

3  
524

P-59

~~4.~~

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.С. Бараненков, Б.М. Барбахов, Э.Г. Бубелев.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ.

*Nuovo Cim., 1958, v7, suppl. n. 1,  
p. 117-128.*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Методом статистической теории рассчитаны вероятности рождения частиц в нуклон - нуклонных соударениях, с учетом сохранения барионного числа, странности, изотопического спина. Для согласования с опытными данными по относительному рождению странных и обычных частиц необходимо в первоначальный вариант теории, предложенной Ферми, ввести дополнительный параметр. В статье рассматриваются две модели теории с дополнительным параметром. Число рождающихся антинуклонов в обоих вариантах приблизительно одинаково и равно одному антинуклону на 2 - 3 тысячи пионов для 7 Бэв и на двести-триста пионов для 10 Бэв.

## I. В в е д е н и е.

Было показано<sup>(1)</sup> что можно добиться согласования результатов статистической теории с опытом по пионному рождению в нуклон - нуклонных соударениях введением в теорию фиктивной частицы "изобары", что эквивалентно феноменологическому учету сильного взаимодействия пионов с нуклонами в состояниях  $\rho = 3/2$ ,  $T = 3/2$ .

Этот феноменологический подход сохранен в данной статье для энергий 3, 5, 7, 10 Бэв, т.к. для этих энергий оказывается возможным рождение странных частиц, то учитывались законы сохранения барионного числа и странности, также как и в ранних работах, учитывалось сохранение изотопического спина и его проекции. В настоящее время в рамках статистической теории не удаётся учесть закон сохранения момента количества движения. При выполнении расчетов им пренебрегалось, но считалось, что статистический вес системы образовавшихся частиц со спинами  $S_1, S_2 \dots S_K$  равен  $\prod_{i=1}^K (2S_i + 1)$ . Для странных частиц значения спинов выбирались минимальными из возможных  $S = 0$  для  $K$  мезона, для остальных странных частиц  $S = \frac{1}{2}$ .

Для согласования с экспериментом по рождению странных частиц нами в теорию введен дополнительный параметр, физический смысл, которого можно понять с точки зрения внутренней структуры сталкивающихся нуклонов.

## 2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ОБЪЕМОВ.

Фазовые объемы в пространстве импульсов для двух и трех

частиц вычислялись по точным формулам Блока<sup>(2)</sup>. Для большего числа частиц - по формулам:

$$W_{m,n}(\alpha) = 2\pi^{n + \frac{3}{2}(m-1)} \left( \sum_{i=1}^m M_i \right)^{3n + \frac{3}{2}m - 4} \prod_{i=1}^m M_i^{3/2} \times \frac{\alpha^{3n + \frac{3}{2}m - 5/2}}{\Gamma(3n + \frac{3}{2}(m-1))} F(2n; \frac{3}{2}; 3n + \frac{3}{2}(m-1); -\alpha) \quad (I)$$

где  $m$  и  $n$  - соответственно число крайне нерелятивистских частиц и крайне релятивистских частиц.

$$\alpha = 2 \frac{E}{\sum_{i=1}^m M_i - 1}$$

$E$  - энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс.  $M_i$  - масса нерелятивистской частицы;  $F$  - гипергеометрическая функция. Формула (I) является следствием выражений для фазовых объемов, полученных в работах (3), (4). Для малых значений параметра  $\alpha$  (практически  $\alpha \ll 0,7-0,8$ ) гипергеометрическая функция  $F$  может быть представлена в виде степенного ряда по  $\alpha$

$$F(2n; \frac{3}{2}; 3n + \frac{3}{2}(m-1); -\alpha) = \frac{\Gamma(3n + \frac{3}{2}(m-1))}{\Gamma(\frac{3}{2})} \times \sum_{k=0}^{\infty} C_{2n-1+k}^k \frac{(-1)^k \Gamma(k + \frac{3}{2})}{\Gamma(k + 3n + \frac{3}{2}(m-1))} \alpha^k \quad (2)$$

где  $\Gamma$  - гамма функция;  $C_{2n-1+k}^k$  - биномиальные коэффициенты. Для больших значений функция удобно представить для численных расчетов в интегральном виде:

$$F(2n; \frac{3}{2}; 3n + \frac{3}{2}(m-1); -\alpha) = \frac{\Gamma(3n + \frac{3}{2}(m-1))}{\Gamma(n + \frac{3}{2}(m-1)) \Gamma(2n)} \times \int_0^1 \frac{t^{2n-1} (1-t)^{n + \frac{3}{2}m - 5/2}}{(1+\alpha t)^{3/2}} dt \quad (3)$$

При большом числе родившихся частиц ( $>3$ ) формулы (I)-(3) хорошо апроксимируют точные выражения импульсного объема и в тех случаях, когда часть родившихся частиц являются "промежуточными" т.е. не могут быть отнесены к крайне нерелятивистским или крайне релятивистским частицам. В тех случаях когда точность формул (I) - (3) оказывалась недостаточной, применялись методы интерполяции<sup>I)</sup>.

### 3. МОДЕЛЬ КОМПАУНД - ЧАСТИЦЫ.

Имеет место резкое расхождение с экспериментом (5), если предположить, что все частицы рождаются в одном пространственном объеме  $V_{\pi}$  или  $V_K$  (соответственно с радиусом, равным комптоновской длине волны пиона или K-мезона). Согласие с экспериментом по относительному рождению обычных и странных частиц можно достичь, если предположить, что различные сорта частиц рождаются в различных пространственных объемах. Это можно попытаться понять с точки зрения образования сталкивающимися частицами единой "компаунд-частицы", где вся энергия частиц сосредоточена в энергии взаимодействия, а не в собственной энергии частиц (6). Размеры же областей локализации энергии взаимодействия специфичны для каждого вида взаимодействия.

---

I) Следует отметить, что использование для вычисления (4)  $w_{m,n}$  замкнутых выражений, полученных в работе (7) затруднительно вследствие исчезновения знаков при вычитании близких величин, входящих в эти выражения.

Нами выполнены расчеты для трех случаев выбора эффективных пространственных объемов, в которых происходит образование вторичных частиц:

1. Все вторичные частицы рождаются в объеме  $V_{\pi}$ . Эти расчеты проведены только для энергий 3 и 5 Бэв, из них видно, что доля странных частиц по отношению к обычным на много больше, чем то, что дает эксперимент. Поэтому расчеты для больших энергий (7, 10 Бэв) с таким выбором пространственного объема не проводились. В таблицах этот случай выбора пространственного объема отмечен индексом (1).

2. Если предположить, что гипероны также сильно взаимодействуют с пионами как и нуклоны, то эти частицы должны рождаться в одном объеме  $V_{\pi}$ . В этом же объеме будут рождаться и соответствующие античастицы, а также изобара и антиизобара. Для  $K$  и  $\bar{K}$  мезонов предполагается значительно менее сильное взаимодействие с пионами и нуклонами, благодаря чему  $K$ -мезоны рождаются в другом объеме  $V_K$ . Введение двух параметров  $V_{\pi}$  и  $V_K$  можно рассматривать как попытку учесть в рамках статистической теории множественного рождения частиц различие во взаимодействиях рождающихся частиц.

Таким образом предположение, что  $K$ -мезоны рождаются в объеме  $V_K$ , а все остальные частицы в  $V_{\pi}$  соответствует выдвинутой Швингером и Гелл-Манном гипотезе, „глобального взаимодействия” барионов с пионами<sup>(7)</sup> и тесно связана с моделью нуклона, предположенной И.Е. Таммом<sup>(8)</sup>. В таблицах этот случай выбора пространственных объемов отмечен индексом (2).

