

8
0-51

862



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Э.О. Оконов

Д-862

ПРЕДЕЛЫ ВОЗМОЖНОГО МАГНИТНОГО
МОМЕНТА K^0 -МЕЗОНА

ЖЭТФ, 1962, т 42, в. 6, с. 1554-1557.

Дубна 1961

Э.О. Оконов

Д-862

ПРЕДЕЛЫ ВОЗМОЖНОГО МАГНИТНОГО
МОМЕНТА K^0 -МЕЗОНА

Направлено в ЖЭТФ.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1324/6 чг

А н н о т а ц и я

На основании экспериментальных данных, полученных на синхрофазотроне
Лаборатории высоких энергий^{/3/}, сделана оценка верхнего и нижнего пределов
возможного магнитного момента K^0 -мезона $0.04 \mu_0 \leq \mu \leq 20 \mu_0$, где
 $\mu_0 = \frac{h}{2\pi} \left(\frac{e}{M_k} \right)$.

Показано, что значения $\mu > 20 \mu_0$ приводят к аномально большому сечению
рождения K^0/\bar{K}^0 -мезонов.

Полученные к настоящему времени экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что спин K^0 -мезона равен нулю. Однако, как было замечено Эберхардом и Гудом^{/1/}, вопрос о спине K^0 -мезона нельзя считать окончательно решенным, поскольку при анализе имеющихся экспериментальных результатов использовались более или менее произвольные предположения динамического характера^{x/}.

Вполне определенный вывод может быть сделан только на основании существования распада $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ ^{/2/}, откуда однозначно следует, что спин K^0 -мезона четный.

Очевидно, что обладающий ненулевым спином K^0 -мезон должен бы иметь также и магнитный момент. В этой связи представляет интерес оценить пределы величины возможного магнитного момента K^0 -мезона на основании результатов опыта, осуществленного недавно на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований^{/3/}. Несколько лет назад М. Гудом было показано, что, если K^0 -мезон обладает магнитным моментом, то при прохождении K_2^0 -частиц через магнитное поле будет иметь место регенерация короткоживущей K_1^0 -компоненты, сопровождающаяся распадом на 2π -мезона^{/4/}. Действительно, K_2^0 -частица представляет собой суперпозицию двух состояний: K^0 и анти- K^0 -мезона, в которых в соответствии с требованием СРТ - инвариантности/ при определенной ориентации спина K_2^0 -частицы магнитные моменты должны быть направлены относительно спина противоположным образом. В поперечном магнитном поле H между этими состояниями возникает разность энергий $\Delta E = 2m\mu H$ ^{xx/}, которая со временем приводит к сдвигу фаз между K^0 и \bar{K}^0 , в результате чего часть K_2^0 -мезонов переходит в K_1^0 , и тут же распадается на 2π ^{xxx/}.

В этом случае поведение K_1^0 и K_2^0 будет описываться уравнениями:

^{x/} Учитывая это обстоятельство, авторы предлагают эксперимент по определению спина K^0 -мезона, в котором не используются никакие другие предположения, кроме законов квантовой механики и сохранения импульсов.

^{xx/} Здесь m - проекция спина на направление магнитного поля /магнитное квантовое число/; если спин K -мезона 2, то $m = 0 \pm 1 \pm 2$.

^{xxx/} Этот эффект мы будем в дальнейшем называть для краткости "эффектом Гуда".

$$\frac{d\psi_1}{dt} = i M_1 \psi_1 - \frac{\lambda_1 \psi_1}{2} - \frac{m \mu H}{\hbar} \psi_2$$

$$\frac{d\psi_2}{dt} = i M_2 \psi_2 - \frac{\lambda_2 \psi_2}{2} + \frac{m \mu H}{\hbar} \psi_1,$$

