О РАСПАДАХ $^3/_2{}^+ \to {}^1/_2{}^+\, 0^-$ В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $SU(6)_W$

On $^3/_2{}^+ \to {}^1/_2{}^+\, 0^-$ Decays in Broken $SU(6)_W$ Symmetry

С. Гилер, В. Лефик, В. Тыбор

Лодзинский университет, Кафедра экспериментальной физики*

(*Поступила в редакцию 19 августа 1969*)

В рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ получены хорошо согласующиеся с экспериментом соотношения между амплитудами распадов: декуплет $^3/_2{}^+ \to$ октет $^1/_2{}^+$ + октет 0^-.

1. В работах [1,2] изучались электромагнитные распады псевдоскалярных и векторных мезонов в рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$. Рассматривалась определенная схема нарушений, соответствующая „массовому принципу“ [3, 1, 2]. При этом, для получения связей между различными процессами использовалась параметризация матричных элементов лишь двумя амплитудами, из которых одна соответствовала точной симметрии $SU(6)_W$, другая — нарушениям $SU(6)_W$. Возникает естественный вопрос: не является ли эта параметризация слишком жесткой, то есть, не окажется ли, что нарушения $SU(6)_W$ учтены в недостаточной степени и что вследствие этого теоретические предсказания будут расходиться с экспериментом. В настоящей работе показано, что двухамплитудная параметризация матричных элементов перехода $56_W \to 56_W + 36_W$ не вступает в противоречие с экспериментальными данными для распадов $3/2^+ \to 1/2^+\, 0^-$. Получены два правила сумм ((4) и (5)), хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

2. Для получения в нарушенной симметрии $SU(6)_W$ амплитуд распада $3/2^+ \to$ $\to 1/2^+\, 0^-$ применим динамический принцип, который использовался при анализе мезон-барионного рассеяния [3], двухфотонных распадов псевдоскалярных мезонов [1] и электромагнитных распадов векторных мезонов на лептонные пары [2] в нарушенной симметрии $SU(6)_W$. В рассматриваемом случае этому принципу соответствует сумма диаграмм (Рис. 1) и C-инвариантная амплитуда записывается в виде:

$$g_{\alpha\to\beta+\gamma} = \langle\{56\}\beta,\, \{36\}\gamma|\{56'\}\delta'\rangle\, \langle\delta'|M(56)|\alpha\rangle + \langle\beta|M(56)|\delta''\rangle\langle\{56''\}\delta'',\, \{36\}\gamma|\{56\}\alpha\rangle,$$

* Адрес: Uniwersytet Łódzki, Zakład Fizyki Doświadczalnej, Łódź, Narutowicza 68, Polska.

где $\alpha \equiv \{W, T, Y\}$, $\langle\alpha|M(56)|\beta\rangle$ — матричный элемент массового оператора для 56-плета, $\langle\{56\}\beta, \{36\}\gamma|\{56\}\alpha\rangle$ — коэффициент Клебша-Гордана для $SU(6)_W$. Так как массовый оператор для 56-плета диагонален $\langle\alpha|M(56)|\beta\rangle = M_\alpha(56)\,\delta_{\alpha\beta}$, то

$$g_{\alpha\to\beta+\gamma} = \langle\{56\}\beta, \{36\}\gamma|\{56\}\alpha\rangle(M_\alpha(56)+M_\beta(56)), \tag{1}$$

где

$$M_{\alpha\equiv\{W,T,Y\}} = A+a\left[T(T+1)-\frac{Y^2}{4}\right]+bW(W+1)+cY. \tag{2}$$

Из (1) и (2) получаем

$$-2g_{N^{*++}\to p\pi^+}-2\sqrt{3}g_{\Xi^{*0}\to\Xi^-\pi^+} = 3\sqrt{2}g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+}+\sqrt{6}g_{Y^{*+}\to\Sigma^0\pi^+}\,. \tag{3}$$

Соотношение (3) получается в нарушенной $SU(3)$ [4][1]. Поэтому, для рассматриваемого процесса, „массовый принцип" с четырехамплитудной параметризацией (2) соответствует октетным нарушениям $SU(3)$.

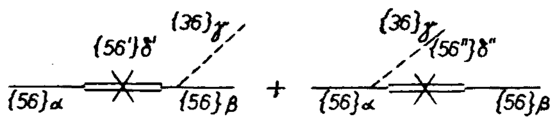

Рис. 1

Для получения соотношений между константами распада трех процессов используем двухамплитудную параметризацию массового оператора. Предположим, что соотношения между нарушающими симметрию $SU(6)_W$ амплитудами a, b и c в (2), из-за свойства универсальности [1, 2], такие же, как в массах. Положим $b = 2a$ и $c = -6a$ (см. Приложение). Тогда получаем следующие правила сумм:

$$5\sqrt{6}g_{Y^{*+}\to\Sigma^0\pi^+}-g_{N^{*++}\to p\pi^+} = 6\sqrt{2}g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+} \tag{4}$$

$$9\sqrt{2}g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+}-2\sqrt{3}g_{\Xi^{*0}\to\Xi^-\pi^+} = 11\sqrt{6}g_{Y^{*+}\to\Sigma^0\pi^+}\,. \tag{5}$$

