

В.С. Барашенков, Э.К. Михул, Хуан Цзу-чжань

Д - 673

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

999/9 нр-

Направлено в Acta Physica Polonica

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Рассмотрено множественное рождение странных частиц. Учитываются резонансные взаимодействия странных частиц, более точно учтен закон сохранения странности. На примере аннигиляции медленных антинуклонов и пион-нуклонных столкновений при энергии 1,7 Бэв показано, что теоретические сечения образования странных частиц можно согласовать с экспериментальными данными.

5-24

Экз. чит. зала



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, Э.К. Михул, Хуан Цэу-чжань

Д - 673

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
Акта Phys. Polonica 1961,
v 20, n 8, p 657-662.

1. Введение

Рождение странных частиц при больших энергиях и при аннигиляции медленных антинуклонов рассматривалось во многих работах (см. ^{/1-3/}, где приведена библиография). Было показано, что соответствующим выбором пространственных объемов, в которых рождаются странные частицы, в случае (πN) - и (NN) -взаимодействий можно получить значения полного сечения рождения странных частиц σ_{st} , близкие к экспериментальным. Введение различных объемов является в этом случае способом феноменологического учета различий в величине взаимодействия частиц различных сортов ^{/1-4/}. Однако в настоящее время накопились экспериментальные факты, которые количественно уже трудно объяснить с помощью такой грубой модели ^{/5/-/9/}. Наиболее важным результатом в этом отношении является то, что экспериментальное сечение рождения \bar{K} -частиц приблизительно на порядок превосходит теоретическое. Это особенно ярко видно на примере аннигиляции медленных антинуклонов, где сечение σ_{st} совпадает с сечением рождения \bar{K} -мезонов:

$$\sigma_{st}^{theor.} / \sigma_{in} \approx 0,2\% \quad [3], [4], \quad \sigma_{st}^{exper.} / \sigma_{in} = (3 \div 5)\% \quad [8]$$

(σ_{in} - полное сечение всех неупругих процессов).

2. Сохранение странности

Математически различие теоретических и экспериментальных сечений σ_{st} обусловлено тем, что в статистических весах реакций с \bar{K} -мезонами степень параметра, определяющего отношение пространственных объемов для K - и π -мезонов, $\xi = V_K / V_\pi \ll 1$, оказывается большей, чем для реакций с гиперонами. С физической точки зрения это эквивалентно предположению, что странные частицы, так же как π -мезоны и нуклоны, могут рождаться поодиночке; сохранение странности требуется лишь после установления статистического равновесия.

Чтобы согласовать экспериментальные и теоретические данные, откажемся от этого предположения и будем считать, что странные частицы каждый раз рождаются парами. Каждый акт рождения пары странных частиц будем характе-

ризовать "постоянной взаимодействия" λ . Пространственный фактор в выражении для статистического веса в этом случае можно записать в виде:

$$V = \frac{\lambda^{5/2}}{G} \binom{K}{e+K} V_K^{K-1} V_\pi^e + \frac{\lambda^{5/2}}{G} \binom{e}{e+K} V_K^K V_\pi^{e-1} = \lambda^{5/2} \xi^{K-1} \frac{K+e\xi}{G(K+e)} V_\pi^{K+e-1}, \quad (1)$$

где K - число K^- и \bar{K}^- -мезонов; S - число всех вновь образовавшихся странных частиц; $(K+e)$ - полное число родившихся частиц; G - фактор, учитывающий тождественность частиц; V_π - фермиевский объем (так же, как в ^{/11/}, здесь учтен закон сохранения центра инерции).

3. Вторичные взаимодействия

В настоящее время имеется ряд экспериментальных данных, которые указывают на существование заметного взаимодействия K^- и \bar{K}^- -мезонов. Наиболее важными из них являются следующие:

1. Анализ корреляций K^- и \bar{K}^- -мезонов, рождающихся в (\bar{K}^-p) -столкновениях при энергии $E=7$ Бэв, приводит к заключению о резонансном взаимодействии K^- и \bar{K}^- -мезонов с массой "изобары" $m_{K^*} \approx 0,82$ Бэв ^{/10/}.

2. Асимметрию угловых распределений странных частиц, рождающихся при столкновениях \bar{K}^- -мезонов с нуклонами (см., например, ^{/7/}), можно понять, если учесть "периферические столкновения" первичного \bar{K}^- -мезона с K^- -мезонным облаком нуклона (ср. § 5 в ^{/11/}). Рассмотрение, основанное на теории полюсов, дает для сечения $(K^-\bar{K}^-)$ -взаимодействия оценку $\sigma_{K^-\bar{K}^-} \sim \sigma_{\bar{K}^-N}$.

