ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

D-514

Чжоу Гуан-чжао

О ПСЕВДОВЕКТОРНОМ ТОКЕ В ЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

ЖЭТФ, 1960, т39, в3, с703-712

Дубна 1960 год

D-514

Чжоу Гуан-чжао

О ПСЕВДОВЕКТОРНОМ ТОКЕ В ЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

Направлено в ЖЭТФ

А н н о т а ц и я

С помощью аналитических свойств некоторого матричного элемента пересмотрен вывод Фейнмана, Гелл-Манна и Леви о результате Голдбергера и Треймана по распаду $\pi \longrightarrow \mu + \nu$.

Показано, что результат Г.Т. справедлив для более широких классов сильных взаимодействий, в том числе и для обычной псевдоскалярной теории псевдоскалярной связи. Получена формула, которую можно использовать для экспериментальной проверки принятых предположений. Обсуждаются аналогичные случаи для лептонных распадов гиперонов и К-мезонов.

1. Введение

В настоящее время универсальная V -А теория Фейнмана и Гелл-Манна, Сударсхана и Маршака хорошо согласуется со всеми опытными данными по β -распаду и распаду μ -мезона [1]. Экспериментальное соотношение вероятностей для двух видов распадов π -мезонов $\frac{R(\pi \to e+\nu)}{R(\pi \to \mu+\nu)}$ тоже согласуется с теоретическим предсказанием. Можно думать поэтому, что универсальная V -А теория верна и для процессов захвата μ -мезонов в ядре.

Одним из важнейших вопросов является вычисление вероятности распада $\pi \to \mu + \nu$ по универсальной V -А теории. Этот вопрос был изучен подробно в работе Гольдбергера и Треймана /Г.Т./ [2] с помощью техники дисперсионной теории. Несмотря на то, что Г.Т. сделали много грубых приближений, численный результат их работы почти точно совпадает с экспериментальным.

Совсем недавно Фейнман, Гелл-Манн и Леви /Ф.Г.Л./ в очень интересной статье пересмотрели этот вопрос [3]. Они показали, что результат Г.Т. может быть получен строго в некоторых моделях. Именно, запишем гамильтониан для β -распада и захвата μ -мезонов в виде

$$H = \frac{g}{\sqrt{2}} (P_\alpha + V_\alpha) L_\alpha + \text{herm. conj.}, \qquad /1/$$

где

$$L_\alpha = \bar{\nu} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) e + \bar{\nu} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \mu$$

P_α и V_α есть псевдовекторный и векторный ток для слабых взаимодействий соответственно. Ф.Г.Л. удалось найти три модели сильных взаимодействий, в которых имеет место следующее уравнение:

$$\partial_\alpha P_\alpha = i \frac{a}{\sqrt{2}} \pi(x), \qquad /2/$$

где a есть постоянный параметр; $\pi(x)$ — оператор поля пионов. С помощью уравнения /2/ Ф.Г.Л. получили результат Г.Т. простым и изящным образом.

Ф.Г.Л. отметили, что в следующей статье Берштейна, Гелл-Манна и Тирринга их результаты будут обобщены для любой теории сильных взаимодействий. В их новой теории, как говорится в /3/, появляется формфактор $\varphi(s)$, который в обычной теории является очень сложным. По мнению Ф.Г.Л. только в случае их моделей разумно считать, что $\varphi(s)$ медленно меняется.

После изучения работы /3/ мы пришли к выводу, что результат Г.Т. является хорошим приближением для более широких классов сильных взаимодействий. В настоящей статье такой вывод рассматривается при следующих предположениях:

1. Матричный элемент $\langle n | \partial_\alpha P_\alpha(0) | p \rangle$ является аналитическим по переменной $s = -(p_n - p_p)^2$.

2. Если матричный элемент коммутатора при равных временах равен нулю, то можем написать дисперсионное соотношение без вычитания.

3. Вклад ближайших сингулярностей в дисперсионном соотношении преобладает.

С нашей точки зрения форм-фактор $\varphi(s)$ действительно медленно меняется в любой теории, в которой имеет место дисперсионное соотношение без вычитания для некоторого матричного элемента.