3. Если предположить, что странные частицы в отличие от нуклонов слабо взаимодействуют с пионами и нуклонами, которые рождаются в  $V_{\pi}$ , то все странные частицы будут рождаться в объеме  $V_K$ . Такой выбор структуры "компаунд-частицы" соответствует гипотезе о структуре нуклона Неганова <sup>(9)</sup> или Писли <sup>(10)</sup> и не противоречит модели нуклона, предложенной Таммом. В таблицах этот случай выбора пространственных объемов для рождающихся частиц отмечен индексом <sup>(3)</sup>. Области  $V_{\pi}$  и  $V_K$  можно рассматривать соответственно как область пионных оболочек и ядер нуклонов, радиусы которых порядка  $\pi$ - и  $K$ - мезонных комптоновских длин <sup>(8)</sup>.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ.

При вычислении мы использовали значения масс элементарных частиц ( в единицах массы нуклона), которые приведены в таблице I.

Статистический весовой множитель, обремененный пространственной части фазового объема, в вариантах (2) и (3) вычислялся по формуле

$$V = \frac{(j+i\eta)^{j-1}}{N G} \left[ \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{1}{m_{\pi} c} \right)^3 \frac{M c^2}{E_c} \right]^{N-1}$$

где  $\eta = \left( \frac{m_{\pi}}{m_K} \right)^3$ ;  $m_{\pi}, m_K, M$  - массы пиона,  $K$ -мезона и нуклона;  $E_c$  - полная энергия в системе центра тяжести  $G$  - множитель, учитывающий тождественность частиц.  $j$  - число частиц, родившихся в объеме  $V_K$ .  $i = (N-j)$  - число частиц, родившихся в объеме  $V_{\pi}$ . При  $j \rightarrow 0$  переходит в обычный весовой множитель, соответствующий случаю, когда все частицы рождаются в объеме  $V_{\pi}$ .

Результаты вычислений приведены в таблицах IV, VI, VII и XI. Относительные вероятности возможных реакций даны в процентах. Как уже указывалось, для согласования с опытом необходимо учитывать рождение  $\pi$  мезонов через "изобару"  $M^1$ ; В таблице II и III для 3 и 5 Бэв даны для сравнения вероятности реакций с образованием нуклонов и изобар.

Нами также получены распределения по заряду родившихся в (pp) и (pr) - столкновениях странных частиц. Эти данные приведены в таблице V, VI, X. Для вычисления статистических весов в изотопическом пространстве использовались таблицы работы (II).

Для энергий 3 и 5 Бэв в таблице V и VI приведены распределения по зарядам странных частиц для каждой энергии, а для 7 и 10 Бэв приведены распределения по зарядам странных частиц для реакций просуммированных по числу  $\pi$  мезонов. В этих же таблицах приведены зарядовые множители:

$$T(I, I_z) = K^2(I; I_z; i_z^{(j)}) P(I - \sum_j i^{(j)}, I_z - \sum_j i_z^{(j)})$$

где  $K$  - коэффициент Клейна - Гордона;  $P$  - изотопический вес соответствующей группы пионов, нуклонов и изобар (II);  $I$  и  $I_z$  - полный изотопический спин и его проекция всей системы.

$\sum_j i^{(j)}$  - сумма изотопических спинов странных частиц, родившихся в данной реакции.

В таблице XII приведены средние значения числа пионов, нуклонов, антинуклонов,  $K$  и  $\tilde{K}$ -частиц, гиперонов  $\Upsilon$  и  $\tilde{\Upsilon}$  антигиперонов в (pp) и (pr) столкновениях, при различных энергиях налетающего нуклона  $E$  и выше обсуждавшихся вариантов



выбора пространственного объема.

В таблицах принято обозначение:  $0,0^357=0,00057$ . На приведенных графиках показано изменение относительных весов реакций с изменением энергии и числа  $\pi$ -мезонов.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ.

Как уже указывалось вариант I, когда все частицы рождаются в одном объеме  $V_{\pi}$  приводит к противоречию с опытом по относительному рождению странных и обычных частиц. Однако несмотря на то, что вероятности рождения странных частиц по второму и третьему вариантам выбора пространственных объемов различаются на порядок, установить, какой из двух последних вариантов более близок к эксперименту, в настоящее время представляется затруднительным. Интересным следствием предположения о том, что странные частицы рождаются в малом объеме, является максимум в отношении числа рождающихся странных частиц по отношению к числу пионов и нуклонов при энергии  $E \sim 7$  Бэв. Причина этого заключается в том, что вероятность реакций  $(NN) \rightarrow (N\Lambda K \text{ и } \pi)$  и  $(NN) \rightarrow (N\Sigma K \text{ и } \pi)$  при переходе от  $E \sim 5-7$  Бэв и  $E \sim 10$  Бэв уменьшается, вероятность же реакций с большим числом  $K$ -мезонов, например  $(NN) \rightarrow (2N2K \text{ и } \pi)$ ,  $(NN) \rightarrow (2\Lambda 2K \text{ и } \pi)$  и т.д., хотя и возрастает с энергией, однако не настолько быстро, чтобы увеличить долю выхода странных частиц, т.к.  $K$  мезоны рождаются в малом объеме  $V_K$ , то вероятность их рождения значительно меньше, чем вероятность

венный вклад могут давать реакции типа:  $(NN) \rightarrow (2N 2\bar{\Sigma} \pi \bar{K})$   
 $(NN) \rightarrow (NN \Lambda \Lambda \pi \bar{K})$  и т.д. и доля странных частиц, возможно, будет возрастать с ростом энергии.

Число рождающихся антинуклонов мало зависит от выбора варианта пространственных объемов и приблизительно равно одному антинуклону на две-три тысячи пионов для энергии  $E = 7 \text{ Бэв}$  и одному антинуклону на одну-две сотни нуклонов при энергии  $E = 10 \text{ Бэв}$ . Этот результат можно по порядку величины согласовать с экспериментальными данными: один антинуклон на  $6 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$  отрицательных пионов, на медной мишени, облученной протонами с энергией  $E = 6,2 \text{ Бэв}$  (12) (13), если учесть аномально малый пробег антинуклонов в ядерном веществе по отношению к процессам аннигиляции ( )

$$\nu_{\text{антинукл}} = \frac{1}{\sigma_{\text{анн}} n} \sim \frac{\hbar}{m_{\pi} c}$$

Благодаря этому антинуклон, родившийся на одном из нуклонов в ядре  $\text{Cu}$ , аннигилирует практически на следующем же нуклоне, а из ядра могут вылететь лишь антинуклоны, родившиеся на поверхности ядра. Учитывая, что налетающий нуклон взаимодействует в ядре  $\text{Cu}$  с "трубкой", содержащей в среднем 3-4 нуклона, и что  $\frac{\sigma_{\text{Фер}}}{\sigma_{\text{мел}}} \sim 0,25$ , получим вероятность налетающему нуклону достигнуть последнего нуклона в трубке с малой потерей энергии  $W \sim 5 \cdot 10^{-2}$ . Именно эти нуклоны дадут основной вклад в рождение антинуклонов на ядре  $\text{Cu}$ , т.к. сечение рождения антинуклонов быстро уменьшается с уменьшением энергии (см. таблицу ХА). Приведенные соображения уменьшают отношение антинуклонов и пионам до экспериментально наведенной величины<sup>2)</sup>

2) При этом следует учесть, что нуклон в ядре имеет энергию Ферми  $\sim 25 \text{ Мэв}$ , вследствие этого сталкивающиеся нуклоны в опытах ( ) ( ) имели в системе центра масс ту же энергию, что и при столкновении свободных нуклонов с энергией  $E \sim 7 \text{ Бэв}$ .

выбора пространственного объема.

В таблицах принято обозначение:  $0,0^357=0,00057$ . На приведенных графиках показано изменение относительных весов реакций с изменением энергии и числа  $\pi$ -мезонов.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ.

