

О НЕУНИВЕРСАЛЬНОСТИ МЕШКОВОЙ КОНСТАНТЫ B И ПРОБЛЕМЕ СТАБИЛЬНОСТИ ДИЛЯМБДЫ

Л.А.Кондратюк, М.И.Криворученко, М.Г.Щепкин

Показано, что в модели кварковых мешков с неуниверсальной константой B дигиперон H оказывается выше порога $\Lambda\Lambda$. Оценки возможной величины B для 6-кварковой системы проведены на основе данных о магнитном моменте дейтрона.

Известно, что модель кварковых мешков (МКМ) хорошо описывает статические свойства мезонов $\bar{q}q$ и барионов qqq ¹. При обобщении этой модели на дибарионные $6q$ -системы предсказывается существование дигиперона H или диламбды с массой 2,15 ГэВ², которая находится на 80 МэВ ниже порога $\Lambda\Lambda$ и распадается за счет слабого взаимодействия. Хотя имеющиеся данные о двойных гиперядрах³ это предсказание не подтверждают и указывают, что $m_H > 2,219$ ГэВ, интерес к возможности долгоживущей H -частицы значительно повысился в последнее время в связи с предположением⁴, что она могла бы быть источником сигнала от пульсара Лебедь X-3 (см., однако,⁵). Цель этой статьи — показать, что при учете неуниверсальности константы B , которая характеризует внешнее давление КХД-вакуума на кварковый мешок, H -частица оказывается короткоживущей, так как лежит выше порога $\Lambda\Lambda$.

Обычно предсказания МКМ строятся на предположении об универсальности B для всех адронов. При этом величина B фиксируется на основе описания низколежащих состояний мезонов и барионов и ее наиболее типичное значение равно $(130 - 150 \text{ МэВ})^4$. Серьезное указание на неуниверсальность B следует из правил сумм КХД⁶ и, в частности, из того факта, что плотность энергии физического вакуума $\epsilon_0 = -\frac{9}{32} \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle = - (240 \text{ МэВ})^4$ оказывается заметно больше B . Неравенство $B < |\epsilon_0|$ означает, что в простейших адронах происходит неполное подавление непертурбативных флуктуаций вакуума КХД.

Естественно предположить, что величина B растет с увеличением плотности цветных зарядов в адроне. Для мешка из n кварков $R \sim n^{1/4}$ и $n/V \sim n^{1/4}$. Поэтому в рамках такой гипотезы следует ожидать увеличения B_n с ростом числа кварков в мешке $B_2 < B_3 < B_6$. Такая гипотеза использовалась ранее в работе⁷, в которой спектры легких мезонов и барионов были описаны с разными константами B_2 и B_3 , причем оказалось, что действительно $B_2 < B_3 < |\epsilon_0|$.

Оценку величины B_6/B_3 проведем, используя ограничения на примесь $6q$ -мешка в дейтроне, которые следуют из данных о магнитном моменте дейтрона μ_d и которые были получены в нашей предыдущей работе ⁸. Если в волновой функции дейтрона (в S -волне) имеется примесь $6q$ -мешка с вероятностью P_B , то μ_d изменяется на величину ⁹

$$\delta\mu_d^{(B)} = P_B(\mu_B - \mu_p - \mu_n), \quad (1)$$

где μ_p , μ_n и μ_B — магнитные моменты протона, нейтрона и мешка с квантовыми числами дейтрона 3S_1 . С другой стороны, даже при учете релятивистских поправок остается расхождение между предсказанием нуклонной модели дейтрона и экспериментом ⁹

$$\delta\mu_d = \mu_d^{\text{теор}} - \mu_d^{\text{эксп}} = (0,5 - 1,0) \cdot 10^{-2} \mu_0,$$

где $\mu_0 = e\hbar/2m_p c$. Если все это расхождение отнести за счет примеси $6q$ -мешка, то при $\mu_B = 1,2 \mu_0$ и использовании модели Рида с мягким кором (RSC) для NN -компоненты получается, что $P_B \approx 3\%$ ⁸. Причем, так определенная величина P_B имеет смысл верхнего предела на примесь $6q$ -мешка в дейтроне.