3. Приступим к сравнению с опытом соотношений (3), (4) и (5). Используя экспериментальные значения ширин распада [5], вычисляем[2] модули констант распада $|g|$:

$$\sqrt{6}|g_{Y^{*+}\to\Sigma^0\pi^+}| = (7.44\pm1{,}50)\cdot10^{-3}\sqrt{3\pi}\ \text{Мэв}^{-1}$$
$$\sqrt{2}|g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+}| = (5{,}92\pm0{,}36)\cdot10^{-3}\sqrt{3\pi}\ \text{Мэв}^{-1}$$
$$|g_{N^{*++}\to p\pi^+}| = (8{,}56\pm0{,}08)\cdot10^{-3}\sqrt{3\pi}\ \text{Мэв}^{-1}$$
$$\sqrt{3}|g_{\Xi^{*0}\to\Xi^-\pi^+}| = (5{,}76\pm0{,}60)\cdot10^{-3}\sqrt{3\pi}\ \text{Мэв}^{-1}. \tag{6}$$

---

[1] Соотношение (3) было также получено Гуптой [6], который учитывал простейшее нарушение $SU(6)_W$ (см. [1]).

[2] Константы распада g, входящие в матричный элемент $T = g\bar{\psi}(p_2)\,\psi_\mu(p_1)\,q_\mu\,\bar{\varphi}(q)$ связаны с шириной формулой $\Gamma = \frac{g^2}{24\pi}\,\frac{(M+m)^2-\mu^2}{2M^2}\,|\vec{k}|^3$, где ψ_μ ψ, φ и M, m, μ — волновые функции и массы для $^3/_2{}^+$, $^1/_2{}^+$, и 0^- соответственно, а $\vec{k}$ — трехмерный импульс рождающихся частиц в системе центра масс.

Эти значения удовлетворяют в пределах ошибок соотношению (3), а также соотношениям (4) и (5), если

$$\text{фаза } g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+} = \text{фаза } g_{Y^{*+}\to\Sigma^0\pi^+} = -\text{ фаза } g_{\Xi^{*0}\to\Xi^-\pi^+} = -\text{ фаза } g_{N^{*++}\to p\pi^+}. \quad (7)$$

Для (3), (4), (5) имеем соответственно (с точностью до общей фазы и общего множителя $\sqrt{3\pi}\cdot 10^{-3}$):

$$(17{,}12\pm0{,}16)+(11{,}52\pm1{,}20) = (17{,}76\pm1{,}08)+(7{,}44\pm1{,}50),$$
$$(37{,}20\pm7{,}50)+(8{,}56\pm0{,}08) = (35{,}50\pm2{,}20),$$
$$(53{,}28\pm3{,}24)+(11{,}52\pm1{,}20) = (81{,}84\pm16{,}50).$$

Отметим, что в случае связей (4) и (5), модуль отношения нарушающей амплитуды к точной $\left|\frac{a}{2A}\right|$ равен $\sim 0{,}03$, то есть совпадает с аналогичной величиной для масс $\left|\frac{a}{M_0}\right| \simeq 0{,}03$ (см. Приложение).

4. Итак, приходим к выводу, что в случае распада $3/2^+ \to 1/2^+ 0^-$ двухамплитудная параметризация матричных элементов в нарушенной симметрии $SU(6)_W$ не противоречит экспериментальным данным. Это может служить аргументом в пользу применяемой схемы нарушений [1, 2, 3].

Авторы сердечно благодарны Я. Клосиньскому за полезные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Матричные элементы массового оператора (2) в нарушенной симметрии $SU(6)_W$ зависят от четырех параметров: A — соответствует точной симметрии и a, b, c — нарушениям. Воспользовавшись численными значениями параметров для массового оператора, можем положить: $b = 2a$, $c = -6a$. Тогда матричные элементы массового оператора для 56-плета имеют вид:

$$\begin{aligned} N &= A-4a & N^* &= A+5a \\ \Lambda &= A+1{,}5a & Y^* &= A+9{,}5a \\ \Sigma &= A+3{,}5a & \Xi^* &= A+14a \\ \Xi &= A+8a & \Omega &= A+18{,}5a \end{aligned}$$

($A \equiv M_0$ — центральная масса для 56-плета барионов). Эти формулы хорошо воспроизводят массы 56-плета, о чем легко убедиться, если положить $A = 1075$ Мэв, $a = 32$ Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Н. Заславский, В. Тыбор, *Acta Phys. Polon.* **35**, 777 (1969).
[2] С. Гилер, В. Лефик, В. Тыбор, *Acta Phys. Polon.*, **B1**, 000 (1970).
[3] А. Н. Заславский, В. Тыбор, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 373 (1969).
[4] H. Harari, *High Energy Physics and Elementary Particles*, Inter. Atomic Energy Agency, Vienna 1965.
[5] N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, L. R. Price, A. H. Rosenfeld, P. Soding, Ch. G. Wohl, M. Roos, G. Conforto, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 109 (1969).
[6] S. N. Gupta, *Phys. Rev.*, **151**, 1235 (1966).