Как уже указывалось вариант I, когда все частицы рождаются в одном объеме  $\sqrt{V}$  приводит к противоречию с опытом по относительному рождению странных и обычных частиц. Однако несмотря на то, что вероятности рождения странных частиц по второму и третьему вариантам выбора пространственных объемов различаются на порядок, установить, какой из двух последних вариантов более близок к эксперименту, в настоящее время представляется затруднительным. Интересным следствием предположения о том, что странные частицы рождаются в малом объеме, является максимум в отношении числа рождающихся странных частиц по отношению к числу пионов и нуклонов при энергии  $E \sim 7$  Бэв. Причина этого заключается в том, что вероятность реакций  $(NN) \rightarrow (N\Lambda K \text{ и } \pi)$  и  $(NN) \rightarrow (N\Sigma K \text{ и } \pi)$  при переходе от  $E \sim 5-7$  Бэв и  $E \sim 10$  Бэв уменьшается, вероятность же реакций с большим числом  $K$ -мезонов, например  $(NN) \rightarrow (2N2K \text{ и } \pi)$ ,  $(NN) \rightarrow (2\Lambda2K \text{ и } \pi)$  и т.д., хотя и возрастает с энергией, однако не настолько быстро, чтобы увеличить долю выхода странных частиц, т.к.  $K$  мезоны рождаются в малом объеме  $\sqrt{V_K}$ , то вероятность их рождения значительно меньше, чем вероятность множественного рождения пионов и нуклонов. В варианте 2 сущест-

Т а б л и ц а № I

	$\pi$	$k, \tilde{k}$	$n, \tilde{n}$	$\lambda, \tilde{\lambda}$	$\Sigma, \tilde{\Sigma}$	$\nu, \tilde{\nu}$	$\mu, \tilde{\mu}$
$M_i$	0,15	0,526	I	I,19	I,27	I,32	I,4I

Т а б л и ц а № П.

Вторичные частицы	Статистический вес			
	(pp)-столкновение		(пр)-столкновение	
	$V_2$	$V_3$	$V_2$	$V_3$
2N	1,74	1,82	2,70	2,88
NN'	6,10	6,38	3,05	3,19
2N'	5,09	5,34	7,90	8,42
2Nπ	16,1	16,9	16,6	17,6
NN'π	30,2	31,7	31,0	32,9
2N'π	13,5	14,2	11,5	12,2
2N2π	8,88	9,30	9,10	9,67
NN'2π	9,42	9,87	8,67	9,19
2N'2π	1,17	1,22	1,11	1,18
2N3π	1,40	1,47	1,35	1,43
NN'3π	0,701	0,734	0,645	0,684

Т а б л и ц а № Ш.

Вторичные частицы	Статистический вес (%)			
	(pp) - столкновение		(pp) - столкновение	
	$V_2$	$V_3$	$V_2$	$V_3$
2 N	0,356	0,415	0,588	0,678
NN	1,343	1,534	0,670	0,767
2 N'	1,230	1,405	2,00	2,30
2 N π	6,91	7,89	7,33	8,44
NN' π	16,42	18,77	17,44	20,07
2 N' π	12,09	13,81	10,61	12,21
2 N 2 π	9,11	10,40	9,66	11,09
NN' 2 π	19,59	22,36	18,56	21,40
2 N' 2 π	8,79	10,04	8,62	9,92
2 N 3 π	4,32	4,94	4,31	4,97
NN' 3 π	5,47	6,24	5,29	6,09
2 N' 3 π	1,325	1,513	1,244	1,431

Т а б л и ц а № IV.

Вторичные частицы	Статистический вес (%)					
	(pp)-столкновение			(пр) - столкновение		
	$V_1$	$V_2$	$V_3$	$V_1$	$V_2$	$V_3$
2N	1,57	1,74	1,82	2,38	2,70	2,88
2Nπ	20,1	22,2	23,3	17,5	19,6	20,8
2N2π	39,8	44,2	46,3	42,6	48,0	51,0
2N3π	21,9	24,3	25,5	19,2	21,5	22,8
2N4π	1,68	1,87	1,96	1,56	1,75	1,86
ππK	4,77	1,85	0,0867	7,26	2,87	0,137
πΣK	6,22	2,41	0,213	6,29	2,47	0,117
πππK	2,01	0,709	0,0332	1,40	0,476	0,0224
ππΣK	1,818	0,639	0,0299	1,84	0,655	0,0311
2NπK	0,0695	0,03915	0,03959	0,0821	0,02110	0,02117

Зарядовые сос-  
тояния

Зарядовый  
множитель

Статистический вес (%)

(pp)-столбование

(np)-столбование

$T(00)$   $T(10)$   $T(11)$   $V_2$   $V_3$   $V_3$

$N \Lambda K^+$	I/2	I/2	I	I,85	0,0867	I,43	0,0684
$K^0$	I/2	I/2	0	0	0	I,43	0,0684
$N \Sigma^+ K^+$	0	0	3/4	0,903	0,0424	0	0
$\Sigma^+ K^0$	I/3	I/2	3/4	0,903	0,0424	0,722	0,0344
$\Sigma^0 K^+$	I/6	I/2	I/2	0,602	0,0282	0,512	0,0242
$\Sigma^0 K^0$	I/6	I/2	0	0	0	0,512	0,0242
$\Sigma^- K^+$	I/3	I/2	0	0	0	0,722	0,0344
$\Sigma^- K^0$	0	0	0	0	0	0	0
$N \Lambda K^+$	0	I/2	I/4	0,120	0,02562	0,120	0,02562
$K^0$	0	I/2	3/4	0,358	0,0169	0,120	0,02562
$N \Sigma^+ K^+$	I/4	9/20	3/10	0,0639	0,0230	0,104	0,02375
$\Sigma^+ K^0$	I/12	7/20	3/10	0,0639	0,030	0,0559	0,02325
$\Sigma^0 K^+$	I/6	I/5	7/20	0,0746	0,0235	0,0586	0,02275
$\Sigma^0 K^0$	I/6	I/5	9/20	0,0958	0,0245	0,0586	0,02325
$\Sigma^- K^+$	I/12	7/20	3/5	0,128	0,0260	0,0559	0,02475
$\Sigma^- K^0$	I/4	9/20	0	0	0	0,104	0,02225
$N \Lambda K^+$	I/2	I	5/4	0,144	0,02671	0,119	0,02557
$K^0$	I/2	I	3/4	0,0866	0,02402	0,119	0,02557

14



Зарядовые состояния      Зарядовый множитель      Статистический вес (g)      (пр)-столбновения      (пр)-столбновения

