исследование реакции  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$  с помощью экспериментов на встречных пучках позволило получить непосредственную информацию об электромагнитном формфакторе  $\pi$ -мезона  $G(t)$  во времениподобной области  $t > t_0 = 4m_\pi^2$  [1]. Информация о  $G(t)$  в пространственноподобной области  $t < 0$  получена несколькими методами, в частности, с помощью экстраполяционной процедуры Чу – Лоу из реакции пионного электрообразования  $e^- p \rightarrow e^- \pi^+ n$  [2]. В [3] был предложен метод определения среднеквадратичного радиуса  $\pi$ -мезона  $r_\pi$ , основанный на аналитических свойствах  $G(t)$ . Этот метод обладает такими чертами: а) используется экспериментальная информация о  $G(t)$  как при  $t > t_0$ , так и при  $t < 0$  в конечном интервале  $[t_2, t_1]$ ,  $t_2 < t_1 < 0$ ; б) отпадает необходимость в непосредственной экстраполяции  $G(t)$  со стороны  $t < 0$  в точку  $t = 0$  (что существенно, т.к.  $G(t)$  при малых  $t$  известно с большими экспериментальными погрешностями); в) при определенных предположениях о  $G(t)$  можно сделать заключение об аналитической согласованности экспериментальных значений  $G(t)$  при  $t > t_0$  и  $t < 0$ ; г) в частном случае  $t_2 \rightarrow t_1$  и  $t_1 \rightarrow 0$  метод эквивалентен методу вычисления  $r_\pi$ , в котором используется информация о  $G(t)$  только при  $t > t_0$  (см., например, [4]). При конкретных расчетах  $r_\pi$  в [3] были использованы результаты [1], [2]. Однако, в последнее время опубликованы новые экспериментальные данные о  $G(t)$  как при  $t > t_0$  [5], [6], так и при  $t < 0$  [7]. При этом Новосибирская группа [5] получила ширину  $\rho$ -мезонного пика- $\Gamma$  большую, чем это следовало из [1] ( $\Gamma = 105 \pm 20$  *мэв*) и находящуюся в удовлетворительном согласии с из-

мерениями группы Орзэй [6] ( $\Gamma = 112 \pm 12$  мэв). Расхождение же в  $|G(t = m_p^2)|$  у этих групп еще весьма значительно. Цель этой заметки – проверить аналитическую согласованность  $G(t)$  и определить границы изменения  $r_\pi$  в свете настоящих экспериментальных данных.

2. Для вычисления  $r_\pi$  воспользуемся дисперсионным соотношением (1) из работы [3]<sup>1)</sup>

$$\ln G(t) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{(t-t_1)(t-t_2)}{t_0-t}} \left\{ \int_{t_0}^{\infty} \sqrt{\frac{t'-t_0}{(t'-t_1)(t'-t_2)}} \frac{\ln |G(t')| dt'}{t'-t} + \int_{t_2}^{t_1} \sqrt{\frac{t_0-t'}{(t_1-t')(t'-t_2)}} \frac{\ln G(t')}{t'-t} dt' \right\}. \quad (1)$$

Для описания экспериментальных данных применим следующие формулы: при  $t > t_0$

$$|G(t)|^2 = km_p^2 \Gamma^2 [(m_p - t)^2 + m_p^2 \Gamma^2]^{-1}, \quad (2)$$

где согласно [6]  $k = (55,6 \pm 6,2)$ ,  $\Gamma = (112 \pm 11,5)$  мэв,  $m_p = (760 \pm 5,5)$  мэв, а при  $t_2 < t < t_1 < 0$ .

$$G(t) = (1 - t/m^2)^{-1}, \quad (3)$$

где согласно [7]  $m = (560 \pm 80)$  мэв, что соответствует  $r_\pi = (0,86 \pm 0,14) \phi$  при непосредственной экстраполяции (3) к точке  $t = 0$ .

