*Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 4, стр. 253 – 254.* 20 августа 1975 г.

# О ФОРМФАКТОРАХ ВЕКТОРНЫХ ЧАСТИЦ

*П.Э. Волковицкий, Е.И.Каминская* [1)]

Рассматриваются векторные и аксиальные формфакторы перехода векторной частицы в векторную. Показано, что в случае, когда массы векторных частиц не равны, существует дополнительный аксиальный ток перехода.

Не исключено, что в семействе новых стабильных частиц, представители которого были недавно открыты, будут наблюдаться радиационные и слабые переходы между векторными частицами. Поэтому представляется интересным рассмотреть формфакторы векторных частиц и переходов одной векторной частицы в другую. Вопрос о формфакторах частиц с высшими спинами неоднократно обсуждался в литературе [1 – 3], однако, как правило при этом использовался формализм, пригодный для описания всех спинов (формализм Баргмана – Вигнера, биспинорный и т.д.), в то время как наиболее естественным образом векторная частица описывается поперечным четырехвекторным $e_\alpha$ ($e_\alpha k_\alpha = 0$).

Предположим, что переходы осуществляются между векторными частицами, принадлежащими к одному представлению группы сильных взаимодействий. Тогда матричный элемент тока обратного перехода может быть получен из матричного элемента тока прямого перехода путем взаимной замены индексов начального и конечного состояний у всех величин. $CP$-инвариантность и эрмитовость гамильтониана взаимодействия требует равенства $CP$ преобразованного тока эрмитово-сопряженному:

$$(J_0, \mathbf{J})^{CP} = (-J_0^+, \mathbf{J}^+). \qquad (1)$$

Эти условия из всей совокупности векторных и аксиальных комбинаций, построенных из четырех векторов начальной частицы $e_\mu^{(1)}$, конечной частицы $e_\mu^{(2)}$ и импульсов этих частиц $k_\mu^{(1)}$ и $k_\mu^{(2)}$, оставляют следующие члены:

$$V_\mu^{(1)} = f_1(q^2)\,(e_\alpha^{(1)} e_\alpha^{(2)})\,(k_\mu^{(1)} + k_\mu^{(2)}),$$

$$V_\mu^{(2)} = f_2(q^2)\,[\,e_\mu^{(1)}(e_\alpha^{(2)} k_\alpha^{(1)}) + e_\mu^{(2)}(e_\alpha^{(1)} k_\alpha^{(2)})\,], \qquad (2)$$

---

[1)] Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

$$V_\mu^{(3)} = f_3(q^2)\,(e_\alpha^{(1)} k_\alpha^{(1)})\,(e_\beta^{(2)} k_\beta^{(1)})\,(k_\mu^{(1)} + k_\mu^{(2)}),$$

$$A_\mu^{(1)} = i g_1(q^2)\,\epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\, e_\alpha^{(1)} e_\beta^{(2)} (k_\gamma^{(1)} + k_\gamma^{(2)}), \qquad (2)$$

$$A_\mu^{(2)} = i g_2(q^2)\, q_\mu \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, e_\alpha^{(1)} e_\beta^{(2)} k_\gamma^{(1)} k_\delta^{(2)},$$

$$A_\mu^{(3)} = i g_3(q^2)\,[\,(e_\delta^{(1)} k_\delta^{(2)})\,\epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\, e_\alpha^{(2)} k_\beta^{(1)} k_\gamma^{(2)} + (e_\delta^{(2)} k_\delta^{(1)}) \times$$

$$\times\, \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\, e_\alpha^{(1)} k_\beta^{(1)} k_\gamma^{(2)}],$$

где $q = k^{(2)} - k^{(1)}$.

Из равенства (1) следует, что функции $f_i(q^2)$ и $g_i(q^2)$ действительны.

Отметим, что в случае равенства масс начальной и конечной частиц $V_\mu^{(i)} q_\mu = 0$ и $A_\mu^{(3)} = q^2/2 A_\mu^{(1)} - A_\mu^{(2)}$ (для простоты все $g_i(q^2)$ приняты равными единице). Тогда у векторной частицы имеется три векторных $CP$-инвариантных формфактора, отвечающих электрическим монопольному и квадрупольному переходам и магнитному дипольному переходу, и два аксиальных. Продольная часть тока $A_\mu$ в этом случае соответствует псевдоскалярному переходу, так что у векторной частицы оказывается только один $CP$-инвариантный аксиально-векторный формфактор. Так и должно быть из общих соображений [4].

Авторы благодарны В.В.Анисовичу, Н.Н.Николаеву и М.С.Маринову за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
8 июля 1975 г.

## Литература

[1] V.Glaser, B.Jakšić. Nuovo. Cim., 5, 1197, 1957.
[2] А.Д.Долгов. Письма в ЖЭТФ, 2, 494, 1965.
[3] М.С.Маринов. ЯФ, 4, 397, 1966.
[4] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, М.В.Терентьев. Письма в ЖЭТФ, 2, 466, 1965.