3. Оптический анализ упругого $(K^-\bar{K}^-)$ -рассеяния указывает на значительную вероятность $(K^-\bar{K}^-)$ -взаимодействий при больших параметрах удара. Для сечения $(K^-\bar{K}^-)$ -взаимодействия отсюда также следует оценка $\sigma_{K^-\bar{K}^-} \sim \sigma_{\bar{K}^-N}$ ^{/12/}.

Следует также отметить, что "об-образные" случаи (\bar{K}^-N) -взаимодействий, наблюдавшиеся в Дубне и в других лабораториях, могут быть также истолкованы как результат взаимодействия K^- и \bar{K}^- -мезонов.

Взаимодействие K -мезонов с π -мезонами должно приводить к увеличению объема V_K . Так как известных в настоящее время экспериментальных данных еще недостаточно для однозначного выбора двух параметров λ и ξ , мы будем приближенно считать, что $V_K = V_\pi$. Кроме того, учет резонанса в $(K\pi)$ -взаимодействии математически эквивалентен введению в статистическую теорию новой частицы - " $(K\pi)$ -изобары", которая в последующем снова распадается на исходные частицы.

Кроме резонансного $(K\pi)$ -взаимодействия и обычно учитываемого резонансного взаимодействия π -мезонов с нуклонами следует учитывать также резонансы во взаимодействиях π -мезонов с π -мезонами¹⁾ и гиперонами, а также, возможно, резонансное $(K\bar{K})$ -взаимодействие. В таблице 1 указаны параметры соответствующих "изобар". Следует отметить, что в большинстве случаев численные данные в таблице 1 являются ориентировочными, а данные для $(\pi\Sigma)$ -взаимодействий вообще являются предположительными - экспериментально такое взаимодействие в настоящее время еще не наблюдалось, хотя и является весьма вероятным с теоретической точки зрения.

4. Рождение странных частиц в $(N\bar{N})$ - и (πN) -столкновениях

Рассмотрим теперь к каким численным результатам приводит учет всех вышеизложенных соображений. В качестве примера рассмотрим аннигиляцию медленных антипротонов на протонах и (πp) -столкновения при энергии $E=1,7$ Бэв.

На рис. 1 приведены значения σ_{st}/σ_{in} , вычисленные для этих случаев при различных значениях параметра λ . Известных в настоящее время экспериментальных данных еще недостаточно для однозначных заключений; согласие с экспериментальным значением $\sigma_{st}^{exp}/\sigma_{in} \approx (3 \div 5)\%$ в обоих случаях можно получить в интервале значений $\lambda = 0,1 \div 0,2$. Аннигиляция медленных антинуклонов является наиболее удобным видом взаимодействия для исследования множественного рождения частиц. В этом случае рождаются всего лишь три сорта частиц и нет периферических взаимодействий, что значи-

1) О том, к каким результатам приводит учет резонансного $(\pi\pi)$ -взаимодействия, см. подробнее /2/-/4/.

тельно упрощает анализ экспериментальных данных. Дополнительные сведения могут быть получены из измерений сечений различных каналов рождения K -мезонов. В частности, на опыте наблюдается один случай рождения пары $(K; \bar{K})$ приблизительно на тысячу случаев аннигиляции^{/13/}, т.е. $\sigma(p + \bar{p} \rightarrow K + \bar{K}) / \sigma_{st} \sim (2 \div 4)\%$, если учесть, что $\sigma_{st} / \sigma_{in} \approx (3 \div 5)\%$. Теоретические значения сечений различных каналов $(p\bar{p})$ -аннигиляции приведены в таблице II (в %% по отношению к σ_{st}). Как видно, в случаях, когда учитываются резонансные взаимодействия K -мезонов, канал с рождением пары $(K; \bar{K})$ заметно подавлен.

В таблице III для $(\pi^- p)$ -столкновений при $E=1,7$ Бэв приведены теоретические отношения сечений рождения \bar{K} -мезонов к сечениям рождения Λ - и Σ -гиперонов $(\sigma_{K\bar{K}} + \sigma_{K\Lambda} + \sigma_{K\Sigma} = \sigma_{st})$. Экспериментальная величина этих отношений при $E=1,7$ Бэв нам неизвестна²⁾. Однако в работах^{/7/, /8/} показано, что $\sigma_{K\bar{K}} / \sigma_{K\Lambda}$ быстро возрастает с энергией (от 0,5 при $E=3$ Бэв до 1,5 при $E=7$ Бэв). Следует ожидать, что при $E=1,7$ Бэв $\sigma_{K\bar{K}} / \sigma_{K\Lambda} < 0,5$.

