

С 323.4

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Acta Phys. Polonica, 20/5
1967, v. 31, F. 2, p. 413/15

P - 2894



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, Р.П. Зайков , Э. Капусцик

СООТНОШЕНИЯ СИММЕТРИИ
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ЧАСТИЦ

1966

4526/1, 29.

В.С. Барашенков, Р.П. Зайков^{x/}, Э. Капусник^{xx/}

СООТНОШЕНИЯ СИММЕТРИИ
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ЧАСТИЦ

Направлено в Acta Physica Polonica

x/ Физический институт (София).

xx/ Институт ядерной физики (Краков).

В последнее время все большее число экспериментальных и теоретических работ посвящается изучению электрической и магнитной поляризуемостей элементарных частиц. Фейнмановские блоки с поляризуемостями входят во многие другие диаграммы. Поэтому представляет интерес выяснить, какими соотношениями связаны поляризуемости различных элементарных частиц.

Эти соотношения можно было бы установить стандартным методом, записав в унитарно-симметричном виде эффективные лагранжианы взаимодействия, включающие члены с поляризуемостью^{/1/}, однако более просто результат можно получить, если заметить, что электрическая и магнитная поляризуемости имеют трансформационные свойства произведения двух токов. Соотношения между поляризуемостями в этом случае получаются, как часть массовых формул (см., например,^{/2/}), остающаяся после отбрасывания всех не связанных с электромагнитным взаимодействием членов.

В группе SU_8 электрические поляризуемости барионов при этом оказываются связанными соотношениями

$$\begin{aligned} a_p &= a_{\Sigma^+}, \quad a_n = a_{\Xi^0}, \quad a_{\Sigma^-} = a_{\Xi^-}, \\ a_{\Sigma^0} - a_{\Lambda} &= 2(a_{\Lambda} - a_n) = \frac{2\sqrt{3}}{3} a_{\Sigma^0 \Lambda}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $a_{\Sigma^0 \Lambda}$ - матричный элемент двухфотонного распада (декуплет мы для простоты сейчас не рассматриваем).

Точно таким же соотношениям удовлетворяет магнитная поляризуемость барионов β .

Соответствующие равенства для поляризуемостей мезонных октетов получаются из (1) простой заменой символов частиц и уменьшением коэффициента перед $a_{\eta\eta}$ в два раза. Кроме того, вследствие самосопряженности мезонных октетов равны поляризуемости частиц π^+ и π^- , ρ^+ и ρ^- .

При переходе к группе SU_6 наряду с "зарядовыми" членами типа QQ , необходимо, вообще говоря, учитывать и "магнитные" члены $(Q\vec{\sigma})(Q\vec{\sigma})$, так как трансформационные свойства зарядовой и магнитной частей тока в группе SU_6 различаются^{/2/}.

В случае барионов учет этих двух типов членов дает те же соотношения, что и группа SU_8 .

Для мезонов переход к группе SU_6 приводит к дополнительным равенствам:

$$\begin{aligned} a_{\kappa^*0} - a_{\kappa^0} &= \frac{2}{3} (a_{\pi^+} - a_{\rho^+}), \quad 2(a_{\kappa^*0} - a_{\kappa^0}) = \sqrt{2} a_{\Phi\rho^0} - a_{\omega\rho^0}, \\ a_{\omega} - a_{\rho^0} &= 4(a_{\kappa^*0} - a_{\Phi}) = \frac{2\sqrt{2}}{3} a_{\Phi\rho^0} = 2\sqrt{2} a_{\Phi\omega}, \end{aligned} \quad (2)$$

где a_{ab} - матричные элементы соответствующих двухфотонных распадов.

Все эти соотношения справедливы, очевидно, как для α , так и для β .

Если пренебречь вкладом магнитных членов, что представляется вполне разумным во всяком случае для электрической поляризуемости, которая выражается через матричные элементы произведений зарядов^{/3/}, то величины $\alpha_{\Sigma^0\Lambda}$ и $\beta_{\Sigma^0\Lambda}$ тождественно обращаются в нуль, а электрические и, соответственно, магнитные поляризуемости нейтральных барьонов оказываются одинаковыми.

В случае мезонов пренебрежение магнитными членами приводит к двум дополнительным соотношениям:

$$a_{\rho^+} = a_{\pi^+}, \quad a_{\Phi\rho^0} = 0 \quad (3)$$

(и аналогично для β), благодаря чему поляризуемости всех заряженных мезонов оказываются одинаковыми.

Из приведенных выше соотношений видно, что поляризуемости протона и нейтрона должны определяться в различных экспериментах.

В настоящее время из опытов с комptonовским рассеянием известны значения^{/1,4,5/} $\alpha_p = (9 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\beta_p = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\alpha_n = 1,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$; анализ рассеяния медленных нейтронов на ядрах^{/6/} дает оценку $\alpha_n < 61 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Соотношение $\alpha_{\Sigma^0\Lambda} = 0$ можно было бы, в принципе, проверить в распаде $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + 2\gamma$, однако расчеты показывают, что по сравнению с однофотонным каналом распада вклад членов, зависящих от поляризуемостей, оказывается на 6-7 порядков меньше.

Приближенные оценки магнитной поляризуемости мезонов были выполнены в работе^{/7/}. Для β_{π^+} и β_{κ^+} получены значения, равные друг другу с точностью около 10%. Величина поляризуемости нейтральных мезонов оказалась значительно большей $\beta_{\kappa^0} = 28 \cdot 10^{-45} \text{ см}^3$, $\beta_{\pi^0} = 9 \cdot 10^{-44} \text{ см}^3$. Используя эти значения, получим оценку $\beta_{\eta\pi} = 10^{-43} \text{ см}^3$.

Экспериментально сведения о $\beta_{\eta\pi}$ можно получить из анализа энергетических спектров частиц, образующихся при двухфотонном распаде η -мезона, который составляет около сорока процентов от полной вероятности распада на нейтральные частицы^{/8/}.

Следует подчеркнуть, что изучение двухфотонных распадов резонансов может послужить важным источником сведений о поляризуемостях частиц.

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, H.J. Kaiser, E. Karuścik, J.Kwiesiński. Nucl. Phys., 50, 684 (1964).
2. T.K. Kuo, Tsuao. Phys. Rev. Lett., 14, 79 (1965).
3. В.А. Петрунькин. ЖЭТФ, 40, 1148 (1961).
4. Г.И. Гольданский, О.А. Карнухия, А.В. Куценко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1895 (1960).
5. A. Tenore, A. Verganelakis. CERN, preprint 9083/T.H. 439 (1964).
6. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Ж. Сэрэтэр, Цоя Тен Сор. Препринт ОИЯИ, Р-2764, Дубна, 1965.
7. А.И. Лебедев, В.А. Петрунькин. Препринт ФИАН А-36, 1965.
8. G.D. Giugno, R. Querzoli, G. Troise, F. Vanoli, M. Giorgi, P. Schiarov, V. Silvestrini. Phys. Rev. Lett., 16, 767 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 августа 1966 г.