



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Б.А. Арбузов и Р.Н. Фаустов

Д-790

К ВОПРОСУ
О НЕСОХРАНЕНИИ ЧЕТНОСТИ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Дубна 1961

Б.А. Арбузов и Р.Н. Фаустов

Д-790

1201/1
ч.
К ВОПРОСУ
О НЕСОХРАНЕНИИ ЧЕТНОСТИ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В экспериментах по ассоциативному рождению странных частиц при высоких энергиях /3, 7-8 Бэв/^{1,2/} имеются указания на наличие продольной поляризации Λ -гиперонов, что может иметь место только в случае несохранения четности в сильных взаимодействиях.

Возможность несохранения четности в сильных взаимодействиях с участием странных частиц обсуждалась в работах В.Г. Соловьева^{3,4/} и др. авторов^{5/}. Недавно такое предположение было использовано в работах Д.И. Блохинцева, Ван Жуна и Ху Ши-кэ^{6,7/} для расчета реакции



в модели периферических взаимодействий.

Ниже обсуждается ряд вопросов, связанных с возможностью несохранения четности в сильных взаимодействиях.

1. Эксперименты по совместному рождению странных частиц

Рассмотрим опыты, связанные с поисками продольной поляризации Λ -частиц в реакции /1/. Как показано в работе^{4/}, наличие асимметрии в продуктах распада Λ -частиц, полученных в реакции /1/, указывает на несохранение четности в процессе рождения Λ .

Асимметрия продуктов распада описывается следующей формулой

$$W(\theta) \sim 1 + a \bar{P} \cos \theta, \quad /2/$$

где θ - угол между направлением импульса Λ в лаб. системе и импульсом нуклона распада в системе покоя Λ , \bar{P} - средняя поляризация в направлении импульса Λ и a - параметр асимметрии распада равный $\sim 0,85$ ^{8/}.

Сохранение четности требует $\bar{P} = 0$. Поиски асимметрии вперед-назад проведены для реакции /1/ в широкой области энергий налетающего π -мезона. Для импульсов π -мезонов от 1,12 до 1,5 Бэв/с^{9/}, когда процесс идет в основном без рождения добавочного π -мезона, отсутствие асимметрии показано с точностью до 10-15%.

Данные по космическим лучам и по реакции /1/ на ядрах при $p_\pi = 1,9$ Бэв/с показывают наличие асимметрии /10/:

$$a \bar{\Phi} = -0,56 \pm 0,22.$$

В последнее время проведены эксперименты при более высоких энергиях π^- -мезонов, в которых получены следующие результаты: при энергии 7-8 Бэв на пропановой камере получено значение /1/

$$a \bar{\Phi} = -0,24 \pm 0,12,$$

при энергии 2,85 Бэв на ксеноновой камере /2/

$$a \bar{\Phi} = -0,32 \pm 0,15.$$

Таким образом, можно заключить, что сохранение четности подтверждается для процесса $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ без рождения дополнительного π^- -мезона, и имеются указания на несохранение четности в реакции с рождением добавочных π^- -мезонов.

В работах /6,7/ проведен расчет диаграммы, изображенной на рис. 1, и показано, что согласие с угловым и импульсным распределением получается, если предположить наличие множителя $(1 \pm \gamma_5)$ в лагранжиане ΛNK -взаимодействия, который не сохраняет четность. При этом возникает продольная поляризация Λ , равная в лабораторной системе V^Λ / c . Если предположить более общий вид не сохраняющего четность взаимодействия ΛNK

$$L_{int} = g: \bar{\Lambda} (1 + b\gamma_5) NK: + \text{h.c.}, \quad /3/$$

то продольная поляризация Λ -гиперона в лабораторной системе имеет вид:

$$\Phi_{11} = \frac{2b p^\Lambda}{(1+b^2)E^\Lambda + m_\Lambda (1-b^2)}. \quad /4/$$

При этом энергетическая зависимость Φ_{11} существенно различна при $|b| < 1$ и $|b| > 1$ (см. рис. 2).

Увеличение среднего значения продольной поляризации в /1/ при обрезании импульсного спектра Λ -гиперона на 1,2 Бэв/с может служить указанием на то, что $|b| > 1$. Например, при $b = 2,6$ максимум поляризации приходится на $p^\Lambda = 1$ ВеВ/с.

