

## ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ФОРМФАКТОРЕ НУКЛОНА ВО ВРЕМЕНИПОДОБНОЙ ОБЛАСТИ

О.Д.Далькаров

В настоящей работе предлагается механизм динамического усиления величины электромагнитного формфактора нуклона во времениподобной области переданных импульсов  $q^2$  близких к порогу рождения пары  $N\bar{N}$ . Большая величина формфактора нуклона, измеренная в опытах по аннигиляции медленных антипротонов в пару  $e^+e^-$  [1], как будет видно из дальнейшего, обуславливается сильным  $t$ -канальным взаимодействием между  $p$  и  $\bar{p}$  в начальном состоянии. В качестве следствия из предлагаемой модели, предсказывается резкое возрастание величины  $R = \sigma_{had}/\sigma_{\mu\mu}$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции в области  $S \approx 4m^2$  ( $m$  — масса нуклона).

Рассмотрим сначала аннигиляцию медленных антипротонов в пару  $e^+e^-$ . Этому процессу (в первом порядке по  $\alpha$ ) отвечают диаграммы изображенные на рис. 1. Овал обозначает амплитуду сильного  $t$ -канального взаимодействия  $p$  и  $\bar{p}$  в начальном состоянии. Как известно, потенциал этого взаимодействия оказывается сильно притягательным и достаточным для того, чтобы сформировать в системе богатый спектр вблизипороговых связанных резонансных состояний квазиядерного типа (квазиядерный "бариониум") [2]. Среди них, в частности, имеются состояния с квантовыми числами фотона  $J^{PC} = 1^{-+-}$ , отвечающие  ${}^3S_1$  и  ${}^3d_1$  — волнам в системе  $N\bar{N}$ . Радиусы таких состояний достаточно

велики (характерные размеры  $R \approx 1 + 1,5$  Фм). Спектр этих состояний фактически определяет поведение  $f_{N\bar{N}}$  во вблизипороговой области. Следовательно амплитуда  $f_{N\bar{N}}$  как функция виртуальных импульсов в диаграмме 1, б меняется заметным образом на величинах порядка  $R^{-1}$ .

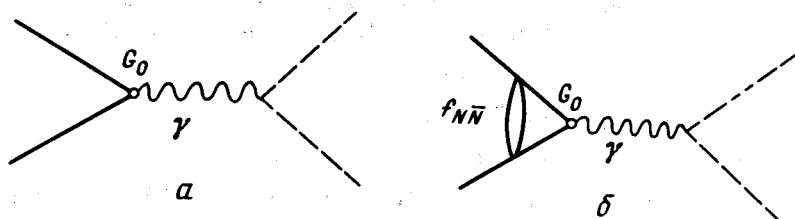


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$

В то же время формфактор  $G_0$ , отвечающий переходу пары  $N\bar{N}$  в фотон за счет аннигиляционного взаимодействия, определяется характерными импульсами порядка  $r^{-1}$ , где  $r_a \approx 1/2m$  — радиус аннигиляции. Таким образом, параметр малости  $1/2mR$  оказывается по порядку величины близким к 0,1. Воспользовавшись этим можно вынести  $G_0$  из-под знака интеграла в диаграмме 1, б, как величину медленно меняющуюся сравнительно с  $f_{N\bar{N}}$ . Тогда сумма диаграмм на рис. 1 приводит к следующей формуле для сечения аннигиляции

$$\frac{k}{m} \sigma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-) = \frac{\pi a^2}{2m^2} |G_0|^2 |\psi_k(0)|^2, \quad (1)$$

где  $k$  — импульс антипротона в СЦИ,  $|\psi_k(0)|$  — значение волновой функции сплошного спектра системы  $p\bar{p}$  в области аннигиляции. (Обычно эта величина называется коэффициентом усиления [3]).

