

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## МЕЗОНЫ И ГИПЕРОНЫ \*)

Г. Сноу и М. Шапиро

## А. ВВЕДЕНИЕ И ТЕРМИНОЛОГИЯ

## 1. Классификация частиц

Изучение элементарных частиц носит пока в основном феноменологический характер. Еще не существует теории, которая могла бы полностью предсказать или объяснить число существующих частиц и их внутренние свойства, такие, как масса, заряд и т. д. Все известные элементарные частицы \*\*) можно разделить на четыре группы \*\*\*):

а) Фотоны ( $\gamma$ ) — кванты электромагнитного поля. Они имеют равную нулю массу, спин  $\hbar$  и взаимодействуют с зарядом или током других частиц только в результате электромагнитного взаимодействия.

б) Лептоны — относительно легкие частицы со спином  $1/2 \hbar$ , слабо взаимодействующие друг с другом и со всеми другими известными частицами. Сюда входят: нейтрино  $\nu$ , антинейтрино  $\bar{\nu}$ , электрон  $e^-$ , позитрон  $e^+$ ,  $\mu^-$  (отрицательный мюон) и  $\mu^+$  (положительный мюон) \*\*\*\*). Строго говоря, нужно разделить лептоны на лептоны  $\nu, e^-, \mu^-$  и антилептоны  $\bar{\nu}, e^+, \mu^+$ . По-видимому, лептоны подчиняются закону сохранения, согласно которому лептон и антилептон возникают или исчезают одновременно. Возможно также, хотя еще и не установлено, что существуют два различных типа нейтрино и антинейтрино (см. <sup>90</sup> и <sup>105</sup> в списке литературы).

в) Мезоны — нестабильные, бесспиновые частицы, имеющие массу, промежуточную между электронами и протонами, и сильно взаимодействующие с барионами и друг с другом. Существуют две группы мезонов:  $\pi$ -мезоны ( $\pi^+, \pi^0, \pi^-$ ) и  $K$ -мезоны ( $K^+, K^0, \bar{K}^0, K^-$ ).

г) Барионы — сильно взаимодействующие частицы со спином  $1/2 \hbar$  и с массой не меньше массы протона. Барионы состоят из нуклонов  $N$  (протон  $p$  и нейтрон  $n$ ) и гиперонов  $Y$  ( $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0$  и  $\Xi^-$ ). Гипероны нестабильны и тяжелее протонов и нейтронов. Кроме того, теория предсказывает, что для каждого бариона существует антибарион, имеющий спин и массу бариона, но противоположный заряд. Антибарионы делятся на антинуклоны  $\bar{N}$  ( $\bar{p}, \bar{n}$ ) и антигипероны  $\bar{Y}$

\*) G. A. Snow and M. M. Shapiro, Revs. Mod. Phys. 33, № 2 (1961). Перевод Н. И. Гинзбург.

\*\*) Одно из определений «элементарной частицы» состоит в том, что ее внутренняя структура не может быть описана как простое соединение других частиц.

\*\*\*) Более полные описания свойств элементарных частиц см. в работах <sup>30</sup>, <sup>44</sup>, <sup>48</sup>, <sup>63</sup>, <sup>65</sup>, <sup>67</sup>, <sup>68</sup>, <sup>78</sup>, <sup>84</sup>, <sup>88</sup>, <sup>89</sup>, <sup>98</sup>, <sup>100</sup>, <sup>103</sup>, <sup>107-109</sup>, <sup>116-118</sup>, <sup>121</sup>, <sup>136</sup>, <sup>138</sup>.

\*\*\*\*) Мы избегаем термина « $\mu$ -мезон», чтобы сохранить термин «мезон» для  $\pi$ - и  $K$ -раздел В).

( $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\bar{\Sigma}^+$ ,  $\bar{\Sigma}^0$ ,  $\bar{\Sigma}^-$ ,  $\bar{\Xi}^0$ ,  $\bar{\Xi}^-$ ). До сих пор экспериментально было установлено существование антибарионов  $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  и, возможно,  $\bar{\Sigma}^+$  и  $\bar{\Sigma}^0$ . Барионы и антибарионы подчиняются строгому закону сохранения: барион может возникнуть или исчезнуть только в паре с антибарионом. Этот закон обеспечивает стабильность ядер, а следовательно, и вещества.