Рассмотрим процесс

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad /5/$$

где не обнаружено продольной поляризации Λ /9/. Отличие этого случая от /1/ заключается в том, что здесь нет K -мезонного полюса в случае четверного πK -взаимодействия и ближайшая особенность по передаче импульса определяется диаграммой, показанной на рис. 3.

В связи с этим можно предположить, что в отличие от обмена одним K -мезоном, обмен K и π -мезонами эффективно сохраняет четность. Приведем некоторые соображения в пользу этого предположения.

Представим схематически амплитуду рассеяния в виде:

$$A(s, t) = \tilde{A}(s, t) + \frac{1}{\pi} \int \frac{A_2(s, t') dt'}{t' - t},$$

где $A_2(s, t)$ — мнимая часть $A(s, t)$ в канале $p + \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + K^0$, которая в двухчастичном приближении выражается через амплитуду πK -рассеяния и через $A(s, t)$ (см. рис. 3). Можно считать экспериментально хорошо доказанным сохранение четности при энергиях, соответствующих области максимума в сечении рождения ΛK^0 /11/ (см. рис. 4).

Если теперь предположить, что $\tilde{A}(s, t)$ известно и, в основном, определяется областью максимума, то получим неоднородное линейное интегральное уравнение для $A(s, t)$. Из кинематических соображений вершина $(\pi\pi K K)$ сохраняет четность, поэтому появляется возможность путем аналитического продолжения получить решение, сохраняющее четность, также и в области постоянства сечения.

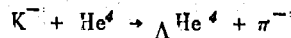
Таким образом, предположение о несохранении четности в вершине $\Lambda N K$ позволяет объяснить результаты опытов /1,2/ и не противоречит экспериментальным данным по ассоциативному рождению при более низких энергиях ($E_\pi < 1,5$ Бэв),

Как показано в работе Фубини и Валека ¹², несохранение четности в ассоциативном рождении дает малый вклад в низкоэнергетическое πN -рассеяние, где сохранение четности установлено с большой точностью. Последние экспериментальные данные /1,2/ позволяют усилить оценки в работе /12/, поскольку указания на несохранение четности имеются лишь при энергии π -мезона больше 1,9 Бэв.

2. Вопрос об относительной четности ΛK

Рассмотрим, не противоречит ли предположение о несохранении четности в ΛNK -вершине экспериментальным данным об относительной четности ΛK .

В работе /13/ на основе анализа реакции



было сделано заключение, что четность ΛK отрицательна

$$P_{K\Lambda} = -1. \quad /6/$$

При этом использовалось весьма правдоподобное предположение, что спин ΛHe^4 равен нулю. Недостаток экспериментальных данных не дает возможности сделать заключение об относительной четности ΛK из анализа фоторождения K^+ на протонах /14/ и из дисперсионных соотношений для рассеяния K -мезонов на нуклонах /15/.

Некоторые выводы о знаке $P_{K\Lambda}$ можно сделать на основании данных по совместному рождению Λ и K , пользуясь моделью периферических взаимодействий. Такой анализ был проведен в работе /16/, где исследовался, в частности, процесс



при импульсе π^- -мезона 2,85 Бэв/с.

Вид угловых распределений Λ и K в этой реакции указывает на полюсный характер взаимодействия (небольшой пик вперед в распределении K^0 мезонов можно понять, учитывая наличие сильного πK -взаимодействия).

Вычисления полюсной диаграммы (см. рис. 1), проведенные в /16/, показывают, что согласие с экспериментальным импульсным распределением в лабораторной системе можно получить, предполагая, что относительная четность

$$P_{K\Lambda} = +1. \quad /7/$$

Если неполюсные диаграммы не дают сильного вклада, то противоречие между /6/ и /7/ можно понять, предположив несохранение четности в ΛNK -вершине. Действительно, выбирая, например, взаимодействие ΛNK в виде /3/, получим, что импульсное распределение Λ отличается от соответствующего выражения в /16/ на фактор

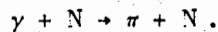
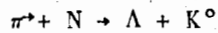
$$1 + b \frac{E - m_{\Lambda}}{E + m_{\Lambda}}$$

($E_{\text{лаб.}}^{\Lambda}$ — энергия Λ в лаб. системе), который близок к 1 в существенной области энергий для не слишком больших b . В то же время реакция $K^- + He^4 \rightarrow \Lambda + He^4 + \pi^-$ будет идти за счет наличия псевдоскалярной части в вершине ΛNK . При более высоких энергиях (7–8 Бэв), как показано в работе /8/, в рамках полюсного приближения для согласия с экспериментальным импульсным распределением уже нельзя ограничиться только скалярной или только псевдоскалярной связью, а нужно брать их смесь.