Таким образом, более точный учет закона сохранения странности и учет вторичных взаимодействий странных частиц значительно улучшают согласие теоретических и экспериментальных сечений рождения странных частиц. (О сравнении опытом теоретических характеристик рождающихся при этом нуклонов и π -мезонов см., например, работы^{/1/-/4/}).

Мы благодарны Д.И. Блохинцеву и А.К. Михулу за обсуждения и стимулирующую критику.

2) Расчеты для больших энергий выполняются.

Т а б л и ц а I

Взаимодействующие частицы	Масса изобары / масса нуклона $M=1/$	Изотопический спин	Спин
$\pi\pi$	0,8	1	1
$K\pi$ ($\bar{K}\pi$)	$0,82^{10/}$	3/2	0 или 1
πN	1,32	3/2	3/2
$\pi\Lambda$	$1,46^{13/}$	1	3/2
$\pi\Sigma$	1,54	1	3/2

Т а б л и ц а II

вторичные взаимодействия	продукты реакции			
	$K\bar{K}$	$K\bar{K}\pi$	$K\bar{K}2\pi$	$K\bar{K}3\pi$
Учтены все взаимодействия;				
спин $S(K\pi) = 0$	6	32	54	7
спин $S(K\pi) = 1$	3	21	61	15
учтено только $(\pi\pi)$ - взаимодействие	10	40	46	4

Т а б л и ц а III

Вторичные взаимодействия	Учтены все взаимодействия		только $(N\pi)$ и $(\pi\pi)$
	$S(K\pi) = 0$	$S(K\pi) = 1$	
$\sigma_{K\bar{K}}/\sigma_{K\Lambda}$	0,174	0,148	0,280
$\sigma_{K\bar{K}}/\sigma_{K\Sigma}$	0,162	0,118	0,320