В § 2 и § 3 приведен вывод результата Г.Т. в самом общем виде. Показано, что результат Г.Т. является хорошим приближением и для обычной псевдоскалярной теории с псевдоскалярной связью. Получено соотношение между псевдовекторной константой g_A для μ -захвата, g_A для β -распада и псевдовекторной константой связи f для μ -захвата. Поскольку мы можем измерить $g_{A\mu}$, $g_{A\beta}$ и f отдельно, проверка этого соотношения между константами явится чувствительной проверкой принятых предположений об универсальности псевдовекторной связи в слабом взаимодействии и аналитичности некоторого матричного элемента.

В § 4 аналогичным образом рассмотрены лептонные распады гиперонов и К-мезонов. Показано из данных по времени жизни К-мезонов, что псевдовекторная константа связи g_{AY} для β -распада гиперонов меньше g_A для β -распада нейтронов.

II. Результат Голдбергера и Треймана

Обозначим псевдоскалярный оператор $i\partial_\alpha P_\alpha$ через $O(x)$

$$i\partial_\alpha P_\alpha(x) \equiv O(x). \qquad /3/$$

Применяя это равенство к распаду $\pi\to\mu+\nu$, получим

$$\langle 0|O(0)|\pi\rangle = -q_\alpha \langle 0|P_\alpha(0)|\pi\rangle, \qquad /4/$$

где q_α есть четырехмерный импульс пиона. Матричный элемент $\langle 0|P_\alpha(0)|\pi\rangle$ выражается в виде

$$\langle 0|P_\alpha(0)|\pi\rangle = -q_\alpha F(m^2)\big/\sqrt{2q_0}, \qquad /5/$$

где m есть масса пиона, $F(m^2)$ есть постоянный параметр, который определяется временем жизни пиона.

Подставляя /5/ в /4/, получим

$$\langle 0|O(0)|\pi\rangle = -m^2 F\big/\sqrt{2q_0}. \qquad /6/$$

Вернемся теперь к рассмотрению β -распада и μ -захвата. Матричный элемент $\langle n|P_\alpha(0)|p\rangle$ в общем случае имеет вид

$$\langle n|P_\alpha(0)|p\rangle = \bar{u}_n\{g_A\gamma_\alpha\gamma_5 + if(p_p-p_n)_\alpha\gamma_5\}u_p, \qquad /8/$$

где g_A и f есть инвариантные функции от $s=-(p_p-p_n)^2$.

Применяя равенство /3/ к β -распаду и захвату μ -мезона, получим

$$\langle n|O(0)|p\rangle = -(p_p-p_n)_\alpha\langle n|P_\alpha(0)|p\rangle. \qquad /9/$$

Подставляя /8/ в /9/, имеем

$$\langle n|O(0)|p\rangle = i(2Mg_A + fs)\bar{u}_n\gamma_5 u_p. \qquad /10/$$

Центральной проблемой является нахождение связи между матричными элементами $\langle n|O(0)|p\rangle$ и $\langle 0|O(0)|\pi\rangle$. Это нам удается сделать, если использовать свойства аналитичности матричного элемента

$$\langle n|O(0)|p\rangle = i\,\bar{u}_n \gamma_5 u_p T(s) \qquad /11/$$

$$T(s) = -\frac{\sqrt{2}GFm^2}{-s+m^2} + T'(s), \qquad /12/$$

где G есть перенормированная константа сильных взаимодействий пионов с нуклонами; $T'(s)$ есть функция, аналитическая в области

$$|s| < 9m^2. \qquad /13/$$

Вывод формул /11/–/14/ проводится в § 3. В § 3 будет показано также, что $T'(s)$ действительно является медленно меняющейся функцией для малых s.

В области

$$|s| < m^2$$

функция $T'(s)$ с хорошей точностью аппроксимируется константой.

Перепишем /12/ в виде

$$T(s) = -\frac{\sqrt{2}GFm^2}{-s+m^2}\varphi(s), \qquad /14/$$

где

$$\varphi(s) = 1 + \alpha\frac{s-m^2}{m^2}. \qquad /15/$$

Сравнивая /11/ и с /10/, получим

$$2Mg_A + fs = -\frac{\sqrt{2}GFm^2}{-s+m^2}\varphi(s). \qquad /16/$$

Очень важный факт состоит в том, что равенство /16/ имеет место для любых s.