4. Заключение

Эффекты, связанные с несохранением четности в сильных взаимодействиях странных частиц, могут проявиться и в других процессах. В частности, предполагаемое несохранение четности в ΛNK -вершине должно проявляться в виде продольной поляризации Λ /4/ в процессах, где имеется большой вклад от K -мезонного полюса. В первую очередь это относится к процессу фоторождения K^+ на протонах, который является наиболее удобным для исследования вершины ΛNK . Здесь, в отличие от совместного рождения π -мезонами, K -мезонный полюс присутствует и в процессе без добавочного рождения π -мезонов (рис. 5).

Из опытов, проведенных до настоящего времени при энергиях $1 \div 1,1$ Бэв, видно, что полюсный член в этой области не дает существенного вклада. Это можно понять, если учесть, что этот интервал энергий приходится на область максимума в процессах



Можно предположить, что при повышении энергии до 1,5 Бэв полюсный член будет давать более сильный вклад.

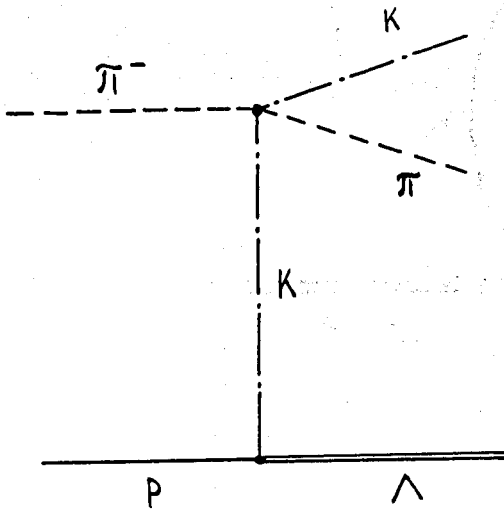
Продольная поляризация Λ может наблюдаться и в процессах фоторождения с образованием добавочных π -мезонов в реакциях K -мезонов с нуклонами с образованием гиперонов (например, в реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi + \pi^-$), в области, где процесс идет через периферические взаимодействия (см. рис. 6), а также в рассеянии гиперонов на нуклонах, где ситуация, однако, более сложная.

Установление факта несохранения четности в сильных взаимодействиях имело бы большое значение для понимания структуры взаимодействий элементарных частиц.

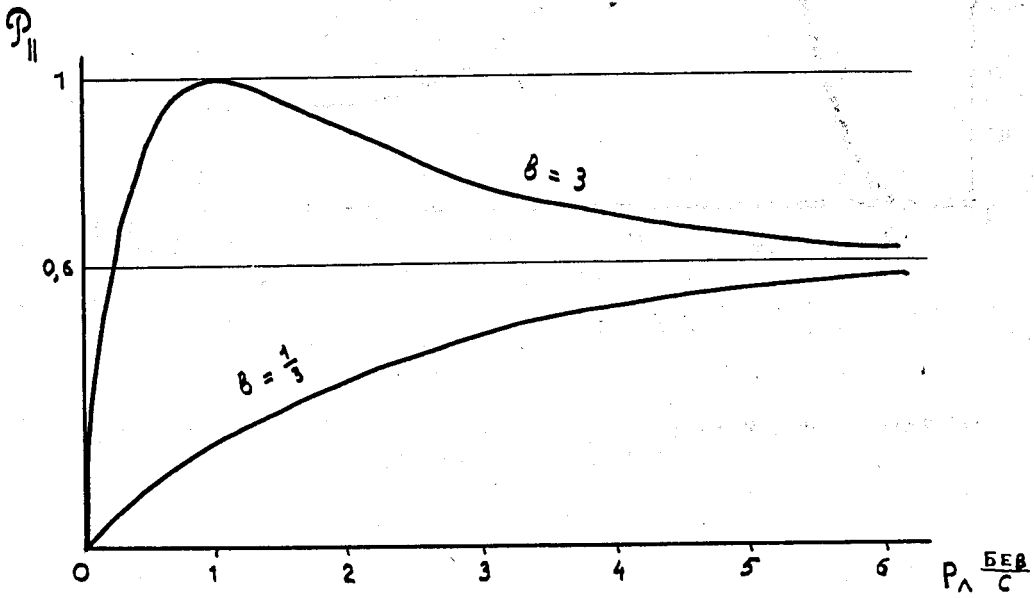
В настоящее время существует несколько схем сильных взаимодействий, объясняющих сохранение четности^{/18,19,20/}. В частности, к сохранению четности приводит объединение всех барионов в один октет^{/19/}. В схеме Сакураи^{/20/} сохранение четности в сильных взаимодействиях следует из обобщенной градиентной инвариантности, связанной с сохранением барионного заряда, гиперзаряда и изотопического спина. В то же время в отсутствие градиентной группы требование сохранения фермионов приводит к $(V - A)$ -варианту слабых взаимодействий.