Интересно сравнить величину P_B с вероятностью двум нуклонам находиться на расстоянии, меньшем b ,

$$\bar{P}_B = P_S - \int |\psi_{NN}^{(s)}(\mathbf{r})|^2 \theta(r-b) d^3r, \quad (2)$$

где P_S — нормировка S -волны. Величина b обычно связывается с радиусом $6q$ -мешка соотношением $b = 1,12 R_{6q}$ (см., например, ¹⁰). Для радиуса $R_{6q} = 1,32 \Phi$, отвечающего модели мешков MIT ¹, получается, что $\bar{P}_B = 15\%$, т. е. в пять раз превышает P_B . Это противоречие весьма обескураживающее, так как в рамках гибридной модели дейтрона (когда его структура при $r > b$ описывается NN -компонентой, а при $r < b$ $6q$ -мешком MIT) получается, что $P_B \approx \bar{P}_B$ ¹.

Если радиус $6q$ -мешка считать свободным параметром, то указанное противоречие устраняется при уменьшении R_{6q} . Действительно, в модели мешков MIT можно считать, что $\mu_B = (\mu_p + \mu_n)R_{6q}/R_{3q}$ (см. ⁸). Выразив при этом P_B через $\delta\mu$ и отношение R_{6q}/R_{3q} с помощью (1) и приравняв его величине \bar{P}_B , дающей равенством (2), получаем уравнение для R_{6q} . Если использовать аппроксимационную формулу $\bar{P}_B = 0,22b - 0,18$, которая имеет место для модели RSC в интервале $0,9 - 1,6 \Phi$, то искомое уравнение принимает такой вид

$$\frac{R_{6q}}{R_{3q}} = 1 + \frac{2}{R_{3q}} \left[\left(\bar{P}(3q) \right)^2 + \frac{\delta\mu_d}{\mu_d} R_{3q} \right]^{1/2} - \bar{P}(3q), \quad (3)$$

где R_{3q} и R_{6q} даются в Φ . При $R_{3q} = 1 \Phi$ из уравнения ³ следует, что $\xi = R_{6q}/R_{3q} = 1,12$. В этом случае $P_B = \bar{P}_B \approx 9,2\%$.

При универсальной константе B , т. е. при $B_6 = B_3$, получается, что $\xi_0 = R_{6q}/R_{3q} = 1,32$. Поскольку $R \sim B^{-1/4}$, то уменьшение отношения ξ можно достигнуть, увеличивая константу B_6 в соответствии с равенством

$$R_{6q}/R_{3q} = 1,32 (B_3/B_6)^{1/4}. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) при $R_{3q} = 1 \Phi$ соответствует такому увеличению константы B_6 : $B_6 = 1,93 B_3$.

¹) Здесь мы не учитываем вклад переходной области между NN -компонентой и мешком. Такой учет можно, в принципе, провести с помощью подхода, развиваемого в ¹⁰ и использованного для описания μ_d в ¹¹. При этом, однако, если не фиксировать вид гамильтониана в кварковых переменных, то придется делать дополнительные предположения о вкладе внутренней области в μ_d .

Известно, что предсказания модели мешков MIT улучшаются при введении пионного облака, окружающего мешок (что отвечает так называемой киральной модели мешков – КММ). Мы провели также соответствующие расчеты отношения $\eta = B_6/B_3$ в КММ и получили $\eta_{\text{КММ}} = 1,86$ и $1,82$ при $R_{3q} = 0,84$ или $1,06 \Phi$. Аналогичные расчеты в модели мешков ИТЭФ⁷ с учетом поправок на движение центра масс дают $B_6/B_3 = 1,81$. Таким образом, из ограничений на примесь $6q$ -мешка в дейтроне во всех рассмотренных нами моделях получается, что $B_6/B_3 > 1,8$.

