МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ И $SU(6)$-СИММЕТРИЯ

А.И.Ахиезер, М.П.Рекало

Результаты Сакита[1], Пайса и др.[2] не учитывают умеренно сильного взаимодействия, нарушающего $SU(6)$-симметрию и играющего важную роль в массовых формулах. Поэтому представляет интерес выяснить, как влияет умеренно сильное взаимодействие на соотношения между магнитными моментами барионов. Мы покажем, что и при учете умеренно сильного взаимодействия соотношение между $\mu(p)$ и $\mu(n)$ сохраняется.

Магнитные моменты барионов с учетом умеренно сильного взаимодействия можно представить в следующем виде:

$$\bar{\varphi}^{A'B'C'}\left[\mu_1\delta^{A}_{A'}\delta^{B}_{B'}Q^{C}_{C'}+\mu_2\delta^{A}_{A'}\delta^{B}_{B'}T^{C}_{D}Q^{D}_{C'}+\mu_3\delta^{A}_{A'}T^{B}_{B'}Q^{C}_{C'}\right]\varphi_{ABC'} \qquad (1)$$

Здесь φ_{ABC} $(A,B,C=1,2,\dots 6)$ – симметричный тензор третьего ранга, описывающий в $SU(6)$-симметрии одновременно декуплет и октет барионов; $Q^{C}_{C'}$ – тензор второго ранга, преобразующийся относительно $SU(2)\times SU(3)$, как член (3,8) регулярного представления:

$$Q^{C}_{C'}=i\mu(p)(\sigma[q\varepsilon])Q^{\alpha}_{\beta}, \qquad Q^{\alpha}_{\beta}=\begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

где ε – вектор поляризации γ-кванта, q – его импульс; $T^{C}_{C'}$ – тензор, соответствующий умеренно сильному взаимодействию, компоненты которого относительно $SU(2)\times SU(3)$ преобразуются, как (1,8). Такие трансформационные свойства гамильтониана умеренно сильного взаимодействия соответствуют простейшей возможности обобщения в $SU(6)$ – симметрии трансформационных свойств гамильтониана умеренно сильного взаимодействия в $SU(3)$-симметрии.

Первое слагаемое в (1) определяет магнитные моменты барионов без учета умеренно сильного взаимодействия, второе и третье соответствуют учету умеренно сильного взаимодействия.

Используя разложение Ψ_{ABC} на волновые функции барионов из декуплета и барионов из октета [1]:

$$\Psi_{ABC} \equiv \Psi_{i\alpha, j\beta, k\gamma} = D_{\alpha\beta\gamma; ijk} + \frac{1}{3\sqrt{2}} \left[\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\, \varepsilon_{ij}\, N^{\delta}_{\gamma, k} + \varepsilon_{\beta\gamma\delta}\, \varepsilon_{jk}\, N^{\delta}_{\alpha, i} + \varepsilon_{\gamma\alpha\delta}\, \varepsilon_{ki}\, N^{\delta}_{\beta, j} \right], \qquad (2)$$

с помощью (1) получим следующие выражения для магнитных моментов в терминах μ_1, μ_2, μ_3:

$$\begin{aligned}
&\mu(P) = 3\mu_1 + 3\mu_2 + 6\mu_3, && \mu(\Sigma^0) = \mu_1, \\
&\mu(n) = -2\mu_1 - 2\mu_2 - 4\mu_3, && \mu(\Lambda) = \mu_1 + 2\mu_2 - 2\mu_3, \\
&\mu(\Sigma^+) = 3\mu_1 + 2\mu_2 + 2\mu_3, && \mu(\Xi^-) = -\mu_1 + 3\mu_2, \\
&\mu(\Sigma^-) = -\mu_1 - 2\mu_2 - 2\mu_3, && \mu(\Xi^0) = -2\mu_1 + 2\mu_2 + 4\mu_3, \\
&\mu_t(\Sigma^0, \Lambda) = \sqrt{3}(\mu_1 + \mu_2 - \mu_3).
\end{aligned} \qquad (3)$$

Исключая в (3) μ_1, μ_2, μ_3, получим следующие соотношения между магнитными моментами:

$$\mu(\Sigma^+) + \mu(\Sigma^-) = 2\mu(\Sigma^0), \qquad (4а)$$

являющееся следствием изотопической инвариантности,

$$\mu(n) + \mu(\Xi^0) = 2\mu(\Sigma_u), \quad \Sigma_u = \frac{1}{2}(\Sigma^0 - \sqrt{3}\Lambda), \qquad (4б)$$

выполняющееся в $SU(3)$- симметрии при учете умеренно сильного взаимодействия, и

$$
\begin{aligned}
&2\mu(p)+3\mu(n)=0,\\
&3\mu(n)+3\mu(\Sigma^{+})+\mu(\Lambda)+2\mu(\Xi^{0})-2\mu(\Xi^{-})=0,\\
&\mu(\Sigma^{+})+\mu(\Sigma^{-})+2\mu(\Lambda)-2\mu(\Xi^{-})+\mu(\Xi^{0})=0,\\
&3\mu(n)+2\mu(\Sigma^{+})-2\mu(\Sigma^{-})-\mu(\Lambda)+\mu(\Xi^{0})=0,
\end{aligned}
\tag{4в}
$$

выполняющиеся только в $SU(6)$ - симметрии.

Подчеркнем еще раз, что соотношение между магнитными моментами нейтрона и протона сохраняется и при учете умеренно сильного взаимодействия с указанными выше трансформационными свойствами.

В заключение приведем соотношения между амплитудами радиационных переходов барионов из декуплета в барионы из октета, справедливые в $SU(6)$- симметрии, нарушенной умеренно сильным взаимодействием:

$$
\begin{aligned}
&M(N^{*+}\to p+\gamma)=M(N^{*0}\to n+\gamma),\\
&M(Y_1^{*-}\to\Sigma^{-}+\gamma)-M(Y_1^{*+}\to\Sigma^{+}+\gamma)=2M(Y_1^{*0}\to\Sigma^{0}+\gamma),
\end{aligned}
\tag{5а}
$$

$$
M(Y_1^{*-}\to\Sigma^{-}+\gamma)=M(\Xi^{*-}\to\Xi^{-}+\gamma),
\tag{5б}
$$

$$
\begin{aligned}
&M(N^{*0}\to n+\gamma)-M(\Xi^{*0}\to\Xi^{0}+\gamma)=2M(Y_1^{*0}\to\Sigma_{\mu}^{0}+\gamma),\\
&M(N^{*+}\to p+\gamma)+M(Y_1^{*-}\to\Sigma^{-}+\gamma)-M(\Xi^{*0}\to\Xi^{0}+\gamma)+2M(Y_1^{*+}\to\Sigma^{+}+\gamma)=0.
\end{aligned}
\tag{5в}
$$

Соотношения (5а) выполняются на уровне изотопической инвариантности сильных взаимодействий, соотношения (5б) имеют место в $SU(3)$- симметрии и, наконец, соотношение (5в) выполняется только в $SU(6)$-симметрии.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской
ССР

Поступило в редакцию
25 февраля 1965 г.

Литература

[1] B. Sakita. Phys. Rev. Lett., 13, 643, 1964.

[2] M.A.B. Beg, B.W. Lee, A.Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 515, 1964.