ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2531

Е.И. Дайбог

ПРИМЕНЕНИЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ К МНОЖЕСТВЕННОМУ РОЖДЕНИЮ МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2531

Е.И. Дайбог

ПРИМЕНЕНИЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ К МНОЖЕСТВЕННОМУ РОЖДЕНИЮ МЕЗОНОВ

Ватсоном была доказана теорема, которая в применении к множественному рождению мезонов при столкновении с ядром, содержащим равное число n и p, дает следующее соотношение:

$$\frac{\bar{N}^{\circ}}{\bar{N}^{+} + \bar{N}^{-}} = \tfrac{1}{2} \quad ,$$

где $\bar{N}^{\circ}$, $\bar{N}^{+}$, $\bar{N}^{-}$ – средние числа π°, π^{+}, π^{-}-мезонов соответственно /1/. Результат был получен исключительно из соображений изотопической инвариантности. В области высоких энергий порядка 10^{10}–10^{12} эв, однако, имеются указания на нарушение этого соотношения и $\frac{\bar{N}^{\circ}}{\bar{N}^{+} + \bar{N}^{-}} \approx 1$ /2/. Возникают сомнения относительно того, все ли регистрируемые в опытах π° действительно являются π°, не есть ли часть их η°-мезоны? То есть не исключена возможность, что в действительности измеряется отношение $\frac{\bar{N}^{\circ} + \bar{N}^{\eta^{\circ}}}{\bar{N}^{+} + \bar{N}^{-}}$, где $\bar{N}^{\eta^{\circ}}$ – среднее число η°-мезонов. Цель настоящей работы – обобщение теоремы Ватсона на SU_{3} и вычисление последнего соотношения с помощью унитарной симметрии.

Запишем октет псевдоскалярных мезонов (все изложенное ниже с равным успехом относится к любому октету частиц, например, к октету векторных мезонов) в виде столбца:

$$\begin{pmatrix} K^{+} \\ K^{\circ} \\ \pi^{+} \\ \pi^{\circ} \\ \pi^{-} \\ \eta^{\circ} \\ \bar{K}^{\circ} \\ K^{-} \end{pmatrix}$$

Построим операторы проектирования n_i^{a} , которые действуют на волновую функцию i -го мезона и имеют собственное значение 1, если мезон занимает a -место в столбце и 0 – в остальных случаях. Они имеют вид:

$$n^{k^+} = ½ (YI_+I_- + (YI_+I_-)^2)$$

$$n^{k^0} = ½ (YI_-I_+ + (YI_-I_+)^2)$$

$$n^{\bar{k}^0} = ½ ((YI_+I_-)^2 - YI_+I_-)$$

$$n^{k^-} = ½ ((YI_-I_+)^2 - YI_-I_+)$$

$$n^{\pi^+} = ½ [I_+I_- - I_+I_-L_+L_- - I_-I_+K_+K_- + ½ (YI_-I_+ + (YI_-I_+)^2) - \\ - ½ ((YI_+I_-)^2 - Y I_+I_-)]$$

$$n^{\pi^0} = ½ [I_+I_-L_+L_- + I_-I_+K_+K_- - ½ (YI_+I_- + (YI_+I_-)^2) - ½ (YI_-I_+ + (YI_-I_+)^2)]$$

$$n^{\pi^-} = ½ [I_-I_+ - I_+I_-L_+L_- - I_-I_+K_+K_- + ½ (YI_+I_- + (YI_+I_-)^2) - \\ - ½ ((YI_-I_+)^2 - YI_-I_+)]$$

$$n^{\eta} = 1/3[K_+K_- + L_+L_- - ½ (I_+I_- + I_-I_+) + ½ (I_+I_-L_+L_- + I_-I_+K_+K_-) - \\ -7/4 (YI_+I_- + YI_-I_+) - 5/4 ((YI_+I_-)^2 + (YI_-I_+)^2)] ,$$

где Y , I , K , L – генераторы группы /3/.

Используя явный вид операторов проектирования, нетрудно получить обобщение теоремы Ватсона на SU_3 . Средние значения n_i^{a} по набору каких-либо квантовых состояний для любого a одинаковы:

$$\bar{n}_i^{a} = \sum_{\nu} (\phi_{\nu}^{\mu} , n_i^{a} \phi_{\nu}^{\mu}) = 1/8 . \tag{a}$$

Это означает, что если при столкновении каких-то частиц с одинаковой вероятностью осуществляются все ν состояния мультиплета μ , то число рождающихся мезонов из октета одинаково, так как если всего рождается N мезонов, то определяя

$$N^{a} = \sum_{i=1}^{N} n_i^{a} ,$$

имеем

$$\bar{N}^{k^+} = \bar{N}^{k^0} = ... = \bar{N}^{k^-} = \frac{N}{8} .$$

Однако реализуемые на опыте ситуации не соответствуют такой постановке задачи. Рассмотрим следующий случай. Пусть протон (то же самое для нейтрона) сталкивается с ядром, содержащим равное число n и p. Будем считать, что соударения парные, т.е., что протон соударяется в ядре только с одним нуклоном. Ватсон применил теорему, аналогом которой является равенство (а), для изотопической группы (π-мезоны) для вычисления $\frac{\bar{N}^{\circ}}{\bar{N}^{+}+\bar{N}^{-}}$ В случае SU_3 такое применение теоремы невозможно. Однако все же удается получить оценку интересующего нас отношения. В нашем случае столкновения p с ядром осуществляются состояния $(I I_3 Y)$: (002) из $\{10^*\}$ и (112), 102) из $\{27\}$. Вычислим средние значения нужных нам величин $\sum\limits_{\nu} N_{\nu}$ по этим состояниям

$$\sum_{\nu} N_{\nu} = \sum_{\nu} \sum_{i} n_i^{\nu},$$

имеем

$$\phi(p+p) \to \{27\}$$

$$\phi(p+n) \to \frac{1}{\sqrt{2}} \{10^*\} + \frac{1}{\sqrt{2}} \{27\},$$

следовательно, в 1-м случае вычисляется

$$(\phi^{27}_{112} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{27}_{112}),$$