	T(g)	T(I)	T(II)	T(III)	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>
NΠ Σ <sup>+</sup> K <sup>+</sup>	I/4	9/20	2I/20		0,0559	0,0 <sup>2</sup> 260	0,0260	0,0 <sup>2</sup> I23
Σ <sup>+</sup> K <sup>0</sup>	5/I2	I7/20	2I/20		0,0559	0,0 <sup>2</sup> 260	0,0460	0,0 <sup>2</sup> 2I7
Σ <sup>0</sup> K <sup>+</sup>	I/3	7/I0	I7/20		0,0453	0,0 <sup>2</sup> 2II	0,0373	0,0 <sup>2</sup> I76
Σ <sup>0</sup> K <sup>0</sup>	I/3	7/I0	9/20		0,0240	0,0 <sup>2</sup> II2	0,0373	0,0 <sup>2</sup> I76
Σ <sup>-</sup> K <sup>+</sup>	5/I2	I7/20	3/5		0,0320	0,0 <sup>2</sup> I49	0,0460	0,0 <sup>2</sup> 2I7
Σ <sup>-</sup> K <sup>0</sup>	I/4	9/20	0		0	0	0,0260	0,0 <sup>2</sup> I23
N/Π λ K <sup>+</sup>	I/2	I	5/4		0,0 <sup>2</sup> 292	0,0 <sup>3</sup> I36	0,0 <sup>2</sup> 240	0,0 <sup>3</sup> II3
K <sup>0</sup>	I/2	I	3/4		0,0 <sup>2</sup> 875	0,0 <sup>2</sup> 8I4	0,0 <sup>2</sup> 240	0,0 <sup>3</sup> II3
2N R <sup>0</sup> K <sup>+</sup>	I/3	I/2	3/2		0,0 <sup>3</sup> 458	0,0 <sup>3</sup> 480	0,0 <sup>3</sup> I83	0,0 <sup>3</sup> I95
R <sup>0</sup> K <sup>0</sup>	2/3	I/2	3/4		0,0 <sup>3</sup> 229	0,0 <sup>3</sup> 240	0,0 <sup>3</sup> 290	0,0 <sup>3</sup> 3I0
K <sup>-</sup> K <sup>+</sup>	2/3	I/2	3/4		0,0 <sup>3</sup> 229	0,0 <sup>3</sup> 240	0,0 <sup>3</sup> 290	0,0 <sup>3</sup> 3I0
K <sup>-</sup> K <sup>0</sup>	I/3	I/2	0		0	0	0,0 <sup>3</sup> I83	0,0 <sup>3</sup> I95

Т а б л и ц а У I.

Вторичные частицы	Статистический вес (%)					
	(pp)-столкновение			(np)-столкновение		
	$V_1$	$V_2$	$V_3$	$V_1$	$V_2$	$V_3$
2N	0,272	0,362	0,414	0,433	0,588	0,676
2Nπ	6,20	8,25	9,42	5,92	8,00	9,20
2N2π	20,10	26,75	30,54	21,50	29,10	33,50
2N3π	27,00	36,00	41,10	24,76	33,47	38,45
2N4π	10,80	14,25	16,30	10,29	13,92	16,00
2N5π	1,00	1,32	1,51	0,92	1,24	1,42
NπK	3,00	1,394	0,0712	4,78	2,27	0,1166
NΣK	5,10	2,37	0,1212	5,32	2,52	0,1295
NππK	6,52	2,66	0,1350	5,15	2,01	0,1034
NπΣK	10,50	4,27	0,201	11,00	4,53	0,224
2NπK	1,70	0,0268	0,0307	2,10	0,0335	0,0386
Nπ2K	0,109	0,0 <sup>2</sup> 171	0,0 <sup>4</sup> 674	0,134	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>4</sup> 847
2π2K	0,0243	0,0 <sup>3</sup> 383	0,0 <sup>6</sup> 463	0,0390	0,0 <sup>3</sup> 625	0,0 <sup>6</sup> 757
1Σ2K	0,0472	0,0 <sup>3</sup> 744	0,0 <sup>6</sup> 900	0,0500	0,0 <sup>3</sup> 792	0,0 <sup>6</sup> 959
2Σ2K	0,0183	0,0 <sup>3</sup> 285	0,0 <sup>6</sup> 348	0,0192	0,0 <sup>3</sup> 307	0,0 <sup>6</sup> 372
N2πK	2,60	0,881	0,0446	2,72	0,935	0,0476
NππK	4,01	1,377	0,0696	3,94	1,350	0,0687
2NπK	0,905	0,01424	0,01628	0,785	0,0125	0,01437

Т а б л и ц а У П.

Зарядовые состояния	Зарядовый множитель	Статистический вес (%)						
		(pp)-столкновения			(np)-столкновения			
		$T(0,0)$	$T(1,0)$	$T(1,1)$	$V_2$	$V_3$	$V_2$	$V_3$
$N \Lambda K^+$		1/2	1/2	1/2	1,39	0,0712	1,13	0,0583
$K^0$		1/2	1/2	0	0	0	1,13	0,0583
$N \Sigma^+ K^+$		0	0	3/4	0,889	0,0455	0	0
$\Sigma^+ K^0$		1/3	1/2	3/4	0,889	0,0455	0,741	0,0382
$\Sigma^0 K^+$		1/6	1/2	1/2	0,593	0,0303	0,518	0,0266
$\Sigma^0 K^0$		1/6	1/2	0	0	0	0,518	0,0266
$\Sigma^- K^+$		1/3	1/2	0	0	0	0,741	0,0382
$\Sigma^- K^0$		0	0	0	0	0	0	0
$N' \Lambda K^+$		0	1/2	1/4	0,354	0,0180	0,353	0,0181
$K^0$		0	1/2	3/4	1,061	0,0541	0,353	0,0181
$N' \Sigma^+ K^+$		1/4	9/20	3/10	0,333	0,0146	0,561	0,0271
$\Sigma^+ K^0$		1/12	7/20	3/10	0,333	0,0146	0,298	0,0139
$\Sigma^0 K^+$		1/6	1/5	7/20	0,389	0,0170	0,318	0,0156
$\Sigma^0 K^0$		1/6	1/5	9/20	0,500	0,0219	0,318	0,0156
$\Sigma^- K^+$		1/12	7/20	3/5	0,667	0,0292	0,298	0,0139
$\Sigma^- K^0$		1/4	9/20	0	0	0	0,561	0,0271
$N'' \Lambda K^+$		1/2	1	5/4	0,706	0,0394	0,659	0,0336
$K^0$		1/2	1	3/4	0,466	0,0236	0,659	0,0336

Т а б л и ц а УП

Зарядовые состояния	Зарядовый множитель			Статистический вес (%)			
	$T(0,0)$	$T(1,0)$	$T(1,1)$	$V_2$	$V_3$	$V_2$	$V_3$
$N\pi \Sigma^+ K^+$	I/4	9/20	2I/20	0,538	0,0272	0,259	0,0132
$\Sigma^+ K^0$	5/12	I7/20	2I/20	0,538	0,0272	0,457	0,0233
$\Sigma^0 K^+$	I/3	7/I0	I7/20	0,436	0,0220	0,370	0,0190
$\Sigma^0 K^0$	I/3	7/I0	9/20	0,230	0,0117	0,370	0,0190
$\Sigma^- K^+$	5/12	I7/20	3/5	0,307	0,0156	0,457	0,0233
$\Sigma^- K^0$	I/4	9/20	0	0	0	0,259	0,0132
$N'\pi \Lambda K^+$	I/2	I	5/4	0,427	0,0217	0,363	0,0185
$K^0$	I/2	I	3/4	0,256	0,0129	0,363	0,0185
$2N \tilde{K}^0 K^+$	I/3	I/2	3/2	0,0135	0,0154	0,0 <sup>2</sup> 559	0,0 <sup>2</sup> 643
$\tilde{K}^0 K^0$	2/3	I	3/4	0,0 <sup>2</sup> 673	0,0 <sup>2</sup> 767	0,0112	0,0129
$K^- K^+$	2/3	I	3/4	0,0 <sup>2</sup> 673	0,0 <sup>2</sup> 767	0,0112	0,0129
$K^- K^0$	I/3	I/2	0	0	0	0,0 <sup>2</sup> 559	0,0 <sup>2</sup> 643
$N'\pi \Sigma^+ K^+$	I/4	I3/20	II/I0	0,216	0,01093	0,118	0,0 <sup>2</sup> 606
$\Sigma^+ K^0$	5/12	I9/20	II/I0	0,216	0,01093	0,185	0,0 <sup>2</sup> 943
$\Sigma^0 K^+$	I/3	9/I0	I9/20	0,186	0,0 <sup>2</sup> 944	0,161	0,0 <sup>2</sup> 824
$\Sigma^0 K^0$	I/3	9/I0	I3/20	0,128	0,0 <sup>2</sup> 646	0,161	0,0 <sup>2</sup> 824
$\Sigma^- K^+$	5/12	I9/20	7/I0	0,137	0,0 <sup>2</sup> 696	0,185	0,0 <sup>2</sup> 943
$\Sigma^- K^0$	I/4	I3/20	I/2	0,0980	0,0 <sup>2</sup> 497	0,118	0,0 <sup>2</sup> 606