Из групповых соображений^{/19/} можно предположить существование 9-векторных мезонов, 5 из которых обсуждались Сакураи, а остальные 4 можно объединить в два дублета с противоположной странностью. Если спин недавно открытой K^* частицы окажется равным 1, на что имеются некоторые указания^{/21/}, то можно было бы отождествить ее с дублетной векторной частицей. Тогда естественно предположить, что K^* частица принимает участие в сильных взаимодействиях наряду с другими векторными мезонами. Ток, с которым в этом случае взаимодействовала бы K^* , не сохраняется, поэтому он не связан с градиентным преобразованием и, следовательно, мог быть ответственным за несохранение четности. Соответствующая константа связи, по-видимому, не очень велика $-g^2/4\pi < 1$, что следует из оценок взаимодействия $\Lambda N K^*$ ^{/21/}, т.е. меньше других констант в схеме Сакураи.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Логунову, М.И. Соловьеву и А.Н. Тавхелидзе за полезные обсуждения и критические замечания.

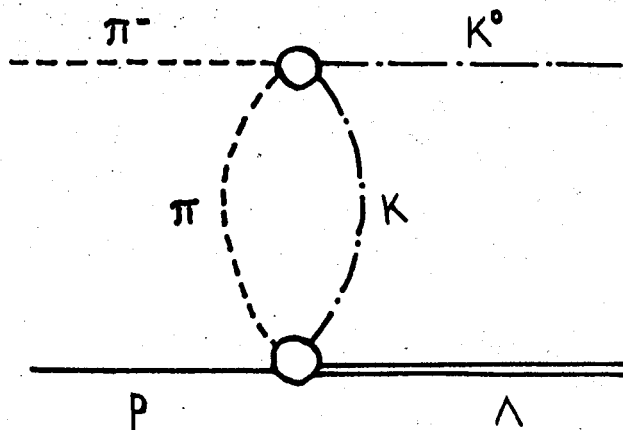


Р и с. 1.

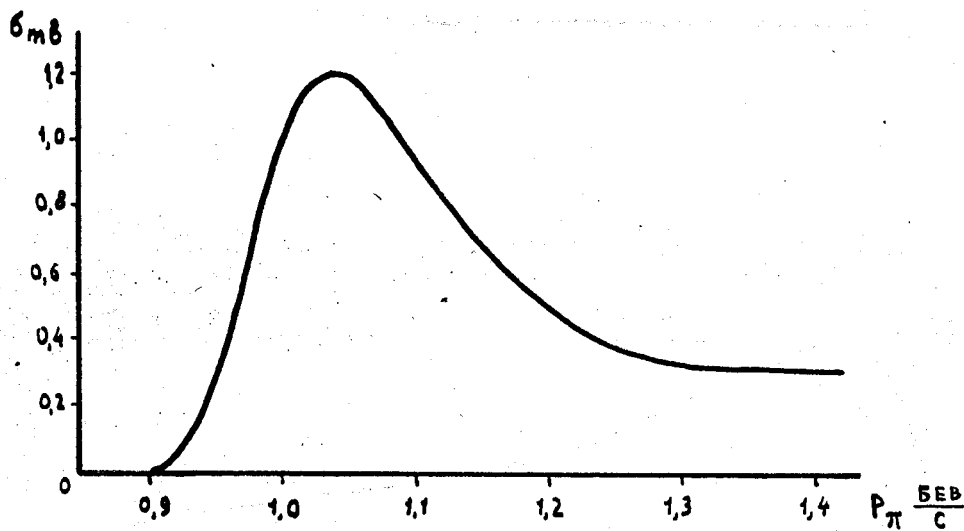


Р и с. 2

Импульсная зависимость продольной поляризации для различных значений ν .

