

3
5-20
840

7.3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

А.М. Балдян и Нгуен Ван Хьеу

P - 840

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ
ВЕКТОРНЫХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

ж.э.т.ф., 1962, т.42, в.3, с.905.

А.М. Балдин и Нгуен-Ван-Хьеу

P - 840

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ
ВЕКТОРНЫХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1299/5-38.

Еще в ранних работах /см., например, /1//, посвященных исследованию фоторождения векторных мезонов на основе борновского приближения, отмечалось, что сечение этого процесса должно иметь резкий максимум для угла $\theta = 0$ и возрастет с энергией фотона (k) как k^2 . Эти особенности легко понять на основе простого полуклассического рассмотрения /1/, согласно которому вероятность процесса пропорциональна энергии взаимодействия фотона с мезоном:

$$\left[\frac{e v A + \mu \operatorname{rot} A}{1 - v \cos \theta} \right]. \quad /1/$$

Здесь e и μ - заряд и магнитный момент мезона, A - вектор-потенциал электромагнитного поля. Знаменатель отражает эффект запаздывания. Из /1/ непосредственно следуют отмеченные закономерности и чрезвычайная критичность сечения к величине магнитного момента мезона.

Этим закономерностям можно придать силу теории эффекта на основе выделения периферической части процесса, описываемой диаграммами типа рис. 1. Такое выделение дает возможность доказать векторный характер некоторых нестабильных частиц и определить их аномальные магнитные моменты. Цель настоящей заметки - обсуждение этих возможностей. Нами были рассмотрены случаи фоторождения следующих нестабильных частиц, спин которых может быть равен 1 по обсуждаемым в литературе предположениям: K^+ -частиц / $K\pi$ -резонанса /^{2/} и бипионов / $\pi\pi$ -резонанса /^{3/}.

Сечение фоторождения K^+ на протоне имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^2 f^2 q}{(8\pi)^2 k} \frac{F_1 g^2 + F_2 g + F_3}{E^2 (x + m^2)^2} + B. \quad /2/$$

Здесь первый член обусловлен диаграммой типа рис. 1, а член B содержит амплитуду центрального столкновения / вычисление которой в настоящее время не представляется возможным / и интерференционный член, f - константа $K^+ N Y$ взаимодействия, g - гиромагнитное отношение, q - им-

пульс мезона, k - импульс фотона, $x = (k - q)^2 - (k^0 - q^0)^2$,
 E - полная энергия в системе центра масс, m - масса мезона,

$$F_1 = (E^2 - M_N^2)(E^2 - M_N^2 - m^2 - x) + \frac{x(x+m^2)^2}{4m^2} + \frac{q^2 \text{Sin}^2 \theta}{2m^2} (E^2 - M_N^2)^2 +$$

$$+ (M_Y^2 - M_N^2)(2E^2 - 2M_N^2 - m^2 - x) \frac{x+m^2}{2m^2} + (M_Y - M_N)^2 \frac{(x+m^2)^2}{4m^2} [x+3m^2 + (M_N + M_Y)^2],$$

$$F_2 = -\frac{q^2 \text{Sin}^2 \theta}{m^2} (E^2 - M_N^2)(2E^2 - 2M_Y^2 - m^2 - x) - \frac{M_Y^2 - M_N^2}{m^2} (2E^2 - 2M_N^2 - m^2 - x)(m^2 + x + q^2 \text{Sin}^2 \theta) -$$

$$- \frac{(M_Y - M_N)^2}{m^4} (x + m^2)^2 [x + m^2 + (M_Y + M_N)^2], \quad /3/$$

$$F_3 = \frac{2q^2 \text{Sin}^2 \theta}{m^2} [(E^2 - M_Y^2)(E^2 - M_Y^2 - m^2 - x) + 2m^2(x - 2M_N M_Y)] +$$

$$+ (M_Y^2 - M_N^2)(E^2 - M_Y^2) \frac{4q^2 \text{Sin}^2 \theta}{m^2} + (M_Y - M_N)^2 \left\{ \frac{2q^2 \text{Sin}^2 \theta}{m^2} [m + 2(M_Y + M_N)^2] + \right.$$

$$\left. + \frac{(x+m^2)^2}{m^4} [x + (M_Y + M_N)^2] \right\}.$$

Относительная четность K^*YN принималась положительной. Сечение для реакций рождения бипиона получается из формул /2/, /3/, если в них положить равными массы барионов в начальном и конечном состояниях и заменить константу связи, а также g , m . F_2 и F_3 равны нулю для нейтральных частиц.