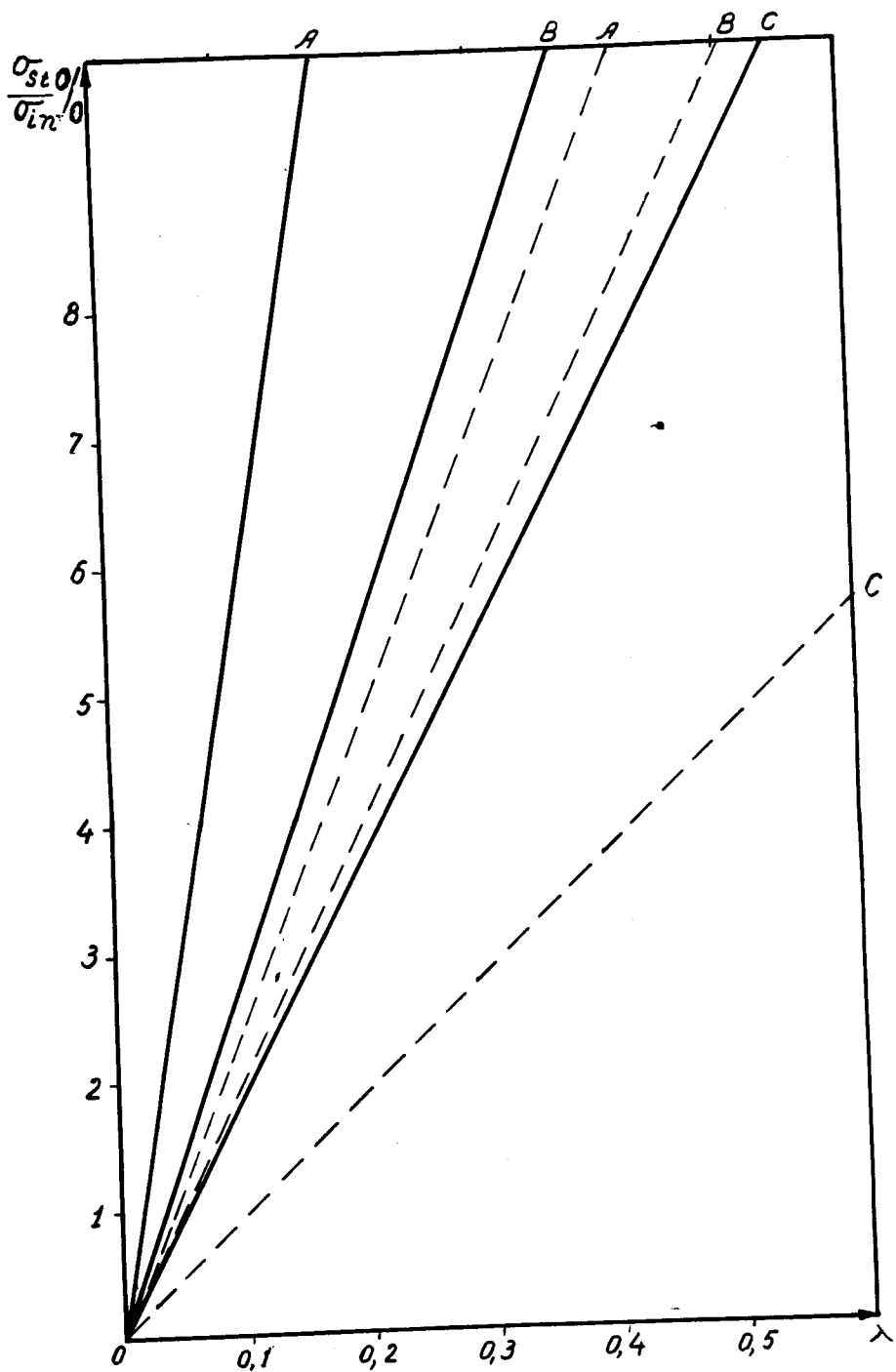


Рис. 1.

Сплошными кривыми указаны значения $\sigma_{st} / \sigma_{in}$ для случая $(p + \bar{p})$; пунктирными кривыми - значения $\sigma_{st} / \sigma_{in}$ для случая $(\pi^- + p)$.

При вычислении кривых А учитывались все резонансные взаимодействия; спин $(\kappa \pi)$ -изобары $S(\kappa \pi) = 1$;

Кривые В - то же самое, но спин $S(\kappa \pi) = 0$.

При вычислении кривых С не учитывались резонансные взаимодействия странных частиц (т.е. в случае $(p + \bar{p})$ учтен лишь резонанс $(\pi \bar{n})$; а в случае $(\pi^- + p)$ - резонансы (πn) и $(\pi \bar{n})$).

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, B.M.Barbashov, E.G.Bubelev, V.M.Maksimenko. Nucl.Phys. 5, 17 (1958).
V.S.Barashenkov. Nucl.Phys. 7, 146 (1958), ЖЭТФ, 34, 1016, (1958).
2. R.Haegendorn. Nuovo Cimento, 15, 246, 434 (1960).
3. E. Eberle. Nuovo Cimento, 8, 610 (1958).
F.Cerulus. Nuovo Cimento, 14, 827 (1959).
В.И.Руськин, ЖЭТФ 36, 164/1959/.
4. V.S.Barashenkov. Fortschritte der Phys. /в печати/.
5. E.Segre. Доклад на 9 международной конференции по физике высоких энергий.
L.Agnew, T.Elioff, W.B.Fowler et al. Proc. Amer.Phys.Soc. 4, 357 (1959). Киев, 1959 г.
6. В.А.Беляков, В.В.Глаголев, Л.Ф.Кириллова и др. Препринт ЛВЭ ОИЯИ, Р-434 /1959/.
7. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.И.Векслер и др. Препринт ЛВЭ ОИЯИ, Д-594 /1960/.
8. И.Ивановская, Е.Кузнецов, А. Прокиш, И.Чувило (будет опубликовано).
9. F.Eisler, R.Plano, A.Prodell et al. Nuovo Cimento 10, 468, 1958.
10. Ван Ган-чан, А.К. Михул и др. (будет опубликовано).
11. V.S.Barashenkov. Nucl.Phys. 15, 468 (1960), ЖЭТФ, 37, 1464 (1959).
12. В.С.В Барашенков, Э.К. Михул/будет опубликовано/.
13. Материалы 10-й международной конференции по физике высоких энергий.
Рочестер, 1960 г.
14. R.C.Whitten, M.M.Block. Phys.Rev. 111, 1676 (1958).
15. G.Maenchen, W.B.Fowler, W.N.Powell, R.W.Wright. Phys.Rev. 108, 850 (1957),
W.D.Walker, J.Crussard. Phys.Rev. 98, 1416 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1961 года.