Положив $s = 0$, получим

$$F = -\frac{2Mg_{A\beta}}{\sqrt{2}G\varphi(0)}, \quad g_{A\beta} = g_A(0). \qquad /17/$$

Это и есть основной результат Ф.Г.Л., полученный впервые в работе Гольдбергера и Треймана.

Для μ -захвата

$$S = -\frac{M m_\mu^2}{M + m_\mu} = -0.9\, m_\mu^2 .$$

Из /15/, /16/ и /17/ получим[x/]

$$2M g_{A\mu} + f_\mu S_\mu = \frac{m^2}{-S_\mu + m^2}\, 2M g_{A\beta} . \qquad /18/$$

Выражение /18/ является точным соотношением между g_A , f для μ -захвата и g_A для β -распада, которое можно проверить в опыте. Следует заметить, что вывод равенства /18/ производится самым общим способом при любом значении α . Как будет показано в § 3, это имеет место почти для любой теории, в которой матричный элемент $\langle n | \partial_\alpha P_\alpha(0) | p \rangle$ обладает аналитическим свойством.

Подставляя экспериментальные значения G , $g_{A\beta}$ и F в /17/, получим

$$\varphi(0) = 0.8 . \qquad /19/$$

Отсюда с помощью формулы /15/, находим

$$\alpha = 0.2 . \qquad /20/$$

Подчеркнем, что результат Г.Т. справедлив только для тех теорий, в которых имеет место неравенство

$$\alpha \ll 1 .$$

Этот вопрос будет обсуждаться в § 3.

---

x/ Это соотношение в неявном виде содержится в формуле Голдбергера и Треймана /7/ .

III. Аналитичность матричных элементов

Вернемся теперь к вычислению матричного элемента $\langle n | O(o) | p \rangle$. Действуя стандартным методом[5], пишем

$$\langle n | O(o) | p \rangle = -i \bar{u}_n \int d^4 z \, e^{-iP_n \cdot z} \langle o | T(\eta(z) O(o)) | p \rangle$$
$$- u_n^* \int d^4 z \, e^{-iP_n \cdot z} \langle o | [\psi_n(z), O(o)] | p \rangle \delta(z_0), \qquad /21/$$

где $\eta(z) = i S^+ \delta S / \delta \bar{\psi}_n(z)$ есть оператор тока для нейтронного поля. В дальнейшем будет опущен коммутатор при равных временах, который дал бы дополнительную константу в конечном выражении и не повлиял бы на аналитическую структуру матричного элемента, например, местонахождение полюсов и их вычеты, точки ветвления и т.д.

Заметим, что

$$T(\eta(z) O(o)) = \theta(-z) [O(o), \eta(z)] + \eta(z) O(o).$$

Второй член не дает вклада в матричном элементе. Таким образом

$$\langle n | O(o) | p \rangle = -i \bar{u}_n \int d^4 z \, e^{-iP_n \cdot z} \theta(-z) \langle o | [O(o), \eta(z)] | p \rangle. \qquad /22/$$

В системе координат $\vec{P}_p = 0$ легко показать по методу Боголюбова[6], что функция $T(S)$ в /11/ имеет полюс при $S = m^2$ и разрез, начинающийся с точки $S = 9m^2$. В остальных точках она является аналитической, если имеет место следующее неравенство

$$|\operatorname{Im} P_{no}| > |\operatorname{Im} \sqrt{P_{no}^2 - M^2}|, \qquad /23/$$

где

$$P_{no} = M - \frac{S}{2M}.$$

К сожалению, /23/ удовлетворяет только для мнимой массы нуклонов. Мы предположим в дальнейшем, что аналитичность матричного элемента по S не изменится при аналитическом продолжении по массовой переменной.

Вычет в полюсе $S=m^2$ легко вычисляется и равен $\sqrt{2}G\langle 0|O(0)|\pi\rangle\sqrt{2q_0}$.
Таким образом,

$$T(S)=\frac{\sqrt{2}G}{-S+m^2}\langle 0|O(0)|\pi\rangle\sqrt{2q_0}+T'(S)$$
$$=-\frac{\sqrt{2}GFm^2}{-S+m^2}+T'(S)\,. \qquad /24/$$

Соответствующая диаграмма Фейнмана для полюсного члена изображена на рис. 1.