Зарядовые состояния	Зарядовый множитель			Статистический вес (%)			
				(pp)-столкновения		(np)-столкновения	
	$T(0,0)$	$T(1,0)$	$T(1,1)$	$V_2$	$V_3$	$V_2$	$V_3$
$NN' \bar{K}^0 K^+$	I/3	4/5	3/5	0,0 <sup>2</sup> 279	0,0 <sup>2</sup> 319	0,0 <sup>2</sup> 360	0,0 <sup>2</sup> 827
$\bar{K}^0 K^0$	I/6	7/10	9/10	0,0 <sup>2</sup> 418	0,0 <sup>2</sup> 478	0,0 <sup>2</sup> 250	0,0 <sup>2</sup> 573
I $K^- K^+$	I/6	7/10	9/10	0,0 <sup>2</sup> 418	0,0 <sup>2</sup> 478	0,0 <sup>2</sup> 250	0,0 <sup>2</sup> 573
$K^- K^0$	I/3	4/5	2/5	0,0 <sup>2</sup> 279	0,0 <sup>2</sup> 319	0,0 <sup>2</sup> 360	0,0 <sup>2</sup> 827
$N'N' \bar{K}^0 K^+$	I/3	4/5	8/5	0,0 <sup>3</sup> 147	0,0 <sup>3</sup> 168	0,0 <sup>4</sup> 714	0,0 <sup>4</sup> 822
$\bar{K}^0 K^0$	2/3	6/5	9/10	0,0 <sup>4</sup> 830	0,0 <sup>4</sup> 948	0,0 <sup>3</sup> 124	0,0 <sup>3</sup> 143
$K^- K^+$	2/3	6/5	9/10	0,0 <sup>4</sup> 830	0,0 <sup>4</sup> 948	0,0 <sup>3</sup> 124	0,0 <sup>3</sup> 143
$K^- K^0$	I/3	4/5	3/5	0,0 <sup>4</sup> 554	0,0 <sup>4</sup> 633	0,0 <sup>4</sup> 714	0,0 <sup>4</sup> 822
$N'2\pi^+ K^+$	I	2	5/2	0,124	0,0 <sup>2</sup> 622	0,105	0,0 <sup>2</sup> 522
$K^0$	I	2	3/2	0,0743	0,0 <sup>2</sup> 373	0,105	0,0 <sup>2</sup> 529
$N'2\pi^+ \Sigma^+ K^+$	I/2	11/10	43/20	0,0948	0,0 <sup>2</sup> 476	0,0520	0,0 <sup>2</sup> 264
$\Sigma^+ K^0$	5/6	9/5	43/20	0,0948	0,0 <sup>2</sup> 476	0,0860	0,0 <sup>2</sup> 436
$\Sigma^0 K^+$	2/3	8/5	9/5	0,0793	0,0 <sup>2</sup> 398	0,0723	0,0 <sup>2</sup> 366
$\Sigma^0 K^0$	2/3	8/5	11/10	0,0485	0,0 <sup>2</sup> 243	0,0723	0,0 <sup>2</sup> 366
$\Sigma^- K^+$	5/6	9/5	13/10	0,0573	0,0 <sup>2</sup> 288	0,0860	0,0 <sup>2</sup> 436
$\Sigma^- K^0$	I/2	11/10	I/2	0,0221	0,0 <sup>2</sup> 1105	0,0520	0,0 <sup>2</sup> 264
$N \Xi^0 K^+ K^+$	0	0	3/4	0,0 <sup>3</sup> 429	0,0 <sup>4</sup> 168	0	0
$\Xi^0 K^+ K^0$	2/3	I	3/2	0,0 <sup>3</sup> 859	0,0 <sup>4</sup> 336	0,0 <sup>3</sup> 714	0,0 <sup>4</sup> 282
$\Xi^- K^+ K^+$	I/3	I/2	3/4	0,0 <sup>3</sup> 429	0,0 <sup>4</sup> 168	0,0 <sup>3</sup> 357	0,0 <sup>4</sup> 141
$\Xi^0 K^0 K^0$	I/3	I/2	0	0	0	0,0 <sup>3</sup> 357	0,0 <sup>4</sup> 141
$\Xi^- K^+ K^0$	2/3	I	0	0	0	0,0 <sup>3</sup> 714	0,0 <sup>4</sup> 282
$\Xi^- K^0 K^0$	0	0	0	0	0	0	0

Т а б л и ц а УШ

Реакция	(пр)				(пр)			
	$V_2$		$V_3$		$V_2$		$V_3$	
	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%
$2Nn\pi$	3,13	86,0	3,13	99,0	3,10	85,5	3,10	99,0
$NAK n\pi$	1,32	5,04	1,31	0,258	1,25	5,30	1,25	0,274
$N\bar{\Sigma}K n\pi$	1,31	8,86	1,31	0,454	1,28	9,21	1,28	0,474
$2N\bar{K}K n\pi$	1,17	0,131	1,17	0,151	1,36	0,132	1,13	0,154
$2\Lambda 2K n\pi$	0,150	0,0 <sup>2</sup> 24	0,154	0,0 <sup>5</sup> 28	0,103	0,0 <sup>2</sup> 37	0,103	0,0 <sup>5</sup> 46
$NE\bar{2}K n\pi$	0,54	0,0135	0,45	0,0 <sup>3</sup> 46	0,46	0,0149	0,35	0,0 <sup>3</sup> 52
$\Lambda\Sigma 2K n\pi$	0,176	0,0 <sup>2</sup> 49	0,169	0,0 <sup>5</sup> 59	0,179	0,0 <sup>2</sup> 52	0,172	0,0 <sup>5</sup> 64
$2\Sigma 2K n\pi$	0,131	0,0 <sup>2</sup> 42	0,137	0,0 <sup>5</sup> 51	0,125	0,0 <sup>2</sup> 44	0,127	0,0 <sup>5</sup> 55
$3N\bar{N} n\pi$	0,024	0,074	0,025	0,0851	0,020	0,094	0,024	0,109

Т а б л и ц а IX (10 BeV)

