

О ВЛИЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ШИРИНЫ УРОВНЕЙ БАРИОНИЯ

В.А.Карманов, И.С.Шапиро

Получены оценки, показывающие, что релятивистские эффекты изменяют ширины уровней бариония не более чем в 2 – 3 раза, причем в сторону уменьшения. Поэтому сделанные ранее на основе потенциальной схемы предсказания о существовании спектра сравнительно узких (порядка десяти МэВ) состояний в системе $N\bar{N}$ остаются в силе и при учете релятивистских поправок.

В ряде работ (см. обзор ¹) было предсказано, что в системе $N\bar{N}$ имеется богатый спектр узких связанных и резонансных состояний. Экспериментально вопрос о существовании узких (относительно долгоживущих) состояний бариония пока остается открытым и интенсивно исследуется экспериментально.

Хотя барионий представляет собой нерелятивистское связанное состояние $N\bar{N}$, его ширина определяется значением волновой функции на малых расстояниях $\sim 1/m$, что в свою очередь связано с величиной волновой функции при больших относительных импульсах $q \sim m$. В этой статье для определения степени надежности предсказаний нерелятивистской модели мы оценим влияние релятивистских эффектов на ширину бариония.

Нерелятивистская теория приводит к следующей формуле для аннигиляционной ширины в системе $N\bar{N}^{-1}$:

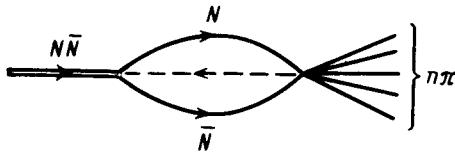
$$\Gamma = v\bar{\sigma} |\psi(0)|^2, \tag{1}$$

где

$$v\bar{\sigma} \approx \pi/m^2, \quad \psi(0) = \int \tilde{\psi}(\mathbf{p}) \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \tag{2}$$

ψ_0 и $\tilde{\psi}(\mathbf{p})$ – волновые функции бариония в координатном пространстве (при $r=0$) и в импульсном пространстве соответственно.

Релятивистские эффекты приводят к тому, что изменяются как выражение (1) для ширины бариония Γ через волновую функцию, так и сама волновая функция при $q \sim m$.



Выражение для Γ с учетом релятивистских эффектов можно получить, вычисляя амплитуду аннигиляционной диаграммы, показанной на рисунке. В этой диаграмме состояние $N\bar{N}$ описывается волновой функцией на световом фронте. Соответствующий аппарат волновых функций на инвариантной поверхности светового фронта был развит в работе ². Диаграмма рисунка отвечает трехмерной диаграммной технике, предложенной в работе ³ и сформулированной для случая светового фронта в работе ². Штриховая линия на рисунке отвечает фиктивной частице – шпурionу. Вычисление диаграммы рисунка элементарно и приводит к тому, что значение $\psi(0)$ в (1) заменится на интеграл:

$$I = \int \tilde{\psi}(\mathbf{q}) \frac{m d^3q}{(2\pi)^3 \epsilon(\mathbf{q})}, \tag{3}$$

где $\epsilon(\mathbf{q}) = \sqrt{q^2 + m^2}$.

Вычисление волновой функции $\psi(\mathbf{q})$ в релятивистской области невозможно, так как потенциальная модель перестает быть применимой, а ядро релятивистского $N\bar{N}$ -взаимодействия (как и для системы NN) неизвестно. Для оценки релятивистских эффектов, приводящих к

изменению параметризации $\tilde{\psi}(q)$ при $q \sim m$ по сравнению с нерелятивистской, мы воспользуемся понятием релятивистского координатного пространства ⁴, получаемого с помощью разложения по функциям ⁵, образующим унитарное неприводимое бесконечномерное представление группы Лоренца. Для рассматриваемого нами случая S -волны это разложение волновой функции имеет вид

$$\tilde{\psi}(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^{\infty} \psi(\rho) \sin(m\eta\rho) \rho d\rho, \quad (4)$$

где $\eta = \ln \frac{\epsilon(q) + q}{m}$ – быстрота. При $q \ll m$ формула (4) переходит в обычное фурье-

преобразование. Возможность такой параметризации релятивистских ядерных волновых функций обсуждалась в работе ⁶. Для $\psi(\rho)$ в (4) мы будем брать нерелятивистскую волновую функцию. Конечно, нет оснований считать, что формула (4) позволяет получить истинную волновую функцию в релятивистской области импульсов. Однако несомненно, что формула (4) дает правильный порядок величины релятивистских эффектов, так как отличие формулы (4) от фурье-преобразования обуславливается именно релятивистскими эффектами.

Отметим, что формула (4) весьма существенно меняет поведение $\tilde{\psi}(q)$ при больших q . Так, если нерелятивистская волновая функция $\tilde{\psi}(\rho)$ убывает, как ρ^{-n} , то $\tilde{\psi}(q)$ ведет себя как $q^{-1} [\ln(q/m)]^{-(n-1)}$. Интеграл (3) с такой волновой функцией расходится, его следует обрезать на верхнем пределе при $q \sim m$ (что автоматически осуществляется амплитудой $N\bar{N} \rightarrow n\pi$ в диаграмме рисунка). Ниже мы исследуем чувствительность к параметру обрезания.