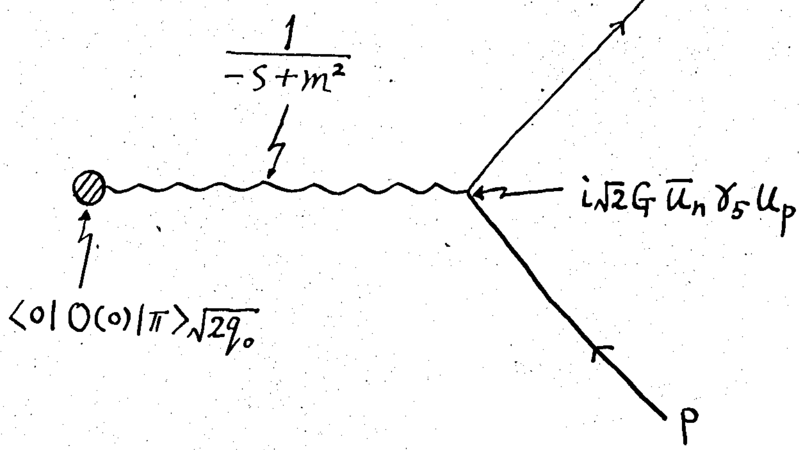

Рис. 1.

В /24/ $T'(S)$ есть аналитическая функция с точкой ветвления $S=9m^2$.
Спектральное разложение функции $T'(S)$ имеет вид

$$T'(S)=a_0+\frac{S}{\pi}\int_{9m^2}^{\infty}\frac{\rho(S')}{S'(S'-S)}dS', \qquad /25/$$

где $\rho(s')$ есть спектральная функция. Для малых S можем разложить $T'(S)$ в ряд по S, который имеет радиус сходимости $9m^2$.

Положив

$$T'(S) = \sum_n a_n S^n, \qquad /26/$$

легко доказать, что при больших n

$$\lim_{n\to\infty} \left| \frac{a_{n+1} S}{a_n} \right| \leqslant \frac{|S|}{9m^2}. \qquad /27/$$

Поэтому, ряд /26/ быстро сходится в области $|S| < m^2$.

Если спектральная функция не меняет знак, то неравенство /27/ имеет место и для малых n. В этом случае, для любых $n > 1$ мы имеем

$$|a_{n+1}| = \frac{1}{\pi} \left| \int_{9m^2}^{\infty} \frac{\rho(s')}{s'^{\,n+2}} ds' \right|$$

$$\leqslant \frac{1}{9m^2} \frac{1}{\pi} \left| \int_{9m^2}^{\infty} \frac{\rho(s')}{s'^{\,n+1}} ds' \right| = \frac{|a_n|}{9m^2}.$$

Заметим, что для β -распада и μ -захвата расстояние между точками $S = 0$ и $S = -0.9\, m_\mu^2$ намного меньше чем радиус сходимости $9m^2$. Поэтому с хорошей точностью разумно заменить $T'(S)$ одной константой и для β -распада и для μ -захвата /ошибка имеет порядок $0.9 m_\mu^2 / 9m^2 \simeq 1/20$ /.

Таким образом, получим окончательный результат

$$T(S) = -\frac{\sqrt{2}\, G F m^2}{-S + m^2} \varphi(S),$$

где

$$\varphi(s) = 1 + \alpha \frac{s - m^2}{m^2} .$$

Теперь перейдем к рассмотрению величины α. Если матричный элемент коммутатора при разных временах не равняется нулю, то с общей точки зрения надо использовать дисперсионное соотношение с вычитанием. В этом случае величина α пропорциональна константе вычитания, которая могла бы иметь большее значение.

Если, наоборот, матричный элемент коммутатора равняется нулю, то дисперсионное соотношение без вычитания имеет место. Тогда разумно считать, что вклад ближайшей сингулярности преобладает и величина α мала / $\alpha \simeq 0,2 << 1$ /.

Таким образом, разумно считать, что $\varphi(s)$ медленно меняется для любой теории, в которой имеет место дисперсионное соотношение без вычитания.