Реакция	(pp)				(pr)			
	V <sub>2</sub>		V <sub>3</sub>		V <sub>2</sub>		V <sub>3</sub>	
	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%	$\bar{n}$	W%
2N nπ	3,70	83,7	3,70	95,7	3,67	83,0	3,67	95,5
1N K nπ	1,74	4,14	1,74	0,210	1,71	4,40	1,70	0,225
1N Σ K nπ	1,76	8,01	1,75	0,405	1,73	8,26	1,72	0,420
2N K̄ K nπ	1,62	0,213	1,81	0,283	1,60	0,220	1,78	0,290
2Λ 2K nπ	0,33	0,0 <sup>2</sup> 36	0,34	0,0 <sup>5</sup> 44	0,24	0,0 <sup>2</sup> 54	0,24	0,0 <sup>5</sup> 66
1N Σ 2K nπ	0,87	0,039	0,80	0,0 <sup>2</sup> 15	0,79	0,042	0,72	0,0 <sup>2</sup> 16
Σ 2K nπ	0,32	0,0120	0,48	0,0 <sup>5</sup> 93	0,32	0,0129	0,49	0,0 <sup>4</sup> 103
Σ 2K nπ	0,31	0,0106	0,31	0,0 <sup>4</sup> 127	0,29	0,0112	0,29	0,0 <sup>4</sup> 136
2N Λ̄ nπ	1,21	2,94	1,20	3,34	1,17	3,03	1,17	3,49
2N Λ̄ Λ nπ	0,39	0,18	0,40	0,0 <sup>2</sup> 25	0,21	0,24	0,19	0,0 <sup>2</sup> 32
2N Λ̄ Σ nπ	0,29	0,21	0,28	0,0 <sup>2</sup> 29	0,29	0,24	0,28	0,0 <sup>2</sup> 32
2N Λ̄ Σ̄ nπ	0,29	0,21	0,28	0,0 <sup>2</sup> 29	0,29	0,24	0,28	0,0 <sup>2</sup> 32
2N Σ̄ Σ nπ	0,21	0,24	0,19	0,0 <sup>2</sup> 32	0,20	0,25	0,171	0,0 <sup>2</sup> 35
1N Σ̄ 2Λ nπ		0,016		0,0 <sup>5</sup> 74		0,027		0,0 <sup>4</sup> 13
2N Σ̄ Σ nπ		0,0 <sup>2</sup> 93		0,0 <sup>3</sup> 13		0,012		0,0 <sup>3</sup> 16
1N Σ̄ Σ nπ		0,0 <sup>2</sup> 52		0,0 <sup>5</sup> 24		0,0 <sup>2</sup> 56		0,0 <sup>5</sup> 27
2N Λ̄ K nπ		0,0 <sup>3</sup> 27		0,0 <sup>4</sup> 14		0,0 <sup>3</sup> 35		0,0 <sup>4</sup> 18
2N Λ̄ Λ K nπ		0,0 <sup>3</sup> 81		0,0 <sup>4</sup> 41		0,0 <sup>2</sup> 10		0,0 <sup>4</sup> 53
3N Σ̄ K nπ		0,0 <sup>3</sup> 13		0,0 <sup>5</sup> 67		0,0 <sup>4</sup> 74		0,0 <sup>5</sup> 73
2N Λ̄ Σ K nπ		0,0 <sup>3</sup> 40		0,0 <sup>4</sup> 20		0,0 <sup>3</sup> 80		0,0 <sup>4</sup> 22

	(pp)		(np)	
	$\bar{W}_2\%$	$\bar{W}_2\%$	$\bar{W}_2\%$	$\bar{W}_2\%$
$\sum_n NAK^+$ $K^0$	3,05	0,156	2,65	0,137
	1,99	0,102	2,65	0,137
$\sum_n N\Sigma^+K^+$ $\Sigma^+K^0$ $\Sigma^0K^+$ $\Sigma^0K^0$ $\Sigma^-K^+$ $\Sigma^-K^0$	2,14	0,110	1,17	0,0603
	2,14	0,110	1,86	0,0960
	1,79	0,092	1,56	0,0806
	1,10	0,056	1,56	0,0806
	1,35	0,069	1,86	0,0960
	0,33	0,017	1,17	0,0603
$\sum_n \Lambda N \bar{K}^0 K^+$ $\bar{K}^0 K^0$ $K^- K^+$ $K^- K^0$	0,040	0,046	0,030	0,035
	0,034	0,040	0,035	0,040
	0,034	0,040	0,035	0,040
	0,018	0,021	0,040	0,035
$\sum_n N \Xi^0 K^+ K^+$ $\Xi^0 K^+ K^0$ $\Xi^- K^+ K^+$ $\Xi^0 K^0 K^0$ $\Xi^- K^+ K^0$ $\Xi^- K^0 K^0$	0,0221	0,0484	0,0383	0,0433
	0,0243	0,0317	0,0237	0,0315
	0,0221	0,0484	0,0218	0,0473
	0,0210	0,0438	0,0218	0,0473
	0,0219	0,0476	0,0237	0,0315
	0	0	0,0383	0,0433



Таблица № X.

( IO Бэв)

	$\bar{w}_2\%$	$\bar{w}_2\%$	$\bar{w}_2\%$	$\bar{w}_2\%$
$\pi\pi NAK^+$	2,48	0,126	2,20	0,112
$K^0$	1,66	0,084	2,20	0,112
$\pi\pi N\Sigma^+K^+$	1,86	0,094	1,08	0,091
$\Sigma^+K^0$	1,86	0,094	1,64	0,128
$\Sigma^0K^+$	1,58	0,080	1,40	0,111
$\Sigma^0K^0$	1,04	0,052	1,40	0,111
$\Sigma^-K^+$	1,23	0,063	1,64	0,128
$\Sigma^-K^0$	0,44	0,022	1,08	0,091
$\pi\pi 2N \bar{K}^0K^+$	0,065	0,080	0,047	0,059
$\bar{K}^0K^0$	0,053	0,066	0,057	0,071
$K^-K^+$	0,053	0,067	0,057	0,071
$K^-K^0$	0,030	0,039	0,047	0,059
$\pi\pi N\Sigma^0K^+K^+$	0,0267	0,0325	0,0236	0,0314
$\Sigma^0K^+K^0$	0,0134	0,0350	0,0117	0,0344
$\Sigma^-K^+K^+$	0,0267	0,0325	0,0258	0,0323
$\Sigma^0K^0K^0$	0,0242	0,0316	0,0258	0,0323
$\Sigma^-K^+K^0$	0,0283	0,0332	0,0117	0,0344
$\Sigma K^0K^0$	0,034	0,041	0,0236	0,0314

(np)

(pp)

Таблица № X

(Ю Бэв)

Реакция	PP		нр	
	$\bar{w}_1\%$	$\bar{w}_2\%$	$\bar{w}_1\%$	$\bar{w}_2\%$
нП 2N1 $\Sigma^-$ ( $\lambda^+ \Sigma^+$ ) $\Sigma^0$ ( $\lambda^+ \Sigma^0$ ) $\Sigma^+$ ( $\lambda^+ \Sigma^-$ )	0,136	0,0 <sup>2</sup> 184	0,073	0,0 <sup>3</sup> 98
	0,062	0,0 <sup>3</sup> 82	0,087	0,0 <sup>2</sup> 118
	0,016	0,0 <sup>3</sup> 21	0,073	0,0 <sup>3</sup> 98
нП 2N $\Sigma^-$ $\Sigma^0$ $\Sigma^+$	0,122	0,0 <sup>2</sup> 164	0,084	0,0 <sup>2</sup> 113
	0,075	0,0 <sup>2</sup> 101	0,087	0,0 <sup>2</sup> 117
	0,042	0,0 <sup>3</sup> 56	0,085	0,0 <sup>2</sup> 114
нП (2 $\Sigma$ + 2 $\Lambda$ )	0,019	0,0 <sup>5</sup> 89	0,016	0,0 <sup>5</sup> 76
	0,0 <sup>2</sup> 20	0,0 <sup>6</sup> 91	0,016	0,0 <sup>5</sup> 76
нП 2N $\Xi$	0,0 <sup>2</sup> 70	0,0 <sup>4</sup> 95	0,0 <sup>2</sup> 60	0,0 <sup>4</sup> 82
	0,0 <sup>2</sup> 23	0,0 <sup>4</sup> 32	0,0 <sup>2</sup> 60	0,0 <sup>4</sup> 82

Т а б л и ц а № XI.