В формуле /2/ и получающихся из нее формулах явно не учтены другие особенности по передаваемому импульсу. Мы провели специальное исследование вклада диаграммы типа рис. 2., когда в промежуточном состоянии имеется не векторная, а псевдовекторная частица /соответственно K или π /.

Вклад этой диаграммы оказался значительно меньше вклада явно выделенного в /2/ при самых неблагоприятных величинах констант связи^{x/}. Константа связи f была оценена из экспериментальных данных по реакции

$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ в предположении, что за эту реакцию отвечает диаграм-

^{x/} Следует также отметить, что амплитуда, соответствующая этой диаграмме не интерферирует с основной полюсной диаграммой.

ма, изображенная на рис. 3. Константа связи $f_{K^*K\pi}$ оценивалась на основе данных о ширине $K\pi$ -резонанса. В результате для f^2 получилась величина ~ 2 . Для этого значения f^2 при $k=4\text{BeV}$, $\theta=0$ и аномальной части магнитного момента равной нулю первый член в /2/ составляет $10^{-31}\text{ см}^2/\text{стерад}$. При $\theta=30^\circ$ этот член уменьшается вдвое. Для определения произведения $f^2 g^2$ из экспериментальных данных можно воспользоваться стандартными методами выделения полюсной части, разработанными /4/ для анализа данных по рассеянию нуклон-нуклон. В слабо зависит от θ .

Таким образом, измерение сечений фоторождения нестабильных частиц в области малых углов представляется нам крайне желательным.

Авторы выражают благодарность профессору М.А. Маркову за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. А.М. Балдин и В.В. Михайлов. УФН, 44, 200 /1951/.
2. M.Alston, L.W.Alvarez, P.Eberhard, M.L.Good, W.Graziana, H.K.Ticho and S.G.Wojcicki. Phys. Rev. Lett., 6, 300 (1961).
3. W.R.Frazer and I.R.Fulco. Phys. Rev. Lett., 2, 365 (1959).
4. См., например, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ, 38, 1717 /1959/. P.Cziffra, M.H.MacGregor, M.I.Moravesik and H.P.Stapp. Phys.Rev., 114,880 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1981 года.

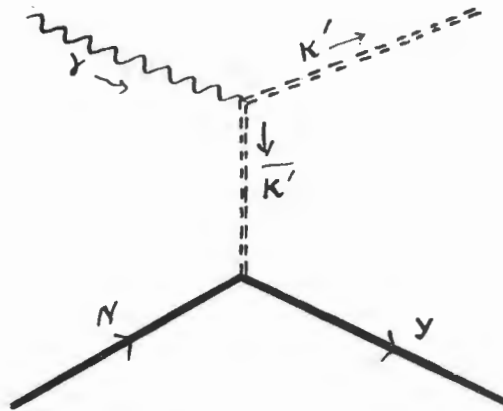


Рис.1.

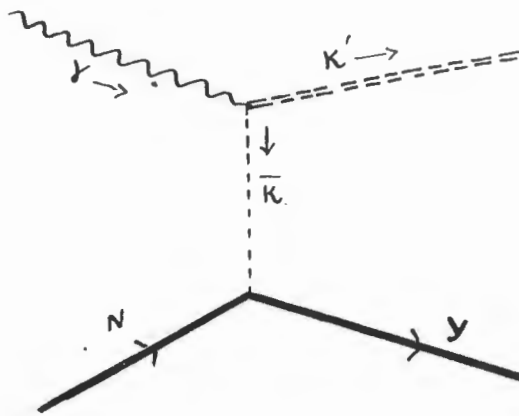


Рис.2.

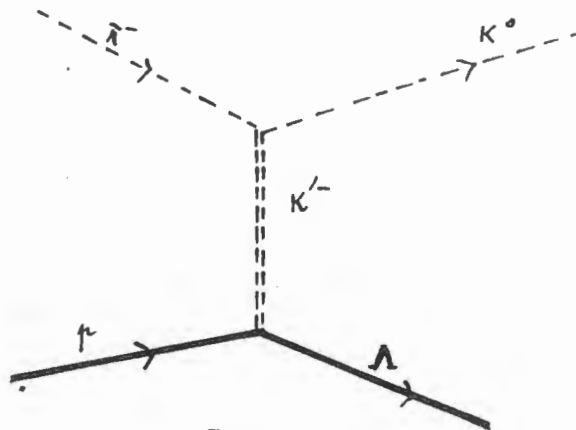


Рис.3.