Рассмотрим обычную псевдоскалярную теорию, лагранжиан которой имеет вид

$$L = -\bar{N}(\hat{\partial} + M_0 - iG_0 \vec{\tau}\cdot\vec{\pi}\gamma_5)N - \frac{m_0^2 \pi^2}{2} - \frac{(\partial_\alpha \pi)^2}{2} - \lambda_0 \pi^4 . \qquad /28/$$

С помощью калибровочного преобразования

$$N \longrightarrow (1 + i\,\vec{\tau}\cdot\vec{v}\,\gamma_5)N$$

$$\vec{\pi} \longrightarrow \vec{\pi} + \frac{4M_0 + 2M}{3G_0}\vec{v} .$$

Получим по стандартному методу, изложенному в /3/

$$\vec{P}_\alpha = \bar{N}\vec{\tau}\gamma_\alpha\gamma_5 N - i\,\frac{4M_0 + 2M}{3G_0}\partial_\alpha \vec{\pi} . \qquad /29/$$

$$\vec{O}(x) = i\partial_\alpha \vec{P}_\alpha = 2G_0 \bar{N} N \vec{\pi} + i\frac{2(M_0-M)}{3} \bar{N} \vec{\tau} \gamma_5 N + \frac{4M_0+2M}{3G_0}(m_0^2 \vec{\pi} + 4\lambda_0 \pi^2 \vec{\pi}). \qquad /30/$$

Покажем в данном случае, что коммутатор при равных временах для оператора 0 не дает вклада в матричный элемент $\langle n | O(0) | p \rangle$. Рассмотрим матричный элемент коммутатора

$$\vec{I} = \langle 0 | 2G_0 N \vec{\pi} + i\frac{2(M_0-M)}{3} \vec{\tau} \gamma_5 N | N \rangle .$$

Из симметричных свойств имеем

$$\vec{I} = iA \vec{\tau} \gamma_5 u_N . \qquad /31/$$

Умножая /31/ слева на матрицу $\vec{\tau}\gamma_5$, получим

$$i3Au_N = -2i \langle 0 | \eta(0) | N \rangle ,$$

где

$$\eta(0) = iG_0 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi} \gamma_5 N + (M-M_0)N$$

есть ток нуклонного поля. Известно, что матричный элемент $\langle 0 | \eta(0) | N \rangle$ равняется нулю, и поэтому $\vec{I} = 0$.

Таким образом, мы показали, что в обычной псевдоскалярной теории существует псевдовекторный ток /29/, который удовлетворяет всем требованиям.

Если псевдовекторный ток имеет обычный вид

$$\vec{P}_\alpha = \bar{N} \vec{\tau} \gamma_\alpha \gamma_5 N,$$

то матричный элемент коммутатора не равняется нулю и дисперсионное соотношение без вычитания, вообще говоря, не имеет места. Даже в этом случаем есть надежда на то, что результат Г.Т. справедлив. Этот вопрос будет обсужден в приложении.

1У. Лептонные распады гиперонов и K-мезонов

Экспериментальный предел для вероятностей лептонных распадов Λ и Σ гиперонов на один порядок меньше теоретического значения, вычисленного при предположении, что эффективные константы связи в распадах гиперонов равны константам связи в β -распадах /7/. Многие авторы высказали мнение о том, что, по-видимому, универсальность слабых взаимодействий не распространяется на распады странных частиц. Тем не менее, разумно предположить существование ограниченной универсальности /лептонный ток в виде /1// /8/.

В дальнейшем предполагаем, что K-мезон есть псевдоскалярный мезон, V и A взаимодействия имеют место для лептонных распадов странных частиц. В этом случае гамильтониан для слабых распадов странных частиц имеет тоже вид /1/.

Матричный элемент для распада гиперонов имеет, вообще говоря, три члена

$$\langle N|P_\alpha(0)|Y\rangle = \bar{u}_N \{ g_{AY}\gamma_\alpha\gamma_5 + i\xi_Y[(\hat{P}_N-\hat{P}_Y)\gamma_\alpha - \gamma_\alpha(\hat{P}_N-\hat{P}_Y)]\gamma_5 + if_Y(P_Y-P_N)_\alpha\gamma_5\} u_Y. \qquad /32/$$

Отсюда

$$\langle N|O(0)|Y\rangle = i[(M_N+M_Y)g_{AY} + f_Y S]\bar{u}_N\gamma_5 u_Y, \qquad /33/$$

где

$$S = -(P_Y-P_N)^2.$$

Повторяя шаг за шагом рассуждения, проведенные в § 2 и § 3, легко получить следующее равенство

$$[(M_N+M_Y)g_{AY} + f_Y S] = -\frac{G_{KY}F_K m_K^2}{-S+m_K^2} + T_Y'(S), \qquad /34/$$