Все реакции, наблюдаемые между элементарными частицами, кроме закона сохранения барионов, строго подчиняются законам сохранения: энергии, импульса, момента количества движения и заряда. Кроме того, все частицы с целым спином (в единицах  $\hbar$ ) подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, и поэтому их называют бозонами (сюда относятся  $\gamma$ ,  $\pi$ ,  $K$ ). Все частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми—Дирака и называются фермионами (сюда относятся  $\nu$ ,  $e$ ,  $\mu$ ,  $N$ ,  $Y$  и их античастицы).

$K$ -мезоны и гипероны называют «странными» частицами в силу особенностей механизма их образования и распада (см. раздел В).

## 2. Типы взаимодействий

Все известные взаимодействия элементарных частиц, кроме гравитационного, можно разделить, по-видимому, на три типа:

а) Сильные взаимодействия, характерные для виртуальных процессов  $N \rightarrow N + \pi$  или  $N \rightarrow Y + K$ . Сила этих взаимодействий может быть измерена с помощью безразмерной константы связи  $g^2/\hbar c \sim 1$ .

б) Электромагнитные взаимодействия, с помощью которых фотон может быть виртуально испущен или поглощен любой заряженной частицей, как реальной, так и виртуальной. Сила этого взаимодействия измеряется постоянной тонкой структуры  $\alpha \equiv e^2/\hbar c = 1/137$ .

в) Слабые взаимодействия, характерные для процессов распада  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  или  $Y \rightarrow n + \pi$ . Для этих процессов распада эффективная безразмерная константа связи по порядку величины равна  $10^{-14}$ . Замечателен тот факт, что почти для всех процессов слабого взаимодействия константа связи одинакова по порядку величины. Кроме того, экспериментально установлено, что в процессах слабого взаимодействия четность, вообще говоря, не сохраняется (четность характеризует симметрию волновой функции состояния при инверсии пространственных координат).

## Б. ВНУТРЕННИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В таблице I приведены обозначения частиц, спин, масса и среднее время жизни всех известных частиц и античастиц. Хотя настоящая статья посвящена мезонам и гиперонам, мы приводим общую таблицу, поскольку мезоны и гипероны тесно связаны со всеми другими частицами (лептонами, нуклонами, фотонами). Заряд в таблице отмечен индексами «+», «0», «-» для положительного, нейтрального и отрицательного зарядов соответственно (за единицу заряда принимается заряд электрона). Заряды частицы и античастицы всегда имеют противоположные знаки (т. е.  $\bar{K}^+ = K^-$ ). Из теории следует, что спин, масса и среднее время жизни частицы и античастицы должны быть равны; поэтому они помещены в таблице в одной строке. Пока все экспериментальные результаты согласуются с этим теоретическим предсказанием. Хотя большинство нестабильных частиц, указанных в таблице I, были открыты в космических лучах\*), наиболее

\*) См., например, <sup>123</sup>, а также Proceedings of the University of Rochester Annual Conferences on High Energy Physics (1952—1955), Interscience Publishers, New York.

точные данные получены из экспериментов на ускорителях с помощью пузырьковых камер, камер Вильсона, счетчиков и фотоэмульсий. Значения масс электронов, мюонов, пионов и нуклонов взяты в основном из данных Коэна, Кроуэ и Дюмона (см. примечание <sup>а)</sup> к таблице I).

Таблица I

Внутренние свойства элементарных частиц \*)

