ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2469

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дао Вонг Дык

ПРОТОН-АНТИПРОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ В $SU(6)_W$ СИММЕТРИИ

1965

Р-2469

Дао Вонг Дык

ПРОТОН-АНТИПРОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ В $SU(6)_W$ СИММЕТРИИ

Схема $SU(6)_W$, предложенная в работе [1], может быть использована при рассмотрении релятивистских коллинеарных процессов. Она с успехом дает предсказания для электромагнитных формфакторов [2], вершинных функций [1], слабых распадов [3]. Эта схема была также использована для рассмотрения процессов фоторождения и мезон-барионного рассеяния [4]. Сравнение всех теоретических предсказаний, вытекающих из $SU(6)_W$, с экспериментом представляло бы большой интерес.

В настоящей работе, исходя из идеи $SU(6)_W$, мы получим некоторые простые соотношения между дифференциальными сечениями процесса протон-антипротонного рассеяния вперед-назад:

$$\tilde{p} + p \to \tilde{B} + B. \tag{1}$$

Так как для барионов (антибарионов), состоящих из трех кварков (антикварков), классификация по W -спину такая же, как и классификация по обычному σ -спину, то мы можем здесь использовать обычную технику $SU(6)_\sigma$ [5]. В частности, волновая функция для 56-барионных состояний также имеет вид:

$$\Psi_{ABC} = \chi_{\alpha\beta\gamma} D_{abc} + \frac{1}{3\sqrt{2}} (\epsilon_{\alpha\beta} \chi_{\gamma} \epsilon_{abc} N_c^d + \text{цикл.}), \tag{2}$$

где греческие индексы теперь относятся к W -спину, а латинские индексы по-прежнему - к унитарному спину.

Общий вид матричного элемента процесса (1) есть:

$$\begin{aligned} M = {} & f_0 \bar{\Psi}^{ABC} \Psi_{ABC} \tilde{\Psi}^{DEF} \bar{\tilde{\Psi}}_{DEF} + \\ & + f_1 \bar{\Psi}^{ABC} \tilde{\Psi}_{ABC} \tilde{\Psi}^{DEF} \Psi_{DEF} + \\ & + f_2 \bar{\Psi}^{ABC} \Psi_{ABD} \tilde{\Psi}^{DEF} \bar{\tilde{\Psi}}_{CEF} + \\ & + f_3 \bar{\Psi}^{ABC} \tilde{\Psi}_{ABD} \tilde{\Psi}^{DEF} \Psi_{CEF} . \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь волна над функцией означает антибарион, а черта - оператор рождения.

Подставляя (2) в (3), мы можем выразить матричные элементы процесса (1) для каждого допустимого набора проекций W -спина[x)] на ось Z (направление рассеяния) через четыре неизвестных фактора f_i. Возведя их в квадрат и просуммировав, мы получим дифференциальное сечение рассеяния (вперед-назад), которое будем обозначать через σ [xx)].

Заметим, что первый член в (3) не дает вклада в сечение всех интересующих нас процессов, кроме упругого процесса $\tilde{\tilde{p}} + p \to \tilde{\tilde{p}} + p$, сечение которого поэтому никак не связано с сечением других процессов. Для них в выражениях для сечений, вообще говоря, еще содержатся шесть неизвестных факторов: $|f_i|^2$, $\mathrm{Re}\, f_i f_k^*$ $(i,k=1,2,3)$. Поэтому многие из полученных соотношений выглядят громоздко, и вряд ли все они представляют практический интерес. Однако, если нас будут интересовать только процессы

$$\tilde{\tilde{p}} + p \to \tilde{\tilde{B}}_1 + B_2, \; (B_1 \neq B_2), \tag{4}$$

то, как легко видеть, второй член в (3) тоже отпадает, и в выражениях σ для процессов (4) остается только 3 неизвестных фактора $|f_2|^2$, $|f_3|^2$ и $\mathrm{Re}\, f_2 f_3^*$.

Вычисление приводит к следующим результатам:

1.
$$\sigma(\tilde{\tilde{\Lambda}}\Sigma^\circ) = \sigma(\tilde{\tilde{\Sigma}}{}^\circ\Lambda), \quad \sigma(\tilde{\tilde{p}}, N^{*+}) = \sigma(\tilde{\tilde{N}}{}^{*+} p), \ldots \tag{5}$$

Отметим, что соотношения (5) получаются непосредственно из (3) без какого-либо дополнительного требования.

