

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ СВОБОДНЫХ КВАРКОВ

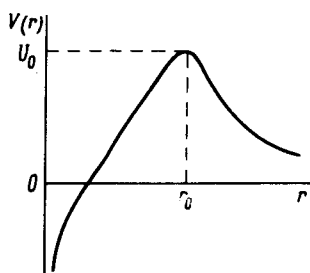
Б.А.Арбузов

В работе предлагается эксперимент по поискам реликтовых свободных кварков путем выбивания их из вещества интенсивным пучком протонов с последующей регистрацией.

Широкая популярность, которую приобрела идея абсолютного заключения кварков, не имеет в настоящее время надежного теоретического обоснования. Все попытки доказать абсолютное заключение в рамках квантовой хромодинамики пока оказались безуспешными. С другой стороны, результаты ряда работ по изучению инфракрасных асимптотик функций Грина квантовой хромодинамики ¹⁻⁵ указывают на возможность осуществления ситуации, когда, несмотря на сильную инфракрасную сингулярность глюонного пропагатора, массовая поверхность и соответствующие асимптотические состояния для кварков существуют ³⁻⁵, что свидетельствует в пользу принципиальной возможности наблюдения кварков. При этом инфракрасная асимптотика глюонного пропагатора $D(k) \cong M^2 / (k^2)^{2-1,2}$ в приближении обмена одним одетым глюоном приводит к следующему потенциалу кварк-антикваркового взаимодействия на больших расстояниях ⁴

$$V(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} \frac{g^2 M^2}{6\pi} r = a^2 r, \quad (1)$$

что, казалось бы, хорошо для гипотезы абсолютного заключения. Однако, нужно помнить, что выражение (1) получено лишь в приближении обмена одним глюоном, в то время как истинный потенциал должен включать вклады всевозможных обменов. Не исключено, что их



Возможный вид кварк-антикваркового потенциала

учет приведет к изменению поведения (1) на достаточно больших расстояниях и, в конечном счете, к кулоновскому убыванию при $r \rightarrow \infty$ (см. также ⁶). В результате форма потенциала может иметь вид, представленный на рисунке. Здесь линейно растущая часть потенциала описывается выражением $a^2 r$, где $a = 420$ МэВ (из спектра чармония и т.д.), а при больших r потенциал убывает как G^2/r . В силу большой ширины потенциала подбарьерные переходы пренебрежимо малы и максимальная высота потенциала U_0 определяет энергетический порог рождения свободных кварков. Из экспериментов по e^+e^- аннигиляции ⁷, этот порог $E_0 \geq 35$ ГэВ в системе ЦИ. Отметим, что высота потенциала может быть и значительно меньше E_0 , поскольку кварк, пролетая расстояние от точки рождения до потенциального барьера интенсивно излучает глюоны, которые затем адронизируются, образуя струю. Даже классическая хромодинамическая теория излучения свободных кварков пока не создана, однако, исходя из аналогии с электромагнитной теорией излучения, мы можем считать, что интенсивность излучения обратно пропорциональна квадрату массы кварка. Если буквально использовать электродинамические формулы для излучения с зарядом G , определяемым кулоновским падением при $r > r_0$, то получим следующее энергетическое условие рождения кварков

$$E \geq 2M + U_0 + \frac{2U_0^3}{3M^2}, \quad (2)$$

где M — масса кварка и последний член дает потери на излучение. Из факта отсутствия рождения вплоть до энергии 35 ГэВ b -кварка с массой 4,5 ГэВ мы получаем оценку на высоту барьера $U_0 \geq 8$ ГэВ. Тогда параметр, характеризующий размеры кварка $r_0 \geq 10^{-12}$ см (см. рисунок). В рамках обсуждаемой точки зрения (безуспешность поисков рождения кварков при высоких энергиях объясняется тем, что порог рождения не был достигнут. Большой интерес представляют поэтому эксперименты при более высоких энергиях.

В настоящей статье я хотел бы обратить внимание на не обсуждавшуюся ранее возможность поисков кварков с использованием сильноточных ускорителей с не очень высокой энергией (ниже порога рождения). Прежде всего представим себе как кварк или антикварк взаимодействует с нуклоном или ядром. Ядро является бесцветным объектом, поэтому взаимодействие его определяется поляризацией в цветном поле: $H_{\text{вз}} = \mathbf{dE}$, где $\mathbf{E} = -\partial V / \partial \mathbf{x}$. Наведенный дипольный момент \mathbf{d} также пропорционален \mathbf{E} , и из рисунка мы видим, что потенциал взаимодействия соответствует притяжению и представляется как прямоугольная яма размера $r_0 \cong 10^{-12}$ см с некоторой постоянной глубиной V_0 . Исходя из этих соображений мы оцениваем сечение взаимодействия кварков с нуклонами и ядрами как $\sigma = 2\pi r_0^2 = 6 \cdot 10^{-24}$ см², что существенно превышает обычные ядерные сечения. Именно такие сечения характерны для „аномалонов“, наблюдающихся в опытах по столкновению тяжелых ядер ⁸. Аномалон представляет собой фрагмент налетающего ядра с пробегом в веществе 1,5 ÷ ÷ 2,5 см (в зависимости от вещества). Некоторые авторы (см., например, ⁹) интерпретируют такой объект как ядро с прилипшим к нему кварком. Характерной чертой рождения аномалонов является энергетический порог порядка 1 ГэВ/нуклон в пучке тяжелых ионов. С нашей точки зрения можно качественно понять, почему при фрагментации ядра кварки могут