во втором

$$\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \phi^{10^*}_{002} + \frac{1}{\sqrt{2}} \phi^{27}_{102} \Big| \sum_{\nu} n_{\nu} K \Big| \frac{1}{\sqrt{2}} \phi^{10^*}_{002} + \frac{1}{\sqrt{2}} \phi^{27}_{102}\right) =$$

$$= ½ (\phi^{10^*}_{002} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{10^*}_{002}) + ½ (\phi^{27}_{102} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{27}_{102}) + (\phi^{10^*}_{002} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{27}_{102}).$$

Интерференционный член для $n^{\pi^+} + n^{\pi^-}$ и $n^{\pi^{\circ}} + n^{\eta^{\circ}}$ равен нулю и задача сводится к вычислению квадратов коэффициентов Клебша-Гордана для SU_3.

$$(\phi^{10^*}_{002} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{10^*}_{002}) = \sum_{\nu\nu_2} \begin{pmatrix} 8 & \mu_2 & 10^* \\ \nu & \nu_2 & 002 \end{pmatrix}^2$$

$$(\phi^{27}_{112} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{27}_{112}) + ½ (\phi^{27}_{102} | \sum_{\nu} n_{\nu} | \phi^{27}_{102}) =$$

$$= \sum_{\nu\nu_2} \begin{pmatrix} 8 & \mu_2 & 27 \\ \nu & \nu_2 & 112 \end{pmatrix}^2 + ½ \begin{pmatrix} 8 & \mu_2 & 27 \\ \nu & \nu_2 & 102 \end{pmatrix}^2.$$

Результат получается следующий

$$\frac{(\phi^{10^*} | \pi^+ + \pi^- | \phi^{10^*})}{(\phi^{10^*} | \pi^0 + \eta^0 | \phi^{10^*})} = 0{,}76$$

$$\frac{(\phi^{27} | \pi^+ + \pi^- | \phi^{27})}{(\phi^{27} | \pi^0 + \eta^0 | \phi^{27})} = 1{,}02 .$$

То есть, как и ожидалось, $\frac{\bar{N}^+ + \bar{N}^-}{\bar{N}^0 + \bar{N}^{\eta^0}}$ и в случае $\{10^*\}$, и в случае $\{27\}$ близко к 1.

Таким образом, из изложенного выше следует:

1) Прямое применение обобщенной на SU_3 теоремы Ватсона возможно только в случае физически нереализуемых начальных состояний сталкивающихся частиц, когда с одинаковой вероятностью осуществляются все ν состояния мультиплета μ.

2) Для физически реализуемых начальных состояний (в нашем случае столкновения p с ядром $-\phi^{10^*}_{002}$, ϕ^{27}_{112}, ϕ^{27}_{102}) удается получить неравенства $0{,}76 < \frac{N + N}{N^0 + N} < 1{,}02$, позволяющие оценить соотношение между заряженной и нейтральной компонентами.

Все рассмотрение проведено для точной SU_3. Учет разности масс по формуле /4/

$$\Omega_N = 4(4\pi Q^2 a/\rho)^{N-2} \quad a^{-1/2} \exp(\rho/a) \prod_{j=1}^{N} \mu_j K_1\left(\frac{\rho\mu}{a}\right),$$

где N - число частиц, Q - полный 4-импульс, $M = \sqrt{Q^2}$ - масса распадающейся системы, $a = 1 - \Sigma\mu$, $\mu = \frac{m}{M}$, ρ - число порядка N, показывает, что в ультрарелятивистской области (когда все рождающиеся частицы релятивистские) фазовый объем практически не зависит от масс рождающихся частиц. В нерелятивистском случае, а также в промежуточном случае, когда рождаются как те, так и другие частицы, фазовый объем уменьшается при увеличении масс частиц, и поэтому число η^0-мезонов может оказаться уменьшенным. Однако уже при ускорительных энергиях практически все мезоны считаются релятивистскими, поэтому учет разницы масс в фазовых объемах не должен искажать полученных неравенств. Таким образом, учет η^0-мезонов среди вторичных частиц при высокоэнергетических нуклонных соударениях может объяснить наблюдаемое на опыте соотношение заряженной и нейтральной компонент.

Я выражаю глубокую благодарность А.М. Балдину за постоянное руководство, внимание и интерес к работе и А.Б. Говоркову за ценные советы и обсуждения.

Литература

1. K.N.Watson. Phys. Rev. 85, 852 (1952).
2. В.С. Мурзин. Изв. АН СССР, сер. физ. XXУШ, № 11, стр. 1790.
3. D'Swart Rev. Mod. Phys. 35, 916 (1963).
4. В.А. Колкунов. ЖЭТФ, т. 43, вып. 4 (10), стр. 1448.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1965 г.