ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985. Т. 26, № 5

УДК 539.12.01

МАССОВАЯ ФОРМУЛА ГЕЛЛ-МАННА—ОКУБО В КВАРК-ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ БАРИОНОВ

Л. Жельми (Люксембург), В. С. Замиралов

(НИИЯФ)

Массовая формула Гелл-Манна — Окубо была получена в предположении, что в теории унитарной симметрии вырождение масс барионов октета $SU(3)$ снимается членами гамильтониана, преобразующимися, как компонента октета с $I=Y=0$ [1]. В кварковой модели расщепление масс объясняется наличием разности масс u-, d-кварков, $m_u \simeq m_d$, и s-кварка, m_s [2], причем по-прежнему оказывается справедливой формула Гелл-Манна — Окубо, хотя массы Σ^0- и Λ-частиц при этом вырождены, а массы барионов октета N, Σ, Ξ оказываются эквидистантными в противоречии с экспериментом.

Мы покажем, что на самом деле в рамках кварковой модели можно получить массовые формулы $SU(3)$ для барионов, если учесть характер распределения кварков в барионах. Этот результат проливает свет на физический смысл F- и D-связи в унитарной симметрии.

Выпишем массовый член гамильтониана для октета барионов B_β^α (α, $\beta=1, 2, 3$; $B_3^1=p$) [1, 3]:

$$\mathcal{H}_M = M_0 B_\beta^\alpha B_\alpha^\beta + M_F(\bar{B}_3^\alpha B_\alpha^3 - \bar{B}_\alpha^3 B_3^\alpha) + M_D(\bar{B}_3^\alpha B_\alpha^3 + \bar{B}_\alpha^3 B_3^\alpha - \frac{2}{3}\bar{B}_\beta^\alpha B_\alpha^\beta),$$

согласно которому массы изомультиплетов барионов имеют вид

$$m_N = M_0 - M_F + \frac{1}{3}M_D,\quad M_\Lambda = M_0 + \frac{2}{3}M_D,$$

$$m_\Xi = M_0 + M_F + \frac{1}{3}M_D,\quad m_\Sigma = M_0 - \frac{2}{3}M_D$$

и связаны формулой Гелл-Манна — Окубо [1]

$$2(m_N + M_\Xi) = m_\Sigma + 3m_\Lambda.$$

Кварковая массовая формула получается в предположении, что масса барионов является просто суммой конституентных масс кварков, образующих барионы:

$$m_B = \left\langle B \left| \sum_{q=1}^{3} \widehat{m}_{q(B)} \right| B \right\rangle = \sum_{q=1}^{3} m_{q(B)}. \tag{1}$$

Однако оператор в (1) практически не несет информации о теоретико-групповых свойствах кварков и барионов, поэтому неудивительно, что он не воспроизводит результатов унитарной симметрии. С другой стороны, к тем же результатам, что и массовый оператор (1) 3-кварковой аддитивной модели, приводит и оператор $m_Y\widehat{Y}_B = m_Y \sum_{q=1}^{3} \widehat{Y}_q$, где $\widehat{Y}_q$ — оператор гиперзаряда кварка q, входящего в состав бариона B с гиперзарядом Y_B. Этот оператор имеет четкий групповой смысл в унитарной симметрии. Оказывается, что он позволяет учесть кварк-партонную структуру бариона, если его обобщение выбрать в виде $\sum_{q=1}^{3} \widehat{m}_{q(B)} \cdot \widehat{Y}_q$, где собственное значение оператора $\widehat{m}_{q(B)}$ определяется функцией распределения кварка q в барионе B, причем об операторе нам понадобятся только самые общие сведения.

Вид функций распределения кварков в барионе существенно определяется данным барионом и меняется для каждого аромата от частицы к частице. Так, на уровне изотопической инвариантности для барионов функции распределения u-кварков в протоне $p(uud)$, $\Sigma^+(uus)$-, $\Xi^0(ssu)$-гиперонах должны совпадать с функциями распределения d-кварков в нейтроне $n(ddu)$, $\Sigma^-(sdd)$-, $\Xi^-(ssd)$-гиперонах соответственно; то же справедливо для функций распределения s-кварков в Ξ^-- и Ξ^0-гиперонах и т. д. На уровне $SU(3)$ для барионов должны совпадать функции распределения u-кварков в p и Σ^+-гипероне и, более того, они должны совпадать с функциями распределения s-кварков в каскадных гиперонах $\Xi^{0,-}$. Это известные результаты. В приложении к магнитным моментам барионов они приводятся, например, в [4].

Из сказанного выше следует, что на уровне изотопической инвариантности для барионов собственные значения оператора $\hat{m}_{q(B)}$, связанного только с кварк-партонной структурой барионов, удовлетворяют соотношениям $m_{u(p)}=m_{d(n)}\equiv m_1$, $m_{d(p)}=m_{u(n)}\equiv m_2$,

$$m_{u(\Sigma^+)}=m_{d(\Sigma^-)}\equiv m_1',\ m_{s(\Sigma^+)}=m_{s(\Sigma^-)}\equiv m_2',$$

$$m_{s(\Xi^0)}=m_{s(\Xi^-)}\equiv m_1'',\ m_{u(\Xi^0)}=m_{d(\Xi^-)}\equiv m_2'',$$

и, наконец,

$$m_{u(\Sigma^0)}=m_{d(\Sigma^0)}=m_{u(\Sigma^+)};\ m_{s(\Sigma^0)}=m_{s(\Sigma^\pm)}.$$

При таком подходе оказывается выделенным Λ-гиперон из-за того, что он является изосинглетом.

На уровне унитарной симметрии для барионов (но не для кварков) выполняются еще более сильные соотношения между константами: $m_1=m_1'=m_1''$, $m_2=m_2'=m_2''$. Можно показать, что в этом пределе справедливо соотношение

$$\sum_q Y_q m_{q(\Sigma^0)}+\sum_{q'} Y_{q'} m_{q'(\Lambda)}=0.$$

Теперь построим массовую формулу на основе введенного оператора:

$$m_B=m_0+\left\langle B\left|\sum_q \hat{Y}_{q(B)}\hat{m}_{q(B)}\right|B\right\rangle. \tag{2}$$

Она приводит к следующим результатам:

$$m_N=m_0+\frac{2}{3}m_1+\frac{1}{3}m_2;\ m_\Sigma=m_0+\frac{2}{3}m_1-\frac{2}{3}m_2;$$

$$m_\Xi=m_0-\frac{4}{3}m_1+\frac{1}{3}m_2;\ m_\Lambda=m_0-\frac{2}{3}m_1+\frac{2}{3}m_2.$$

Положив $m_0=M_0$, $m_1=-M_F$, $m_2=M_D-M_F$, мы в точности воспроизводим результаты унитарной симметрии для барионов, чем и решаем поставленную задачу.

Физический смысл констант F- и D-связи в барионной массовой формуле в унитарной симметрии связан, таким образом, с разницей в распределении в барионе двух одинаковых кварков (u-кварки в p, Σ^+, s-кварки в $\Xi^{0,-}$) и третьего, отличного от них кварка (d-кварк в p, Ξ^-, s-кварк в Σ^+ и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Gell-Mann M. California Institute of Technology, Report CTSL-20, 1961. [2] Коккедэ Я. Теория кварков. М.: Мир, 1971. [3] Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1967. [4] Lipkin H. J. Phys. Rev. D, 1981, 24, p. 1437.

Поступила в редакцию
10.12.84