2. Далее имеем:

$$\sigma(\tilde{\tilde{\Lambda}}\,\Sigma^\circ) = \frac{3}{20}\,|3F_2 + 5F_3|^2$$

$$\sigma(\tilde{\tilde{p}}\,N^{*+}) = \sigma(\tilde{\tilde{n}}\,N^{*\circ}) = 10\,|F_2 + F_3|^2$$

$$\sigma(\tilde{\tilde{\Sigma}}{}^{+}Y^{*+}) = \frac{2}{5}\,|F_2 + 4F_3|^2$$

$$\sigma(\tilde{\tilde{\Sigma}}{}^{\circ}\,Y^{*\circ}) = \frac{1}{10}\,|F_2 + 3F_3|^2$$

$$\sigma(\tilde{\tilde{\Sigma}}{}^{-}\,Y^{*-}) = \frac{2}{5}\,|F_3|^2$$

---

x) При этом в (2) необходимо использовать норму

$$\|\chi_{\alpha\beta\gamma}\| = 4, \qquad \|\chi_\alpha\| = 2.$$

xx) Точнее, здесь σ означает дифференциальное сечение, разделенное на плотность конечных состояний.

$$\sigma(\tilde{\bar{\Lambda}}\, Y^{*o}) = \frac{3}{10} | 3F_2 + 5F_8 |^2$$

$$\sigma(\tilde{\bar{\Xi}}^{o}\, \Xi^{*o}) = \frac{32}{5} | F_8 |^2$$

$$\sigma(\tilde{\bar{\Xi}}^{-}\, \Xi^{*-}) = \frac{2}{5} | F_8 |^2,$$

где F_2 и F_8 отличаются от f_2 и f_3 лишь некоторым численным множителем.
Из (6) следует:

$$\sigma(\tilde{\bar{\Lambda}}\, Y^{*o}) = 2\sigma(\tilde{\bar{\Lambda}}\, \Sigma^{o})$$

$$\sigma(\tilde{\bar{\Xi}}^{o}\Xi^{*o}) : \sigma(\tilde{\bar{\Xi}}^{-}\Xi^{*-}) : \sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}^{-}Y^{*-}) = 16 : 1 : 1$$

$$2\sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}^{-}Y^{*-}) + \frac{1}{3}\sigma(\tilde{\bar{\Lambda}}\, Y^{*o}) = 3\sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}^{o}\, Y^{*o}) + \frac{3}{50}\sigma(\tilde{\bar{p}}\, N^{*+})$$

$$3\sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}^{-}Y^{*-}) + 6\sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}^{o}\, Y^{*o}) = \sigma(\tilde{\bar{\Sigma}}\, Y^{*+}) + \frac{1}{50}\sigma(\tilde{\bar{p}}\, N^{*+}).$$

Среди найденных соотношений особо подчеркнем[x)] следующее

$$\sigma(\tilde{\bar{p}}p \to \tilde{\bar{\Xi}}^{o}\Xi^{*o}) : \sigma(\tilde{\bar{p}}p \to \tilde{\bar{\Xi}}^{-}\Xi^{*-}) = 16 : 1\ ,$$

экспериментальная проверка которого дала бы сильный аргумент для проверки самой гипотезы $SU(6)_W$.

Литература

1. H.L.Lipkin and S.Meshkow. Phys.Rev. Lett. 14, 670 (1965).
2. K.L.Barnes, P.Carruthers and F. von Hippel, Phys.Rev.Lett.14,82 (1965).
3. D.Horn, M.Kugler, H.L.Lirkin, S.Meshkov, L.C.Carter and L.Coyne, Phys. Rev. Lett. 14, 717 (1965).
4. L.S C.Carter, L.Coyne, S.Meshkow, D.Horn, M.Kugler, H.L.Lirkin. Phys. Rev. Lett. 15, 373 (1965).
5. B.Sakita, Phys. Rev. 136, 1756 (1964). F.Gursey and L. Radicati, Phys. Rev. Lett. 13, 173 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1965 г.

---

x) Благодарю В.И. Огиевецкого, обратившего мое внимание на это обстоятельство.