Увеличение константы B существенно меняет предсказания модели мешков о возможности существования связанного состояния дилимбда, а также стабильной странной кварковой материи (см. ¹²). В таблице приведены расчеты масс и радиусов H – частицы и $6q$ -резонанса 3S_1 в различных кварковых моделях: MIT¹, КММ¹³ и ИТЭФ⁷. Видно, что во всех рассмотренных моделях при $B_6/B_3 > 1,8$ дилимбда оказывается несвязанной: При этом за счет увеличения константы B масса дилимбды увеличивается на 270 – 320 МэВ. Это заметно больше, чем величина адронного сдвига, которая оценивалась в ¹⁴.

Модель		m_H ГэВ	R_H ГэВ ⁻¹	$m({}^3S_1)$ ГэВ	$R({}^3S_1)$ ГэВ ⁻¹
MIT	$B_6 = B_3 = (146 \text{ МэВ})^4$	2,15	6,19	2,16	6,58
	$B_6 = 1,93 B_3$	2,46	5,25	2,54	5,58
КМ-ИТЭФ	$B_6 = B_3 = (132 \text{ МэВ})^4$	2,02	7,11	2,03	7,47
	$B_6 = 1,81 B_3$	2,29	6,14	2,35	6,44
КММ $R_{3q} = 1,06\Phi$	$B_6 = B_3 = (133 \text{ МэВ})^4$	2,10	6,95	2,08	7,31
	$B_6 = 1,82 B_3$	2,37	5,96	2,40	6,23
КММ $R_{3q} = 0,84\Phi$	$B_6 = B_3 = (154 \text{ МэВ})^4$	2,34	5,99	2,23	6,14
	$B_6 = 1,86 B_3$	2,66	5,08	2,58	5,21

Отметим также, что для модели MIT без пионных поправок в нашем случае получается, что $B_6^{1/4} > 170$ МэВ. Согласно расчетам Фархи и Джаффе¹² при таких значениях B странная кварковая материя при нулевом давлении оказывается нестабильной. Она может существовать только при наличии большого внешнего давления, например, внутри нейтронных звезд (см. ¹⁵).

Мы благодарны А.Б.Кайдалову, И.Ю.Кобзареву, Л.Б.Окуню, Ю.А.Симонову, К.А.Тер-Мартиросяну и М.А.Шифману за полезные обсуждения.

Литература

1. De Grand T.A. et al. Phys. Rev., 1975, D12, 2060.
2. Jaffe R.L. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 195.
3. Danysz M. et al. Phys. Rev. Lett., 1963, 11, 29; Prowse D. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 782.
4. Baym G., Kolb E.W., Mc Lerran L., Walker T.P., Jaffe R.L. "Is Cygnus X-3 strange?" Preprint CTP 1287, Cambridge 1985.
5. Khriplovich I.B., Shuryak E.V. "Can a particle coming from Cygnus X-3 be the dihyperon H?" Preprint INP 85-117, Novosibirsk, 1985.
6. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., 1981, B191, 301.
7. Кобзарев М.Ю., Мартемьянов Б.В., Шепкин М.Г. ЯФ, 1979, 29, 1620.
8. Кондратьев Л.А., Криворученко М.И., Шепкин М.Г. ЯФ, 1985, 43, №4.
9. Kratnyuk L.A., Strikman M.I. Nucl. Phys., 1984, A426, 575.

10. *Симонов Ю.А.* ЯФ, 1983, **38**, 1542.
11. *Kalashnikova Yu. S., Narodetskii I.M., Veselov A.I.*, Preprint ITEP-154, Moscow, 1985.
12. *Farhi E., Jaffe R.L.* Phys. Rev., 1984, **D30**, 1379.
13. *Thomas A.* Preprint CERN TH-3368, Geneva, 1982.
14. *Бадалян А.М., Симонов Ю.А.* ЯФ, 1982, **36**, 1479; *Кербиков Б.О.* ЯФ, 1984, **39**, 816.
15. *Witten E.* Phys. Rev., 1984, **30D**, 272.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
20 ноября 1985 г.