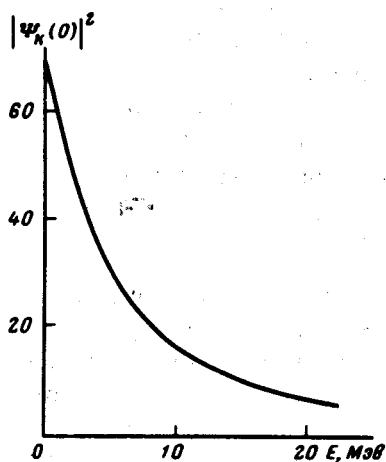


Рис. 2. Поведение коэффициента усиления  $|\psi_k(0)|^2$ . ( $E$  — суммарная кинетическая энергия  $N$  и  $\bar{N}$  в СЦИ)

На рис. 2 показано поведение  $|\psi_k(0)|^2$ , вычисленное с реалистическим  $N\bar{N}$  потенциалом типа ОВЕР [4]. На малых расстояниях  $r \leq r_c$  потенциал полагался равным  $V(r) = V(r_c)$ . Радиус обрезания  $r_c$  был выбран так, чтобы первое радиальное возбуждение в состоянии  $^3S_1$ ,

с изоспином 1 совпадало с наблюдаемым на опыте в  $e^+e^-$ -аннигиляции векторным мезоном с массой 1820 МэВ [5]. Как видно из рисунка коэффициент усиления  $|\psi_k(0)|^2$  является достаточно быстро растущей функцией при  $k \rightarrow 0$ . Следовательно, наблюдаемое на опыте сечение аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  должно также резко возрасти в рассматриваемой нами вблизипороговой области, в частности как это следует из (1), должно наблюдаться сильное отклонение от закона  $1/v$ .

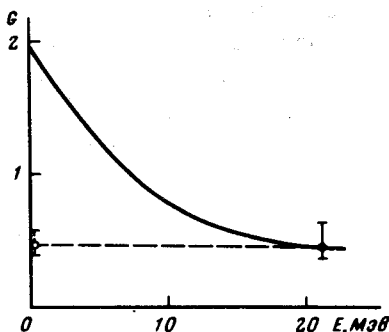


Рис. 3. Электромагнитный формфактор нуклона  $G$ . Теоретическая кривая (сплошная линия) нормирована по экспериментальному значению при  $E \approx 20$  МэВ

Определяемый из опытных данных об аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  вблизи порога [1] электромагнитный формфактор нуклона связан с ненаблюдаемой величиной  $G_0$  следующей формулой

$$G = |G_0| |\psi_k(0)| \quad (2)$$

(здесь, как обычно,  $G_E = G_M = G$ ). Из эксперимента величина измерялась лишь при одном значении импульса налетающего антипротона ( $k \approx 150$  МэВ/с), и оказалась равной  $0,45^{+0,15}_{-0,09}$ . В то же время формфактор  $G_0$ , отвечающий учету далеких от порога особенностей (например, в модели VDM — вкладу  $\rho, \omega, \phi$ -мезонов), обычно варьируется в пределах  $10^{-1} \div 10^{-2}$  [6]. Однако, как следует из (2), наблюдаемый на опыте формфактор  $G$  оказывается усиленным за счет фактора  $|\psi_k(0)|$ . На рис.3 показано поведение формфактора  $G$ , вычисленное согласно формуле (2). Здесь необходимо отметить, что авторы экспериментальной работы [1], предполагая, что величина сечения  $\frac{k}{m} \sigma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-)$  является константой (т.е. сечение  $\sigma$  ведет себя в соответствии с законом  $1/v$ ), получили практически тоже значение  $G$  во всем интервале импульсов  $k = 0 \div 150$  МэВ/с. Экстраполяция авторов работы [1] показана пунктирной кривой на рис.3. Как следует из настоящей работы формфактор  $G$  должен расти при  $k \rightarrow 0$  (в частности, в точке  $q^2 = -4m^2$  его величина может достигать значения  $1,5 \div 2$ ).