3. Как показывают вычисления, неопределенность в параметре  $m_p$  не изменяет  $r_\pi$  более чем на  $0,03 \phi$  (последующие результаты определены при  $t_1 = -0,034$  мэв<sup>2</sup>). Однако, зависимость  $r_\pi$  от параметров  $k$ ,  $\Gamma$ ,  $m$  оказывается сильной. Некоторые примеры такой зависимости приведены на рис. 1. Так, при вариации  $\Gamma$  от  $\Gamma_{(-)} \sim 100$  мэв до  $\Gamma_{(+)} \sim 125$  мэв и прочих неизменных параметрах,  $r_\pi(t_2)$  заполняет область, ограниченную кривыми 1, 2; кривые 1, 3 ограничивают область заполнения  $r_\pi(t_2)$

<sup>1)</sup>Здесь  $t \in [t_1, t_0]$ ; предполагается, что  $G(t)$  не имеет комплексных нулей. В работе [3] имеются следующие опечатки: в формуле (1) сле- ва перед  $G(t)$  должен быть  $\ln$ ; в (5) после  $\Gamma_p$  должен стоять мно- житель  $m_p$ , в (4) следует писать  $m^2$  а не  $m_p^2$ .

при вариации  $m$  от  $m_{(+)}$  до  $m_{(-)}$ , а 1, 4 – при вариации  $k$  от  $k_{(-)}$  до  $k_{(+)}$ . Результаты вычисления можно сформулировать так: а) набор параметров  $(k_{(o)}, m_{\rho}, \Gamma_{(o)}, m_{(o)})$  аналитически не согласован (см. кривая 5, рис.1):  $r_{\pi}(t_2)$  сильно убывает при росте  $(-t_2)$  и при  $t_2 \geq t_m$  становится отрицательным ( $t_m$  – наименьшее  $t < 0$ , для которого имеется экспериментальная информация о  $G(t)$  [7]); б) при  $t_2 = t_m$  для всех возможных наборов справедливо  $r_{\pi} < 0,73 \phi$ ; в) несогласованность настоящих данных не позволяет указать нижний предел для  $r_{\pi}$ ; г) тенденция к согласованности проявляется, если  $k \rightarrow k_{(-)}$ ,  $\Gamma \rightarrow \Gamma_{(-)}$ ,  $m \rightarrow m_{(+)}$ ; д) единственным сравнительно согласованным набором оказывается  $k_{(-)}, m_{\rho}, \Gamma_{(-)}, m_{(+)}$  (см. кривая 1, рис.1). Таким образом, если предположить,

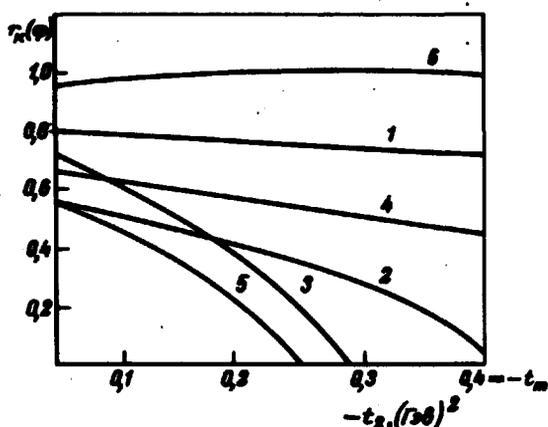


Рис. 1. Значения  $r_{\pi}$  для однорезонансного случая; кривая 1 соответствует набору  $k_{(-)}, m_{\rho(o)}$ .

$\Gamma_{(-)}, m_{(+)}$ , 2 –  $(k_{(-)}, m_{\rho(o)}, \Gamma_{(+)}, m_{(+)})$ ,

3 –  $(k_{(-)}, m_{\rho(o)}, \Gamma_{(-)}, m_{(-)})$ ,

4 –  $(k_{(+)}, m_{\rho(o)}, \Gamma_{(-)}, m_{(+)})$ ,

5 –  $(k_{(o)}, m_{\rho(o)}, \Gamma_{(o)}, m_{(o)})$ ,

6 –  $(k = 35,5, m_{\rho(o)}, \Gamma_{(-)}, m_{(+)})$ .

что  $G(t)$  не имеет комплексных нулей и при  $t > t_0$  хорошо моделируется однорезонансной формулой, тенденция к согласованности данных при  $k \rightarrow k_{(-)}$ ,  $\Gamma \rightarrow \Gamma_{(-)}$ , видимо, указывает на предпочтительность параметров  $\rho$ -резонанса определенных в [1], [5] (кривая 6, рис. 1 определена для  $k = 35,5$ , которое находится в пределах погрешностей измерения  $G(m^2_{\rho})$  [1], [5]).