освободиться в виде аномалонов. Если принять, что высота потенциального барьера не очень велика, например, 8 ГэВ, то энергии на его преодоление в опытах, где наблюдались аномалоны, уже хватает, а излучение кварка, прилипшего к ядру, оказывается несущественным (см. (2)) ввиду большой массы последнего. Если придерживаться этой интерпретации, мы получаем оценку сечения взаимодействия кварка с ядром $\sigma = 7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, исходя из пробега 1.5 см в веществе с плотностью воды, что согласуется с приведенной выше теоретической оценкой. Исходя из величин a , r_0 , размеров ядра мы ожидаем, что глубина ямы V_0 составляет десятки или сотни МэВ. Мы не можем пока более точно оценить ее, однако, качественно можно ожидать, что V_0 увеличивается с ростом атомного номера. Поэтому реликтовые кварки могут охотнее накапливаться в тяжелых веществах, нежели в легких. Это соображение может объяснить разногласие в результатах разных экспериментов по поискам кварков в веществе. В работе ¹⁰, где зарегистрированы дробные заряды $\pm e/3$ с содержанием 10^{-20} на нуклон в Nb, W, атомные номера использованных веществ больше чем для Fe, использованного в работе ¹¹, где эффект не наблюдался до уровня $3 \cdot 10^{-21}$ на нуклон.

Идея предлагаемого опыта заключается в выбивании реликтовых кварков из вещества интенсивным пучком протонов с последующей их регистрацией. Разумеется, речь идет об u , d кварках с массами ≤ 350 МэВ. При оценке числа событий мы исходим из результата опыта ¹⁰, согласно которому в грамме тяжелого вещества имеется $6 \cdot 10^3$ кварков и из оценки сечения взаимодействия протона с кварком $\sigma = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Тогда при интенсивности пучка 10^{13} p/c , длине мишени 2 см, и плотности мишени 20 г/см³ (W, Pt, Au, U) мы получим одно событие в сутки. Если же окажется правильной интерпретация аномалонов как связанных состояний кварков с ядрами, то концентрация кварков в мишени будет повышаться в ходе эксперимента за счет рождения аномалонов, что приведет к существенному увеличению скорости счета. Постановка такого эксперимента представляется реальной, особенно, в случае справедливости кварковой интерпретации аномалонов. Пучок должен иметь энергию, достаточную для высокой вероятности ионизации аномалонов, например, 70 ГэВ. Регистрирующая аппаратура должна иметь мало вещества чтобы кварк с сечением $\sim 10^{-23} \text{ см}^2$ не застревал в ней. Общая постановка может быть исполнена по принципу поиска частиц в кинематически запрещенной области, подобно первому эксперименту ИФВЭ по поиску кварков ¹². Отметим, что предыдущие эксперименты не имели интенсивности пучка, достаточной для регистрации эффекта.

Литература

1. Ball J.S. et al. Nucl. Phys., 1981, В186, 531.
2. Алексеев А.И., Арбузов Б.А., Байков В.А., ТМФ, 1982, 52, 187.
3. Алексеев А.И., Арбузов Б.А., Байков В.А., ЯФ, 1981, 34, 1374.
4. Арбузов Б.А. Препринт ИФВЭ 82-205, Серпухов, 1982.
5. Арбузов Б.А., Куренной С.С. ЯФ, 1982, 36, 1314.
6. 'tHooft G. Nucl. Phys.; 1979, В153, 141; 1981, В190, 455.
7. Bartel W. et al. Preprint DESY 80/71, 1980.
8. Friedlander E.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1084; Heinrich W. et al. Preprint SI-82-15, Siegen, 1982.
9. De Rújula A., Giles R.C., Jaffe R.L. Phys. Rev., 1978, D17, 285.
10. La Rue G., Phillips J. D., Fairbank W.M. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 967.
11. Marinelli M., Morpurgo G. Phys. Rep., 1982, 85, 162.
12. Ангипов Ю.М. и др. ЯФ, 1969, 10, 346, 967.

Поступила в редакцию

23 февраля 1983 г.