N	(PP)				(HP)			
	7 Bev		10 Bev		7 Bev		10 Bev	
	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %
	NN R R							
0	0,084	0,097	0,0190	0,022	0,14	0,163	0,032	0,037
I	3,36	3,88	1,13	1,26	3,43	3,99	1,19	1,35
2	17,8	20,5	8,92	10,2	19,3	22,4	9,74	11,2
3	36,0	41,4	26,2	30,0	34,4	39,7	25,50	29,3
4	22,2	25,6	29,1	33,3	22,0	25,5	29,0	33,4
5	6,05	6,98	14,9	17,1	5,78	6,70	14,43	16,6
6	0,49	0,56	2,82	3,23	0,47	0,54	2,71	3,12
7			0,58	0,65			0,43	0,50
	NAK R R							
0	0,68	0,035	0,28	0,0145	1,13	0,059	0,47	0,025
I	2,34	0,120	1,33	0,068	2,00	0,103	1,18	0,061
2	1,77	0,090	1,79	0,091	1,90	0,098	1,95	0,099
3	0,23	0,012	0,67	0,033	0,24	0,012	0,72	0,036
4	0,022	0,0 <sup>2</sup> 11	0,07	0,0 <sup>2</sup> 4	0,022	0,0 <sup>2</sup> 11	0,07	0,0 <sup>2</sup> 4
	N2K R R							
0	1,23	0,064	0,52	0,027	1,33	0,069	0,57	0,029
I	4,04	0,207	2,44	0,124	4,36	0,225	2,66	0,136
2	3,22	0,165	3,63	0,183	3,16	0,162	3,64	0,185
3	0,34	0,017	1,28	0,064	0,33	0,017	1,25	0,063
4	0,031	0,0 <sup>2</sup> 15	0,14	0,0 <sup>2</sup> 7	0,030	0,0 <sup>2</sup> 15	0,14	0,0 <sup>2</sup> 7
	2IV R R R R							
0	0,022	0,025	0,020	0,023	0,028	0,032	0,026	0,030
I	0,069	0,079	0,074	0,084	0,063	0,073	0,069	0,080
2	0,037	0,043	0,087	0,099	0,038	0,045	0,091	0,104
3	0,0 <sup>2</sup> 34	0,0 <sup>2</sup> 39	0,032	0,077	0,0 <sup>2</sup> 38	0,038	0,034	0,076

Т а б л и ц а № XI.

N	PP 7BeV		PP 10BeV		(PH) 7BeV		(PH) 10BeV	
	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %
	2 Δ 2K нт							
0	0,0 <sup>2</sup> 20	0,0 <sup>5</sup> 24	0,0 <sup>2</sup> 24	0,0 <sup>5</sup> 29	0,0 <sup>2</sup> 33	0,0 <sup>5</sup> 41	0,0 <sup>5</sup> 41	0,0 <sup>5</sup> 50
I	0,0 <sup>3</sup> 36	0,0 <sup>6</sup> 43	0,0 <sup>2</sup> 12	0,0 <sup>5</sup> 15	0,0 <sup>2</sup> 38	0,0 <sup>6</sup> 47	0,0 <sup>2</sup> 13	0,0 <sup>5</sup> 16
0	0,0 <sup>2</sup> 40	0,0 <sup>5</sup> 49	0,0 <sup>2</sup> 81	0,0 <sup>5</sup> 48	0,0 <sup>2</sup> 43	0,0 <sup>5</sup> 53	0,0 <sup>2</sup> 88	0,0 <sup>5</sup> 53
I	0,0 <sup>3</sup> 86	0,0 <sup>5</sup> 10	0,0 <sup>2</sup> 38	0,0 <sup>5</sup> 45	0,0 <sup>3</sup> 53	0,0 <sup>5</sup> 11	0,0 <sup>2</sup> 41	0,0 <sup>5</sup> 50
0	0,0 <sup>2</sup> 36	0,0 <sup>5</sup> 44	0,0 <sup>2</sup> 73	0,0 <sup>5</sup> 88	0,0 <sup>2</sup> 39	0,0 <sup>5</sup> 48	0,0 <sup>2</sup> 79	0,0 <sup>5</sup> 96
I	0,0 <sup>3</sup> 55	0,0 <sup>6</sup> 7	0,0 <sup>2</sup> 33	0,0 <sup>5</sup> 39	0,0 <sup>3</sup> 55	0,0 <sup>6</sup> 7	0,0 <sup>2</sup> 33	0,0 <sup>5</sup> 40
0	0,0 <sup>2</sup> 66	0,0 <sup>3</sup> 26	0,012	0,0 <sup>3</sup> 49	0,0 <sup>2</sup> 84	0,0 <sup>3</sup> 34	0,016	0,0 <sup>3</sup> 63
I	0,0 <sup>2</sup> 65	0,0 <sup>3</sup> 20	0,021	0,0 <sup>3</sup> 82	0,0 <sup>2</sup> 61	0,0 <sup>3</sup> 17	0,020	0,0 <sup>3</sup> 78
2	0,0 <sup>3</sup> 41	0,0 <sup>5</sup> 4	0,0 <sup>2</sup> 64	0,0 <sup>3</sup> 19	0,0 <sup>3</sup> 41	0,0 <sup>5</sup> 5	0,0 <sup>2</sup> 65	0,0 <sup>3</sup> 19
0	0,072	0,083	0,52	0,59	0,092	0,106	0,66	0,76
I	0,0 <sup>2</sup> 18	0,0 <sup>2</sup> 21	1,34	1,53	0,0 <sup>2</sup> 19	0,0 <sup>2</sup> 26	1,23	1,42
2			1,03	1,17			1,09	1,26
3			0,05	0,05			0,05	0,05

Т а б л и ц а № XI.

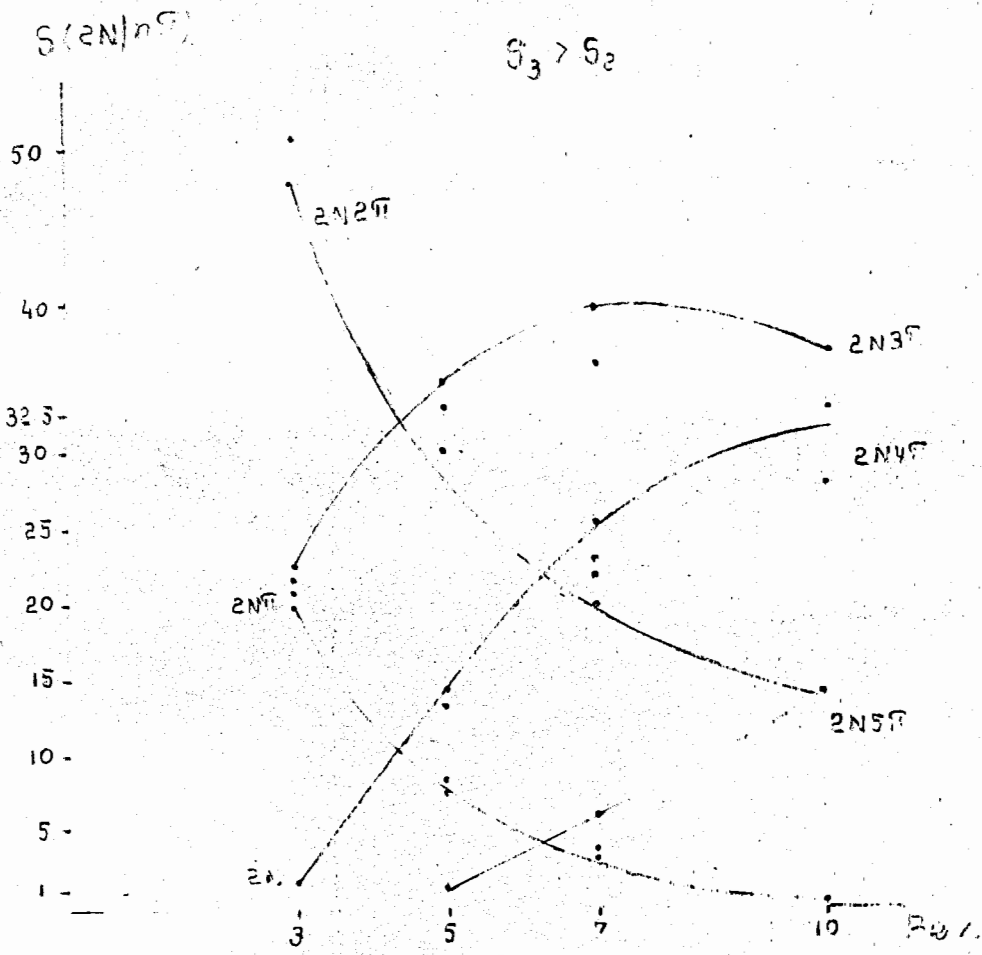
Реакции	pp 10 Bev		(pn) 10 Bev	
	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %	W <sub>1</sub> %	W <sub>2</sub> %
2N Λ Λ̄	0,11	0,0 <sup>2</sup> 15	0,19	0,0 <sup>2</sup> 26
2N Λ Λ̄ π	0,07	0,0 <sup>2</sup> 10	0,05	0,0 <sup>3</sup> 6
2N Λ Σ̄ (Λ̄Σ)	0,15	0,0 <sup>2</sup> 21	0,17	0,0 <sup>2</sup> 23
2N Λ Σ̄ (XΣ)π	0,06	0,0 <sup>3</sup> 8	0,07	0,0 <sup>3</sup> 9
2N Σ̄ Σ	0,19	0,0 <sup>2</sup> 26	0,21	0,0 <sup>2</sup> 29
2N Σ̄ Σ π	0,05	0,0 <sup>3</sup> 6	0,05	0,0 <sup>3</sup> 6
2N Ξ̄ Ξ	0,0 <sup>2</sup> 93	0,0 <sup>3</sup> 13	0,012	0,0 <sup>3</sup> 16
N Λ Ξ̄ Σ	0,0 <sup>2</sup> 52	0,0 <sup>5</sup> 24	0,0 <sup>2</sup> 56	0,0 <sup>5</sup> 27
N Ξ̄ 2Λ	0,016	0,0 <sup>5</sup> 74	0,027	0,0 <sup>4</sup> 13
3N Λ R̄	0,0 <sup>3</sup> 27	0,0 <sup>4</sup> 14	0,0 <sup>3</sup> 35	0,0 <sup>4</sup> 18
2N Λ̄ Λ K	0,0 <sup>3</sup> 81	0,0 <sup>4</sup> 41	0,0 <sup>2</sup> 104	0,0 <sup>4</sup> 53
3N Σ̄ R̄	0,0 <sup>3</sup> 13	0,0 <sup>5</sup> 67	0,0 <sup>4</sup> 74	0,0 <sup>5</sup> 73
2N Λ̄ Σ K	0,0 <sup>3</sup> 40	0,0 <sup>4</sup> 20	0,0 <sup>3</sup> 43	0,0 <sup>4</sup> 22