4. Вывод о предпочтительности данных [1], [5] существенно зависит от поведения  $G(t)$  при  $t > m^2_\rho$ , так как убывание подинтегральной функции в первом интеграле (1) при  $t \rightarrow +\infty$  довольно медленное. Модифицируя асимптотику  $G(t)$  включением гипотетического  $\rho'$ -мезона также, как это было проведено в [3], т. е. при  $t > t_0$ .

$$G(t) = \sqrt{k} m_\rho \Gamma \left\{ [m_\rho - t - i\Gamma m_\rho (t - t_0)^{1/2} / (m^2_\rho - t_0)^{1/2}]^{-1} - [m^2_{\rho'} - t - i\Gamma_{\rho'} (t - t_0)^{1/2}]^{-1} \right\}, \quad (4)$$

где  $m_{\rho'} = 1,85$  эв;  $\Gamma_{\rho'} = 0,15$  эв; а  $k, \Gamma, m_\rho$  из [6], получим результаты, изображенные на рис. 2. Наборы параметров, содержащие  $m = m_{(-)}$ , как и в однорезонансном приближении, оказываются плохо согласованными и на рис. 2 они отсутствуют.  $r_\pi(t_2)$ , соответствующие остальным вариантам, расположены внутри области, ограниченной кривыми 1, 2.

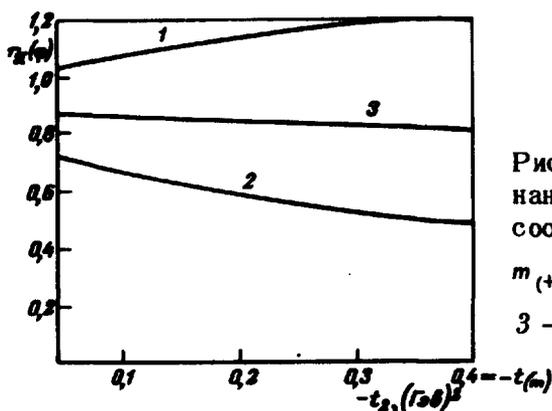


Рис. 2. Значения  $r_\pi$  для двухрезонансной модификации (4); кривая 1 соответствует  $(k_{(-)}, m_{\rho(0)}, \Gamma_{(-)}, m_{(+)})$ , 2 —  $(k_{(+)}, m_{\rho(0)}, \Gamma_{(+)}, m_{(0)})$ , 3 —  $(k_{(0)}, m_{\rho(0)}, \Gamma_{(0)}, m_{(0)})$

Интересно отметить, что набор  $k_{(0)}, m_\rho, \Gamma_{(0)}, m_{(0)}$  (см. кривая 3, рис. 2) оказывается в этом случае хорошо согласованным, а  $k_{(-)}, m_\rho, \Gamma_{(-)}, m_{(+)}$ , как и в однорезонансном приближении, дает наибольшие значения  $r_\pi(t_2)$  (ср. кривые 1 на рис. 1 и 2). Следовательно, если дальнейшие эксперименты подтвердят данные [6] о ширине и высоте  $\rho$ -пика, то, с этой точки зрения, это будет сильным аргументом в пользу существования тяжелого  $\rho$ -мезона (разумеется при справедливости предположения об отсутствии комплексных нулей у  $G(t)$ ).

5. Для дальнейшего прояснения ситуации было желательно уточнение данных относительно  $|G(m^2_\rho)|$  и  $\Gamma$ , а также дополнительная информа-

ция о  $G(t)$  при  $t \sim -0,12 \text{ тэв}^2$ , т. к. результаты [2] и [7], относящиеся к этой точке, существенно различны.

Автор благодарен Ю.В.Новожилову и Л.А.Халфину за интерес к работе и обсуждение.

Ленинградский государственный  
университет им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию  
24 июля 1969 г.

### Литература

- [1] V.L.Auslander, C.J.Budker, Ju. N. Pestov. Phys. Lett., 25B, 513, 1967.
  - [2] C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman. Phys. Rev., 163, 1482, 1967.
  - [3] Л.А.Халфин, Ю.П.Щербин. Письма в ЖЭТФ, 8, 11, 1968.
  - [4] J.E.Bowcock, T.Kannalopoulos. Nucl. Phys., B4, 417, 1968.
  - [5] В.Л.Аусландер. Препринт, №243, Новосибирск, 1968.
  - [6] J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Vuon. Phys. Lett., 28B, 508, 1969.
-