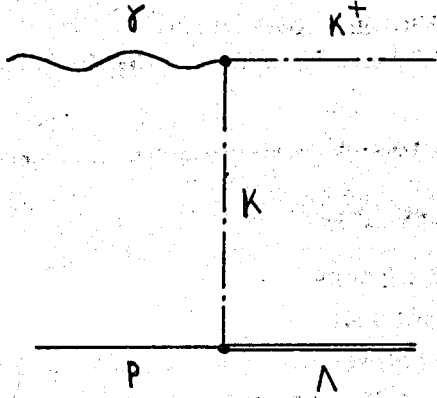


Р и с. 3.

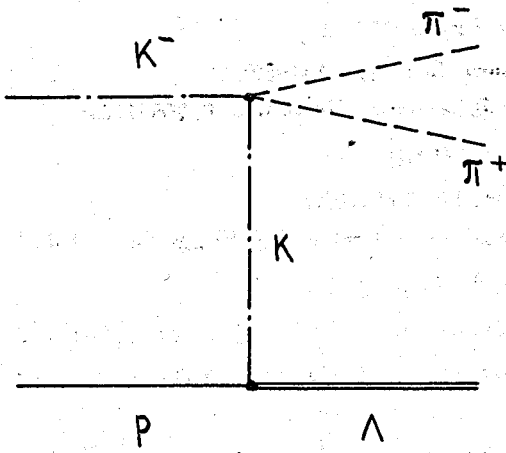


Р и с. 4.

Схематическая зависимость полного сечения реакции (5) от импульса налетающего π - мезона.



Р и с. 5.



Р и с. 6.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 39, 1854 (1960).
M.I.Soloviev. Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester (N.Y. 1960), p. 388.
2. I.V.Chuvilo. Proc. at the 1960 Annual Intern. Conference on High Energy Phys. at Rochester (N.Y., 1960), p. 384.
3. V.G.Soloviev. Nucl. Phys. 6, 618 (1958).
4. V.G.Soloviev. Nuovo Cim. 13, 442 (1959).
5. G.Feinberg. Phys. Rev. 108, 898 (1957).
A.Pais. Phys. Rev. Lett. 1, 418 (1958).
6. D.I.Blokhintsev, Wang Yung. Nucl. Phys. 22, 410 (1961).
7. Hu Shih-ko, Wang Yung. Препринт ОИЯИ, Д-742.
8. E.Boldt et al. Phys. Rev. Lett., 1, 256 (1958).
9. F.S.Crawford et al. Phys. Rev. Lett. 1, 209 (1958).
F.S.Crawford et al. Phys. Rev. Lett. 2, 11 (1959).
10. P.A.Salmeron, A.Zichichi. Nuovo Cim. 11, 461 (1959).
H.Blumenfeld, W.Chinowsky, L.D.Lederman. Nuovo Cim. 8, 296 (1958).
11. F.Eisler et al. Nuovo Cim. 10, 468 (1958).
12. S.Fubini, D.Walecka. Phys. Rev. 116, 194 (1959).
13. G.Puppi. Proc of the 1960 Annual Intern. Conf on High Energy Phys. at Rochester. (N.Y., 1960), p.419.
14. M.I.Moravcsik. Phys.Rev.Lett. 2, 352 (1959).
15. Я.И. Грановский, В.Н. Стариков. ЖЭТФ, 40, 537 (1961).
16. Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ, 40, 1302 (1961).
17. M.Alston et al. Phys. Rev. Lett. 6, 300 (1961).
18. N.Dalaporta. Proc. of the 1960 Annual. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester (N.Y., 1960), p. 458.
19. M.Gell-Mann. Preprint CTSL- 20 (1961).
20. I.I.Sakurai. Ann. of Phys. 11, 1 (1960).
21. Chia-Hwa Chan. Phys.Rev.Lett. 6, 383 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 сентября 1961 г.