Класс	Частица (символ)	Античастица (символ)	Спин (в единицах $\hbar$ )	Масса		Среднее время жизни (в сек)
				(в Мэв)	(в $m_e$ )	
Фотон	$\gamma$	$\gamma$	1	0	0	Стабильная
Лептоны	$\nu$	$\bar{\nu}$	$\frac{1}{2}$	0	0	Стабильная
	$e^-$	$e^+$	$\frac{1}{2}$	$0,510976 \pm 0,000007^a)$	1	Стабильная
	$\mu^-$	$\mu^+$	$\frac{1}{2}$	$105,655 \pm 0,010^b)$	206,77	$(2,212 \pm 0,002) \cdot 10^{-6} \text{ в}^B$
Мезоны	$\pi^0$	$\pi^0$	0	$135,00 \pm 0,05$	264,20	$(2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-16}$
	$\pi^+$	$\pi^-$	0	$139,53 \pm 0,05$	273,18	$(2,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$
	$K^+$	$K^-$	0	$493,9 \pm 0,2$	966,6	$(1,224 \pm 0,013) \cdot 10^{-8}$
	$K^0$	$\bar{K}^0$	0	$497,8 \pm 0,6$	974,2	$\begin{cases} K_1^0 \\ K_2^0 \end{cases} \begin{matrix} (1,00 \pm 0,04) \cdot 10^{-10} \\ (6,1_{-1,1}^{+1,6}) \cdot 10^{-8} \end{matrix}$
Нуклоны	$p$	$\bar{p}$	$\frac{1}{2}$	$938,213 \pm 0,01$	1836,12	Стабильная
	$n$	$\bar{n}$	$\frac{1}{2}$	$939,507 \pm 0,01^r)$	1838,65	$(1,013 \pm 0,029) \cdot 10^3 \text{ л)}$
Гипероны	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$	$\frac{1}{2}$	$1115,36 \pm 0,14$	2182,80	$(2,51 \pm 0,09) \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	$\frac{1}{2}$	$1189,4 \pm 0,2$	2327,7	$(0,81_{-0,05}^{+0,06}) \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	$\frac{1}{2}$	$1191,5 \pm 0,5$	2331,8	$< 0,1 \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	$\frac{1}{2}$	$1196,0 \pm 0,3$	2340,6	$(1,61_{-0,09}^{+0,10}) \cdot 10^{-10}$
	$\Xi^0$	$\bar{\Xi}^0$	$\frac{1}{2}^?$	$1311 \pm 8$	2566	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$
	$\Xi^-$	$\bar{\Xi}^-$	$\frac{1}{2}^?$	$1318,4 \pm 1,2$	2580,2	$(1,3_{-0,3}^{+0,4}) \cdot 10^{-10}$

\*) Литература, использованная для составления таблицы, приводится или в нижеследующих примечаниях, или в разделе Б настоящей статьи.  
<sup>а)</sup> E. R. Cohen, K. M. Crowe and I. W. M. Dumond, Nuovo cimento 5, 541 (1957), Fundamental Constants of Physics, New York, 1957.  
<sup>б)</sup> См. <sup>86, 49</sup>.  
<sup>в)</sup> См. 50, 114, 132, 60, 10.  
<sup>г)</sup> Основано на разности масс  $M_n - M_p = 1,2939 \pm 0,0004$ .  
<sup>л)</sup> См. 126, 83.

Недостаток места ограничивает возможность подробного обсуждения свойств нейтронов и мюонов.

В таблице II приводятся схемы распада, значения  $Q$  (т. е. значения энергии распада) и относительные вероятности распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов.

Таблица II

Схемы распада, относительные вероятности распада и значения  $Q$  для мезонов а, б)

Частица	Схема распада	$Q$ (в Мэв)	Относительная вероятность распада (в %)
$\pi^+$	$\mu^+ + \nu$	33,93	99,99
$\pi^0$	$e^+ + \nu$	139,08	$(1,21 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$
	$\gamma + \gamma$	135,00	
$K^+$	$\mu^+ + \nu (K_{\mu 2})^B$	388,2	$58 \pm 2$
	$\pi^+ + \pi^0 (K_{\pi 2} \equiv \theta)$	219,3	$25,6 \pm 2$
	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^- (\tau)$	75,1	$5,7 \pm 0,3$
	$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0 (\tau')$	84,3	$1,7 \pm 0,3$
	$e^+ + \nu + \pi^0 (K_{e 3})$	358,4	$5,1 \pm 0,8$
	$\mu^+ + \nu + \pi^0 (K_{\mu 3})$	253,2	$3,9 \pm 0,5$
$K_S^0$	$\pi^+ + \pi^-$	218,6	$69 \pm 3$
	$\pi^0 + \pi^0$	227,8	$31 \pm 3$
$K_L^0$	$\{e^\pm\} + \{\nu, \bar{\nu}\} + \pi^\mp$	$\{357,7$	$\sim 0,1$
		$252,6$	
$K_2^0$	$e^\pm + \{\nu, \bar{\nu}\} + \pi^\mp$	357,7	? в)
	$\mu^\pm + \{\nu, \bar{\nu}\} + \pi^\mp$	252,6	? в)
	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	83,6	$\leq 15\%$
	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	92,8	? в)

а) Дополнительные схемы распада, связанные с электромагнитными процессами, которые изменяют конечное число частиц, в таблицу не включены (речь идет о процессах типа  $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$  или  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \gamma$ ).