Наконец, еще одну эвристическую оценку для ширины можно получить, если подставить в (1) величину $\psi(\rho = 0)$, где $\psi(\rho)$ получается из $\tilde{\psi}(q)$ обращением формулы (4)

$$\psi(\rho) = \frac{4\pi m}{\rho} \int_0^{\infty} \tilde{\psi}(q) \sin(m\eta\rho) \frac{q dq}{\epsilon(q)}, \quad (5)$$

В качестве $\tilde{\psi}(q)$ в (5) мы воспользуемся нерелятивистской волновой функцией.

Энергия связи E и средний радиус $\langle r \rangle$	Параметры потенциала	Отношение $\Gamma_{\text{рел}}/\Gamma_{\text{нерел}}$ ширины с релятивистскими поправками к нерелятивистской ширине		
		1	2	3
$E = -100 \text{ МэВ}$ $\langle r \rangle = 0,91 \text{ Ф}$	Прямоугольная яма $U_0 = 251,3 \text{ МэВ}$ $r_0 = 1,18 \text{ Ф}$	0,9	1,15	0,83
	Потенциал Хюльтена $U_0 = 27,3 \text{ МэВ}$ $a = 5 \text{ Ф}$	0,47	0,34	0,38
$E = -30 \text{ МэВ}$ $\langle r \rangle = 1,5 \text{ Ф}$	Прямоугольная яма $U_0 = 89,3 \text{ МэВ}$ $r_0 = 1,83 \text{ МэВ}$	0,95	1	0,9
	Потенциал Хюльтена $U_0 = 28 \text{ МэВ}$ $a = 3 \text{ Ф}$	0,63	0,55	0,53

Столбец 1 – отношения ширины, вычисленных по формуле (1) с подстановкой в качестве $\psi(0)$ интегралов (3) и (2), причем в качестве $\tilde{\psi}(q)$ и $\tilde{\psi}(\rho)$ бралась нерелятивистская волновая функция.

Столбец 2 – то же, что 1, но $\tilde{\psi}(q)$ вычислялась по формуле (4) с нерелятивистской $\psi(\rho)$. Интеграл (3)

резался на значении $q = 1 \text{ ГэВ/с}$. При $q = 5 \text{ ГэВ/с}$ ширины увеличиваются вдвое.

Столбец 3 – отношение ширины, вычисленных по формуле (1), причем $\psi(0)$ вычислялась по формуле (5) при $\rho = 0$ и по формуле (2)

Расчеты были выполнены с волновыми функциями, отвечающими типичным значениям радиуса и энергии связи $N\bar{N}$ -состояний¹. Для оценки мы брали волновые функции в потенциале прямоугольной ямы (глубиной U_0 и радиусом r_0) и в потенциале Хюльтена $U(r) = -U_0 e^{-r/a} / (1 - e^{-r/a})$ с параметрами, обеспечивающими следующие значения энергии связи и среднего радиуса бариония: 1) $E = -100$ МэВ, $\langle r \rangle = 0,91$ Ф; 2) $E = -30$ МэВ, $\langle r \rangle = 1,5$ Ф. Значения ширин при этом имеют порядок в несколько МэВ. Параметры потенциалов и отношения ширин с учетом релятивистских эффектов, оцененных различными описанными выше способами, к ширине без релятивистских поправок приведены в таблице. Видно, что релятивистские эффекты могут изменить ширины уровней на фактор, достигающий 2–3, причем в данном расчете это изменение происходит в сторону уменьшения ширин. Волновая функция в нуле становится меньше, что отвечает как бы появлению дополнительного отталкивания на малых расстояниях. Отметим, что возникновение эффективного отталкивания на малых расстояниях вследствие релятивистских эффектов было обнаружено в ряде других подходов^{7–10}.

Таким образом, релятивистские эффекты в барионии хотя и могут оказаться заметными, но не изменяют предсказаний¹ о существовании спектра узких состояний в системе $N\bar{N}$.

Авторы искренне благодарны О.Д.Далькарову за обсуждения.

Литература

1. *Shapiro I.S.* Phys. Reports, 1978, **35C**, 129.
2. *Карманов В.А.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 399.
3. *Кадышевский В.Г.* ЖЭТФ, 1964, **46**, 654, 872.
4. *Kadyshesky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B.* Nuovo Cim., **55A**, 233.
5. *Шапиро И.С.* ДАН СССР, 1956, **106**, 647.
6. *Шапиро И.С.* Письма в ЖЭТФ, 1973, **18**, 650.
7. *Gross F.* Phys. Rev., 1974, **D10**, 223.
8. *Danielewicz P., Namyslowski J.M.* Phys. Lett., 1979, **B81**, 110.
9. *Feldman G., Fulton T., Townsed J.* Phys. Rev., 1973, **D7**, 1814.
10. *Sawicki M.* Phys. Rev., 1985, **D32**, 2666.