где G_{KY} есть перенормированная константа связи для KYN взаимодействий, F_K есть постоянный параметр, связанный с распадом K-мезонов.

$$\langle 0 | P_\alpha(0) | K \rangle = -q_\alpha F_K / \sqrt{2q_0}. \qquad /35/$$

Можно определить F_K из данных о времени жизни распада $K \longrightarrow \mu + \nu$. В /34/ $T'_Y(S)$ есть функция, аналитическая в области

$$|S| < (m_K + 2m_\pi)^2. \qquad /36/$$

Обозначим кинетическую энергию отдачи нуклона в системе покоя гиперона через T_N. Выражая S через T_N, получим

$$S = (M_Y - M_N)^2 - 2M_Y T_N. \qquad /37/$$

В данном случае S, соответствующие β распаду и μ -распаду, расположены очень близко друг от друга по сравнению с расстоянием между /37/ и $S = (m_K + 2m_\pi)^2$. Поэтому с хорошей точностью можно заменить $T'_Y(S)$ на одну константу a_Y. Таким образом

$$(M_N + M_Y) g_{AY} + f_Y S = \frac{G_{KY} F_K m_K^2}{-S + m_K^2} + a_Y. \qquad /38/$$

Соотношение /38/ можно использовать для проверки универсальности псевдовекторного тока в лептонных распадах странных частиц.

Применяя дисперсионную теорию Голдбергера и Треймана для функций f_Y, находим

$$f_Y = -\frac{G_{KY} F_K}{-S + m_K^2} + T''_Y(S), \qquad /39/$$

где $T''_Y(s)$ есть функция, аналитическая в области /36/, которую с хорошей точностью можно заменить на константу a'_Y.

Подставляя /39/ в /38/, получим

$$(M_N + M_Y)\, g_{AY} = -G_{KY} F_K + a_Y - s a'_Y .$$

Соотношение /42/ является обобщением формулы Гольдбергера и Треймана для распада странных частиц.

Экспериментальные данные о времени жизни K-мезона и π -мезона показывают, что $F_K^2 << F_\pi^2$. Поэтому при сравнении /40/ с /16/ видно, что с точностью до $a_Y - s a'_Y$

$$g_{AY}^2 << g_{A\beta}^2$$

даже для случая, когда G_{KY}^2 и G^2 имеют одинаковый порядок. Этот факт был впервые отмечен Сакита[9].

Подчеркнем, что наш метод легко обобщается и на случай скалярного K-мезона и на другие виды слабых взаимодействий. /Например $S + P$ /.

В случае, когда относительная четность K и YN положительна, мы имеем дело с диверганцией векторного тока

$$i\, \partial_\alpha V_\alpha(x) \equiv O(x). \qquad /42/$$

Матричный элемент $\langle N | V_\alpha(0) | Y \rangle$ имеет вид

$$\langle N | V_\alpha(0) | Y \rangle = \bar{u}_N \{ g_{VY} \gamma_\alpha + i \zeta_Y [(\hat{P}_N - \hat{P}_Y)\gamma_\alpha - \gamma_\alpha (\hat{P}_N - \hat{P}_Y)] + i d_Y (P_Y - P_N)_\alpha \} u_Y . \qquad /43/$$

Отсюда

$$\langle N | O(0) | Y \rangle = i\, [(M_N - M_Y)\, g_{VY} + d_Y s]\, \bar{u}_n u_Y . \qquad /44/$$

Легко повторить остальные рассуждения и окончательная формула имеет вид:

$$(M_N - M_Y)\,g_{VY} + d_Y s = -\frac{G_{KY} F_K m_K^2}{-s + m_K^2} + a_Y . \qquad /45/$$

Применяя дисперсионную теорию для функции d_Y, находим

$$d_Y = -\frac{G_{KY} F_K}{-s + m_K^2} + a_Y' . \qquad /46/$$

Подставляя /46/ в /45/, получим

$$(M_N - M_Y)\,g_{YY} = -G_{KY} F_K + a_Y - a_Y' s . \qquad /47/$$

Сравнивая /47/ с /16/ видно, что с точностью до $a_Y - a_Y' s$

$$\left(\frac{g_{VY}}{g_{A\beta}}\right)^2 \cong \left(\frac{2 M_N F_K G_{KY}}{(M_N - M_Y) F_\pi G_\pi}\right)^2 \qquad /48/$$

$$\simeq 5C \left(\frac{G_{KY}}{G_\pi}\right)^2 ,$$

где C имеет порядок единицы. Поэтому в случае скалярного K-мезона, малая вероятность лептонного распада гиперонов могла бы быть объяснена только тем, что константа связи G_{KY} для $KY\bar{N}$ взаимодействия меньше пион-нуклонной константы G_π .