В таблицу включены только положительно заряженные мезоны ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ), так как предполагается, что их античастицы ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ) имеют такие же схемы распада и одинаковые значения  $Q$  и относительных вероятностей распада.

б) Символы в скобках используются иногда для обозначения схемы распада.

в) Бардон и др.<sup>11</sup> наблюдали 152 случая  $K_S^0$ -распадов в камере Вильсона. Однако в силу экспериментальных трудностей относительные вероятности распадов не определены. Известно, что  $\pi\pi$ - и  $\pi\nu$ -распады преобладают. С другой стороны, распад  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  крайне трудно наблюдать и идентифицировать.

В таблице III собраны те же данные для гиперонов. Из заряженных мезонов в таблице II приведены только положительно заряженные мезоны ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ), поскольку предполагается, что их античастицы ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ) имеют соответствующую схему распада и такие же значения  $Q$  и относительной вероятности распада. Это согласуется с имеющимися экспериментальными данными. С целью сокращения библиографии ссылки даются только на несколько наиболее точных экспериментальных работ, данные из которых внесены в таблицы I и III.

#### 1. $\pi$ -мезоны

а) Массы. С помощью зависимости длины пробега от импульса мезонов и протонов, были определены<sup>12</sup> массы  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, а также отношение масс  $M_{\pi^+}/M_{\pi^-} = 1,0021 \pm 0,0018$ . Другие методы определения массы дают для  $\pi^-$ -мезона значение, согласующееся с предшествующим. Эти методы<sup>43</sup> основаны на использовании энергии  $\gamma$ -лучей в реакции  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$  или энергии  $\pi$ -мезонных рентгеновских лучей<sup>127,27</sup>

Таблица III

Схемы распада, относительные вероятности распада и значения  $Q$  для гиперонов

Частица	Схема распада	$Q$ (в Мэв)	Относительная вероятность распада (в %)
$\Lambda^0$	$\left\{ \begin{array}{l} p + \pi^- \\ n + \pi^0 \\ p + e^- + \bar{\nu} \end{array} \right.$	37,56	$64 \pm 3$
		40,85	$36 \pm 3$
		176,64	$\sim 0,2$
$\Sigma^+$	$\left\{ \begin{array}{l} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \\ p + \gamma \end{array} \right.$	116,2	$50 \pm 2^a)$
		110,3	$50 \pm 2$
		251,2	$\sim 0,5$
$\Sigma^0$	$\Lambda^0 + \gamma$	76,1	100
$\Sigma^-$	$n + \pi^-$	116,9	100 б)
$\Sigma^-$	$\Lambda^0 + \pi^-$	63,4	$\sim 100^в)$
$\Sigma^0$	$\Lambda^0 + \pi^0^в)$	60,6	$\sim 100^в)$

а) Верхний предел для лептонного распада  $\Sigma^+$  равен 0,7% <sup>72</sup>. Доказательства распада  $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$  содержатся в работе <sup>113</sup>.

б) Верхний предел для лептонного распада  $\Sigma^-$  равен 0,4% <sup>72</sup>.

в) Поскольку для идентификации каскадных процессов требуется наблюдение  $\Lambda^0$ -гиперона, вероятность распада на  $n + \pi^0$  неизвестна.

Наиболее точное значение получено <sup>12</sup> из сопоставления разности масс  $\pi^+$  и  $\mu^+$  ( $33,93 \pm 0,05$  Мэв) с очень точным новым определением массы  $\mu^-$ . Наилучшим методом определения массы  $\pi^0$ -мезона служит метод, основанный на определении разности масс  $\pi^- - \pi^0$  ( $M_{\pi^-} - M_{\pi^0} = 4,59 \pm 0,01$  Мэв). Эта разность была определена из доплеровского сдвига <sup>111</sup>, а также из угловой корреляции <sup>32</sup>  $\gamma$ -лучей в реакции  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . В последнее время эта разность масс была определена в результате измерения скорости нейтрона по времени пролета.