Рассмотренный выше механизм динамического усиления формфактора нуклона в области близкой к порогу рождения пары  $N\bar{N}$  в равной степени применим к вычислению вклада сечения обратного процесса  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$  в величину  $R = \sigma_{had} / \sigma_{\mu\mu}$  в области  $S \approx 4m^2$ . С помощью

принципа детального равновесия эти сечения связаны очевидным соотношением:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow N\bar{N}) = 2\left(\frac{k}{m}\right)^2 \sigma(p\bar{p} \rightarrow e^+e^-). \quad (3)$$

На рис. 4 показано поведение величины  $\Delta R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow N\bar{N}}/\sigma_{\mu\mu}$  вблизи  $N\bar{N}$  порога, вычисленное с помощью (3). Следует отметить, что аналогичное поведение  $\Delta R$  можно ожидать вблизи любого нового канала, если между частицами в этом канале существует достаточно сильное притяжение (применительно к порогу рождения очарованных частиц этот вопрос был рассмотрен в [7]). Что касается вклада в  $R$  процесса рождения пары  $N\bar{N}$  с последующей ее аннигиляцией в пионы, то оценки показывают что этот вклад того же порядка, что и канала  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ .

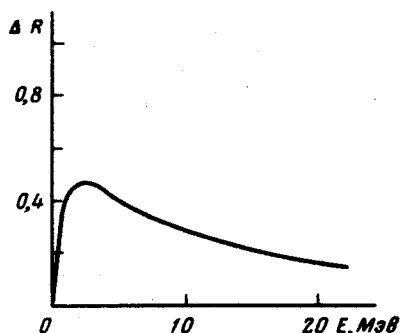


Рис. 4. Поведение  $\Delta R = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow N\bar{N}}}{\sigma_{\mu\mu}}$  :  
во вблизипороговой области

(Этот вопрос, требующий рассмотрения многоканальной задачи, будет обсужден в отдельной статье).

Проведенное выше рассмотрение может быть резюмировано следующим образом: а) ввиду сильного  $t$ -канального взаимодействия между  $p$  и  $\bar{p}$  в начальном состоянии сечение аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  оказывается усиленным на фактор  $|\psi_k(0)|^2$ . Коэффициент усиления оказывается быстро растущим при приближении к порогу  $N\bar{N}$ , что должно приводить к резкому отклонению от закона  $1/v$  для сечения аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  во вблизипороговой области; поведение электромагнитного формфактора  $G$  также определяется фактором усиления  $|\psi_k(0)|$ , поэтому формфактор  $G$  должен возрастать при приближении к порогу  $N\bar{N}$  и при  $q^2 = 4m^2$  может достигать значения  $1,5 + 2$ ; б) открытие канала  $N\bar{N}$  может привести к увеличению  $R$  на величину порядка единицы. Значение  $\Delta R$  в сильной степени зависит от рассмотренного выше фактора усиления  $|\psi_k(0)|^2$ ; в) так как поведение и абсолютная величина коэффициента усиления определяется потенциалом  $N\bar{N}$ -взаимодействия, вся совокупность рассмотренных выше данных может быть эффективно использована для определения истинных параметров  $N\bar{N}$ -взаимодействия при малых энергиях.

Автор выражает искреннюю благодарность И.С.Шапиро, Л.А.Франкфурту и М.И.Стрикману за полезные обсуждения и ценные замечания,

и Л.Ю.Стависскому за помощь в численных расчетах.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
26 июня 1978 г.

### Литература

- [1] G.Bassompierre et al. CERN Preprint, 1977.
  - [2] I.S.Shapiro. Phys. Rep., 35C, 129, 1978.
  - [3] М.Гольдбергер, К.Ватсон. Теория столкновений. М., изд. Мир, 1967, стр. 248.
  - [4] R.A.Bryan, R.J.N.Phillips. Nucl. Phys., B5, 201, 1968.
  - [5] B.Esposito et al. Preprint LNF -77/24, 1977.
  - [6] J.S.Levinger. Phys. Rev., 162, 1589, 1967.
  - [7] J.Kogut, L.Susskind. Phys. Rev., 12D, 2821, 1975.
-