Т а б л и ц а № XII.

E	N%				S%				Y%			
	pp		pn		pp		pn		pp		pn	
	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>	V <sub>2</sub>	V <sub>3</sub>
3	-	-	-	-	2,9	0,13	3,4	0,16	-	-	-	-
5	-	-	-	-	6,0	0,29	6,4	0,32	-	-	-	-
7	0,016	0,017	0,020	0,022	5,9	0,34	6,3	0,36	-	-	-	-
10	0,56	0,59	0,58	0,62	5,1	0,32	5,4	0,34	0,17	0,0 <sup>2</sup> 21	0,19	0,02 24

Л и т е р а т у р а

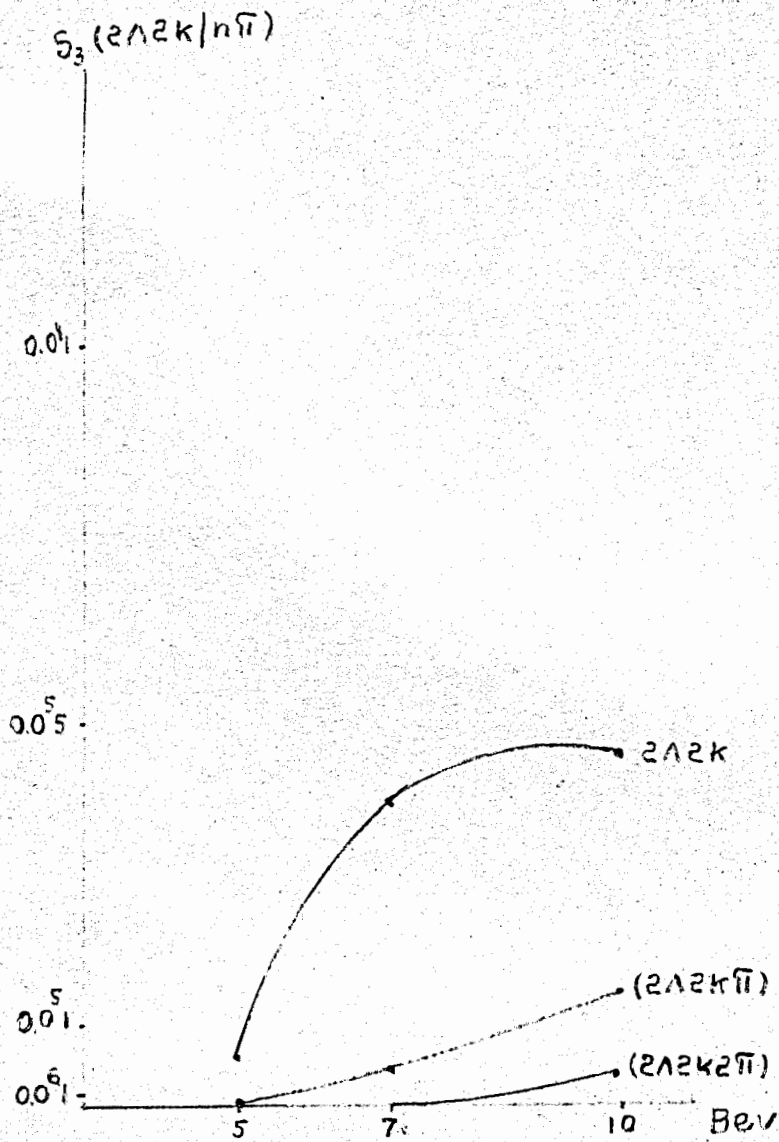
- I. С.З. Беленький, Н.И. Некишев ЖЭТФ
2. M.M. Block, *Phys. Rev.* 101, 796 (1956)
3. И.Л. Розенталь, В.М. Максименко; ЖЭТФ ( в печати).
4. С.З. Беленький, И.Л. Розенталь, А.И. Некишев, В.М. Максименко: УФН ( в печати)
5. Goldhaber, *Proceedings of the Fifth Annual Rochester Conference.*
6. Д.И. Блохинцев УФН (1957)
7. В.Ю. Вотруба, М.Я. Даньш, Ф.Е. Лоу, Информационные сообщения в Объединенном институте ядерных исследований о 7-ой Рочестерской конференции.
8. И.Е. Тамм, Доклад на конгрессе по теоретической физике в Сиатле США сентябрь 1956 г.
9. Б.С. Неганов, ЖЭТФ (в печати). 33 ~ 1 (7) (1957).
10. D.C. Peaslee, *Phys. Rev.* 105, 1934 (1957)
11. В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов; *Suppl. de la Nuovo Cim.* (направлено в редакцию)
12. O. Chamberlain, E. Segre, C. Wigand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* 100, 947 (1955).
13. W.H. Barkas et. al., *Phys. Rev.* 105, 1037 (1957).



$S(\Lambda\Sigma 2K n\pi)$



Зависимость статистического веса реакции  
 $N+N \rightarrow NN n\pi$  и  $N+N \rightarrow \Lambda\Sigma 2K n\pi$  от энергии  
 и числа  $\pi$ -мезонов.



Зависимость статистического веса реакций  $N+N \rightarrow 2\Lambda 2k n \pi$  от энергии и числа родившихся  $\pi$ -мезонов.