б) Среднее время жизни и схемы распада. Время жизни  $\pi^+$ -мезона наиболее точно определяется из распределения времен запаздывания продуктов распада — мюонов, испущенных  $\pi^+$ -мезонами, остановившимися в сцинтилляторе <sup>85,31,80,137,9</sup>. Поскольку остановившийся  $\pi^-$ -мезон поглощается веществом, время жизни  $\pi^-$ -мезона может быть определено только из распадов на лету <sup>87,44</sup>. Отношение  $\tau_{\pi^-}/\tau_{\pi^+} = 1,03 \pm 0,11$ . Распад  $\pi^0$ -мезона детектируется в результате наблюдения продуктов распада по схеме  $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$ . Относительная вероятность этого типа распада согласно вычислениям <sup>45</sup> равна 1,24%. Возникающая при этом пара электронов называется парой Далитца. С помощью пар Далитца, образовавшихся при  $K_{\pi 2}^+$ -распаде, сначала был определен верхний предел, а недавно и само значение времени жизни  $\pi^0$ -мезона. Это было сделано в результате установления распределения расстояний между концом трека  $K_{\pi 2}^+$  и началом следов электронной пары <sup>76,73</sup>. Относительная вероятность распадов  $(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu)/(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)$  была успешно предсказана <sup>59,129,15,82</sup>, а затем и измерена <sup>57,8,79</sup>.

в) Спин и четность. Спин  $\pi^\pm$ -мезона определяется из реакций  $\pi^+ + D \rightleftharpoons p + p$  с помощью принципа детального равновесия <sup>29,35,51,119</sup>. Предполагается, что  $\pi$ -мезон, являющийся античастицей по отношению к  $\pi^+$ -мезону, так же как и  $\pi^+$ -мезон, имеет спин, равный нулю. Это значение спина согласуется со 100%-ой поляризацией  $\mu^\pm$ -мезона в

распаде  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \left\{ \begin{matrix} \nu \\ \bar{\nu} \end{matrix} \right\}$ . Такая поляризация возможна в силу того,

что четность в процессе распада не сохраняется. Спин  $\pi^0$ -мезона должен быть четным, так как при его распаде образуются два  $\gamma$ -кванта<sup>111,139</sup>.  $\pi^0$ -мезон оказывается внутренне нечетным, как это непосредственно показано в результате измерения угловой корреляции между плоскостями электронно-позитронных пар, образующихся при резком распаде  $\pi^0 \rightarrow 2e^- + 2e^+$  (заметим, что при чисто электромагнитном распаде  $\pi^0$  четность сохраняется).  $\pi^-$ -мезон является нечетным, так как реакция  $\pi^- + d \rightarrow n + n$  наблюдается при захвате  $\pi^-$ -мезонов из состояний с нулевым моментом количества движения<sup>33,111,58,24</sup>.

Наконец, все сильные взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами согласуются с теорией, по которой  $\pi$ -мезоны являются псевдоскалярными частицами (нечетными частицами со спином 0)<sup>136,30,17</sup>. Четность  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов определяется только относительно четности  $(p\bar{n})$ - и  $(n\bar{p})$ -систем соответственно.

## 2 K-мезоны

а) Массы. Наиболее точно масса  $K^+$ -мезона была получена из значения  $Q$ , определенного при  $\tau$ -распаде, используя зависимость длины пробега от энергии в ядерных эмульсиях<sup>74,78,16</sup>. Другие значения масс, находящиеся в прекрасном согласии, определены по зависимости длины пробега  $K^+$ -мезонов от импульса, а также из значений  $Q$  при  $K_{\mu 2}^+$ - и  $K_{\pi 2}^+$ -распадах<sup>78,18,115</sup>. Аналогичные, но менее точные измерения проводились для  $K^-$ -мезона. Кроме того, точное значение массы  $K^-$ -мезона было определено из реакции  $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ , за которой следует реакция  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  (см. <sup>52,55,130,135</sup>).

Экспериментально отношение  $M_{K^-}/M_{K^+} = 0,9990 \pm 0,0010$ . Массы  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов были определены<sup>120,36</sup> из разностей  $M_{K^-} - M_{\bar{K}^+}$  и  $M_{K^+} - M_{K^0}$ . Первая разность получена из реакции  $K^- + p \rightarrow n + \bar{K}^0$ , а вторая — из сравнения реакций  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  и  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ , происходящих в одном и том же пучке  $\pi^-$ -мезонов. Наилучшее значение<sup>120</sup> разности масс между заряженным и нейтральным  $K$ -мезонами равно  $-3,9 \pm 0,6 M_{\pi e}$ .