где M_1, λ_1 и M_2, λ_2 - массы и постоянные распада K_1^0 и K_2^0 - мезонов соответственно. При решении этих уравнений ограничимся /так же, как это было сделано в ^{15/} / первым членом разложения, поскольку время перехода $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ велико по сравнению с временем жизни K_1^0 - мезона ($\frac{m \mu H}{\hbar} \lambda_1^{-1} \ll 1$). Если пренебречь также сильно затухающей экспонентой порядка $\lambda_1^{-1} \sim \exp(-\lambda_1 t)$, то для числа K_2^0 - мезонов в момент времени t получаем:

$$N_{K_2^0}(t) = N_0 \exp \left\{ -\frac{\lambda_2}{\gamma} t - \frac{\gamma}{\hbar^2} \frac{\lambda_1 (2m\mu H)^2}{4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2} t \right\}. \quad /1/$$

Как видно из этого выражения, обладающие магнитным моментом K_2^0 - мезоны в магнитном поле распадаются быстрее, причем второй член в экспоненте описывает убывание K_2^0 за счет превращения в K_1^0 . При этом отношение числа распадов K_1^0 - частиц /возникающих в результате "регенерации"/ к числу K_2^0 - распадов будет:

$$\frac{n_{K_1^0}}{n_{K_2^0}} = \frac{\gamma^2}{\hbar^2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{(2m\mu H)^2}{4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2}. \quad /2/$$

При анализе данных опыта ^{13/} следует принять во внимание, что в рассматриваемом эксперименте K_2^0 - мезоны прежде чем попасть в камеру проходят свыше 100 см в магнитном поле ускорителя / $H^1 \sim 10^4$ гаусс/^{x/}. В этом случае, как нетрудно видеть, у K_2^0 - мезонов, обладающих магнитным моментом, должна возникнуть поляризация в направлении магнитного поля.

Действительно, K_2^0 - мезоны в состояниях с магнитным квантовым числом $m \neq 0$ под действием "эффекта Гуда" постепенно превращаются в магнитном поле в K_1^0 - мезоны и тут же распадаются, не успев попасть в камеру. Что же касается состояний $m = 0$, то они не должны испытывать подобного действия магнитного поля ни в магните ускорителя, ни в анализирующем магните камеры, поскольку направления этих магнитных полей совпадают.

^{x/} Действием дополнительного "очищающего" магнита, использованного в этом опыте, можно пренебречь.

Будем считать также, что при рождении K^0 -частиц протонами $E_p \sim 9$ Бэв/ на ядре свинца отсутствует сколько-нибудь значительная поляризация относительно плоскости образуемой импульсами налетающего протона и рожденного K^0 -мезона. Это предположение вполне естественно, если учесть, что рассматриваемая плоскость не является, вообще говоря, плоскостью рождения из-за движения нуклонов в ядре. В опытах по рождению "странных" частиц на ядрах не было обнаружено заметной "поперечной" поляризации гиперонов /см., например, ^{16/}/. В этих условиях учет "поляризующего" действия магнитного поля ускорителя дает следующее выражение для относительного числа K_1^0 -мезонов, возникших и распавшихся в магнитном поле камеры:

$$\frac{n_{K_1^0}}{n_{K_2^0}} = \frac{\sum_m \gamma^2 / \hbar^2 \frac{\lambda_1 (2m\mu H)^2}{4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2} \exp\left(-\frac{\gamma}{\hbar^2} \frac{\lambda_1 (2m\mu H^2)^2 \ell}{4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2} \frac{\ell}{v}\right)}{\sum_m \lambda_2 \exp\left(-\frac{\gamma}{\hbar^2} \frac{\lambda_1 (2m\mu H^2)^2 \ell}{4(M_1 - M_2)^2 + \lambda_1^2} \frac{\ell}{v}\right)} \quad /3/$$

Здесь, кроме известных уже обозначений, ℓ -длина пути K_2^0 -частиц в магнитном поле ускорителя, v -их скорость $v \sim 1,7 \cdot 10^{10}$ см/сек -для средней энергии K_2^0 -мезона ~ 100 Мэв/, а $m = 0, \pm 1, \pm 2$. В рассматриваемом опыте среди 600 K_2^0 -распадов, наблюдавшихся в камере $H = 15000$ гаусс/, не было обнаружено ни одного распада $K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$. Этот результат дает возможность, используя формулу /3/, оценить верхний предел магнитного момента K^0 -мезона, который оказался равным $\mu \leq 0,04 \mu_0$ ($\mu_0 = \frac{h}{2\pi} \left(\frac{e}{M_K}\right)$ "К-мезонный магнетон"^{x/}). Как видно из формулы /3/, при большом магнитном моменте K^0 -мезона $\frac{n_{K_1^0}}{n_{K_2^0}}$ становится малым, поскольку в камеру попадают в основном K_2^0 -мезоны с $m=0$.