Заметим, что Λ и Σ могут иметь равную относительную четность. Рассмотрим этот случай. Для простоты мы назовем K-частицу скалярной, если относительная четность K и ΛN является положительной, псевдовекторной – если она отрицательна. В случае псевдоскалярного K-мезона, соотношение /40/ справедливо для распада Λ – частицы , а /47/ справедливо для распада Σ – частиц, если мы запишем $\langle N | P_\alpha(0) | \Sigma \rangle$ в виде /43/. В случае скалярного K-мезона, наоборот, /47/ имеет место для распада Λ –частиц, а /40/ – для Σ – частиц, если запишем $\langle N | V_\alpha(0) | \Sigma \rangle$ в виде /32/.

Заметим, что соотношение /38/ и /45/ можно использовать для определения перенормированных констант связи G_{KY} , если будут проведены точные эксперименты по изучению распадов странных частиц.

Автор выражает сердечную благодарность проф. М.А.Маркову, проф. Я.А.Смородинскому, проф. Чжу Хун-юуан, Хэ Цу-сю и В.И.Огиевецкому за интерес и обсуждение результатов.

Приложение

В обычной теории псевдовекторный ток имеет вид

$$\vec{P}_\alpha = \bar{N} \vec{\tau} \gamma_\alpha \gamma_5 N, \qquad /A.1/$$

диверганция которого вычислена в [3] и равняется

$$\partial_\alpha P_\alpha = 2M_0 \bar{N} \vec{\tau} \gamma_5 N - 2iG_0 \bar{N} N \vec{\pi} . \qquad /A.2/$$

Для того, чтобы вычислить матричный элемент $\langle 0|O(0)|\pi\rangle$, запишем /A.2/ в виде

$$\vec{O}(x) = i\partial_\alpha \vec{P}_\alpha = \frac{2M_0}{G_0}\vec{j} + \frac{2M_0}{G_0}\left[(m^2-m_0^2)\vec{\pi} + 4\lambda_0 \vec{\pi}^2\vec{\pi}\right] + 2G_0 \bar{N} N \vec{\pi}, \qquad /A.3/$$

где $\vec{j}$ есть ток мезонного поля. Учитывая, что матричный элемент $\langle 0|\vec{j}(0)|\pi\rangle$ равен нулю, получим

$$\langle 0|O(0)|\pi\rangle = \frac{2M_0}{G_0}(m^2-m_0^2)\sqrt{Z_3}/\sqrt{2q_0} + \frac{8M_0}{G_0}\lambda_0 \langle 0|\pi^2\vec{\pi}|\pi\rangle + 2G_0 \langle 0|\bar{N} N \pi|\pi\rangle . \qquad /A.4/$$

Теперь перейдем к рассмотрению $\langle n|O(0)|p\rangle$. Перепишем /А.7/ в виде

$$\vec{O}(x) = \frac{4M_0+2M}{3G_0}\vec{j} + \vec{O}'(x), \qquad /А.5/$$

где оператор $\vec{O}'(x)$ имеет вид /30/.

В данном случае можем написать дисперсионное соотношение без вычитания для матричного элемента $\langle n|O'(0)|p\rangle$, полюсный член которого определяется в /12/. Таким образом,

$$\langle n|O(0)|p\rangle = \frac{(4M_0+2M)G\,d(s)F(s)}{3G_0}\sqrt{Z_3}\; i\bar{u}_n\gamma_5 u_p\sqrt{2} \qquad /А.6/$$

$$+ \langle n|O'(0)|p\rangle,$$

где $d(s)$ и $F(s)$ есть форм-фактор для функции распространения π-мезонов и вершиной части, соответственно. Если первый член в /А.6/ мал по сравнению с полюсным членом, то результат Г.Т. имел бы место и для обычной теории.