Так, при $\mu > 20 \mu_0$ в условиях эксперимента нельзя ожидать более одного K_1^0 -распада среди 600 распадов K_2^0 -мезонов. При этом, очевидно, пучок K_2^0 -частиц, попадающих в камеру, будет ослаблен в результате "эффекта Гуда" примерно в 5 раз.

^{x/} При расчете мы полагали одинаковыми относительные доли нейтральных распадов K_1^0 и K_2^0 -мезонов, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным ^{17,8/}. Мы считали также, что $|M_1 - M_2| = 0,84 \hbar \lambda_1 / 9$.

Оценим дифференциальное сечение рождения K_2^0 - мезонов под углом $\sim 100^\circ$ на ядре свинца протонами с $E_p \sim 9$ Бэв, воспользовавшись для этого результатами работы /10/. В предположении, что все ускоренные протоны взаимодействуют с мишенью, получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K^0} \sim 1.2 \text{ мб/стерад.}$$

В то же время соответствующее сечение для K^+ -мезонов /11/ /в пересчете на ядро свинца и соответствующий угловой интервал/ оказывается равным

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K^+} \sim 1.5 \div 2 \text{ мб/стерад}^{х/}.$$

Если бы поток K_2^0 -частиц ослаблялся из-за большого μ , то $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K^0} \sim 10$ мб/стерад, что уже существенно расходится с данными для K^+ -мезонов хх/.

Таким образом, предположение о большом магнитном моменте кажется маловероятным не только из общих соображений, но и потому, что оно приводит к аномально большому сечению рождения K^0/\bar{K}^0 - мезонов.

В заключение выражаю благодарность О.А. Хрусталеву за помощь в расчетах и обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ph. Eberhardt, M. Good. Phys. Rev. 120 (1442) 1960.
2. J. Brown, H. Bryant, D. Glaser et al. Phys. Rev. Lett., vol 3, (51) 1959.
3. М. Аникина, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. Препринт ОИЯИ Д-785, ЖЭТФ /в печати/.
4. M. Good. Phys. Rev. 105 (1120) 1957.
5. Э. Оконов, М. Подгорецкий, О. Хрусталева, Препринт ОИЯИ Д-647; ЖЭТФ /в печати/.
6. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В. Векслер, И. Врана, Дин-Да-цао, В. Иванов, Ким Хи Ин, Е. Кладницкая, А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А. Никитин, М. Соловьев, Т. Хофмоэль, Чен Ли-янь, ЖЭТФ 39 /1854/ 1960.

х/При этой оценке предполагалось в соответствии со статистическими распределениями, что в эксперименте /11/ регистрировалось больше половины всех K^+ -мезонов, испущенных под углом 100° .

хх/В действительности это расхождение еще больше, поскольку не все ускоренные протоны взаимодействуют с мишенью.

7. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков, ЖЭТФ 40 /1618/ 61.
8. Д. Глэзер, Тр. Киевской конференции 1959 г. /стр. 251/ .
9. F.Muller, R.Birge, W.Fowler, R.Good, W.Hirsch, R.Matsen, W.Powell, O.Piccioni, H.White. Phys.Rev.Lett. 4 (418) 1960.
10. Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. Препринт ОИЯИ Д-794. ЖЭТФ /в печати/.
11. В. Беяков, В. Глагалев, Л. Кирилова, Н. Мельникова, М. Сук, К. Толстов. Препринт ОИЯИ Р-434.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1961 г.