Предположим, что первый член в /А.5/ преобладает. Сравнивая /А.5/ и /6/, получим

$$F \simeq \frac{2M_0}{G_0}\,\frac{m_0^2-m^2}{m^2}\sqrt{Z_3}. \qquad /А.7/$$

С помощью /А.8/ первый член в /А.6/ выражается в виде

$$\frac{2M_0+M}{3M_0}\cdot\frac{m^2}{m_0^2-m^2}\,d(s)F(s)\left(F\sqrt{2}G\, i\bar{u}_n\gamma_5 u_p\right). \qquad /А.8/$$

Поскольку в теории возмущений величина $m_0^2-m^2$ квадратично расходится, очень вероятно, что

$$\frac{2M_0+M}{3M_0}\,\frac{m^2}{m_0^2-m^2}\,d(s)F(s) \ll 1. \qquad /А.9/$$

В этом случае первый член в /A.6/ действительно мал по сравнению с полюсным членом. Поэтому нам кажется, что результат Г.Т. справедлив и для обычной теории.

Интересно заметить еще другой пример, в котором псевдовекторный ток имеет вид

$$i\vec{P}_\alpha(x) = \partial_\alpha \vec{\pi}(x). \qquad /A.10/$$

Легко показать прямо из /A.10/, что матричный элемент для β - распада $\langle n|P_\alpha(0)|p\rangle$ равняется нулю.

Диверганция псевдовекторного тока в этом случае равняется

$$\begin{aligned} \vec{O}(x) &= i\partial_\alpha \vec{P}_\alpha = m_0^2\vec{\pi} - iG_0\bar{N}\vec{\tau}\gamma_5 N - 4\lambda_0 \pi^2\vec{\pi} \\ &= m^2\vec{\pi} - \vec{j}(x) = \vec{O}'(x) - \vec{j}(x). \end{aligned} \qquad /A.11/$$

Отсюда получим

$$\langle 0|O(0)|\pi\rangle = m^2\sqrt{Z_3}/\sqrt{2q_0} \qquad /A.12/$$

и

$$\langle n|O(0)|p\rangle = \langle n|O'(0)|p\rangle - \sqrt{2}G\,d(s)F(s)\sqrt{Z_3}\,i\bar{u}_n\gamma_5 u_p. \qquad /A.13/$$

Полюсный член равняется

$$\frac{m^2}{-s+m^2}\sqrt{2}G\sqrt{Z_3}\,i\bar{u}_n\gamma_5 u_p. \qquad /A.14/$$

Сравнивая /A.14/ со вторым членом в /A.13/, увидим, что они имеют одинаковый порядок и взаимно сокращаются.

Из этого примера мы знаем, что для тех теорий, в которых дисперсионное соотношение без вычитания для матричного элемента $\langle n|O(0)|p\rangle$ не имеет места, вообще говоря, результат Г.Т. не является хорошим приближением.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. *R. P. Feynman*, M.Gell-mann, Phys.Rev., 109, 193, 1958. E.C.G.Sudarshan, R.E.Marshak. Phys.Rev., 109, 1869, 1958.

2. M.L. Goldberger, S.B.Treiman, Phys.Rev., 110, 1178, 1958.

3. *R. P. Feynman*, M. Gell-Mann, M. Levy. The axial vector current in β -decay (препринт) 1960.

4. *L. Wolfenstein*, Nuovo Cimento, 8, 882 1958.
M.L. Goldberger, S.B. Treiman. Phys.Rev., 111, 355, 1958.

5. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. "Введение в теорию квантованных полей". ГИТТЛ,1957.
H. Lehmann, K.Symansik, W. Zimmermann, Nuovo Cimento, 1, 205, 1955.

6. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов. "Вопросы теории дисперсионных соотношений". ГИФМЛ, 1958.

7. F.S. Ctawford et al., Phys.Rev.Lett., 1, 377, 1958.
P.Nordin et al., Phys.Rev.Lett., 1, 380 1958.

8. Чжоу Гуан-чжао, В.Маевский. ЖЭТФ, 35, 1581, 1958.
R.H,Dalitz. Rev.Mod.Phys., 31, 823, 1959.

9. B. Sakita, Phys.Rev, 114, 1650, 1959.