б) Среднее время жизни и схемы распада. Время жизни  $K^+$ -мезона наиболее точно определяется из распределения времен запаздывания  $\mu^+$ - и  $\pi^+$ -частиц, образующихся при  $K_{\mu 2}^+$ - и  $K_{\pi 2}^+$ -распаде соответственно<sup>3,61</sup>. Время жизни  $K^-$ -мезона измерено, используя распад  $K^-$  на лету; это значение<sup>26</sup> находится в прекрасном согласии со временем жизни для  $K^+$ -мезона ( $\tau_{K^-}/\tau_{K^+} = 0,97 \pm 0,09$ ). Относительные вероятности распада  $K^+$ -мезона были определены из анализа распада  $K^+$ -мезонов, останавливающихся<sup>2</sup> в ядерных эмульсиях<sup>2,18,25,131</sup>.  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезоны распадаются с двумя различными временами средней жизни. Это своеобразное явление было предсказано Гелл-Манном и Пайсом<sup>69</sup> на основе использования принципов инвариантности и квантовой механики. Частицу  $K^0$  и ее античастицу  $\bar{K}^0$  можно рассматривать как линейную комбинацию двух состояний  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , имеющих различные времена жизни и различные схемы распада (см. таблицу II)\*.

\*) Частицы  $K_1^0$  и  $K_2^0$  являются собственными состояниями оператора  $CP$  (т. е. произведения зарядового сопряжения на пространственное отражение) с собственными значениями  $+1$  и  $-1$  соответственно (см., например, <sup>91</sup>).

В частности,  $K^0 = \frac{K_1^0 + iK_2^0}{\sqrt{2}}$  и  $\bar{K}^0 = \frac{K_1^0 - iK_2^0}{\sqrt{2}}$ .  $K^0$ -мезон и его античастица

$\bar{K}^0$  имеют равные массы, в то время как массы  $K_1^0$  и  $K_2^0$  слегка различны:  $|M_{K_1^0} - M_{K_2^0}| = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ эв}$  (см. <sup>28,102,21</sup>). Время жизни  $K_1^0$  было определено из распада на лету при реакции  $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , которая следует за реакцией  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  (см. <sup>4,71,37,72</sup>). Частота схемы распада  $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  была определена <sup>37</sup> косвенно в предположении, что  $K^0$ -мезон состоит из 50%  $K_1^0$  и 50%  $K_2^0$ . Эта реакция наблюдалась также непосредственно в ксеноновой пузырьковой камере, в которой по образованию пар детектировались  $\gamma$ -лучи от  $\pi^0$ -мезонов <sup>122, 72, 28</sup>. Пока не найдено надежное значение относительных вероятностей распадов  $K_1^0 \rightarrow \left\{ \begin{matrix} \mu^\pm \\ e^\pm \end{matrix} \right\} + \pi^\mp + (\nu, \bar{\nu})$ , хотя они были теоретически предсказаны и отдельные случаи распада такого типа наблюдались вблизи точки образования  $K^0$ -мезона <sup>66,39</sup>. Исследования  $K_2^0$ -мезонов, которые живут значительно дольше, затруднительны. Наиболее точные значения времен жизни и относительных вероятностей распада были получены из наблюдений  $K_2^0$ -распада в камере Вильсона (камера помещалась очень далеко от точки образования  $K^0$ -мезонов <sup>11</sup>). Наиболее точное утверждение о  $K_2^0$ -распадах заключается в том, что распад на  $\pi^+ + \pi^-$  не наблюдается. Относительные вероятности различных схем распадов на три частицы определены только приблизительно.

в) Спин и четность. Из анализа энергии и углового распределения пионов, образующихся при  $\tau$ -распаде, вытекает, что спин  $K^+$ -мезона равен нулю <sup>46,56</sup>. Это подтверждается наблюдениями за поляризацией  $e^+$  от положительных мюонов, образовавшихся в результате  $K_{\mu 2}^-$ -распада <sup>35</sup>, и тем фактом, что никогда не наблюдалось никакой асимметрии продуктов распада относительно плоскости образования  $K^+$ -мезона <sup>116,117</sup>.  $K^-$ -мезон как античастица для  $K^\pm$ -мезона также должен иметь нулевой спин.

Изотропия углового распределения продуктов  $K^0$ -распада, следующего за реакцией  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ , также согласуется с гипотезой о нулевом спине  $K^0$ -мезона <sup>38</sup>. Поскольку четность при распаде  $K$ -мезонов не сохраняется, их внутренняя четность определена быть не может. Фактически наличие для  $K^+$ -мезона обеих схем распада  $\tau$  и  $K_{\pi 2}$  явилось первым признаком, использованным Ли и Янгом <sup>92</sup> для обоснования предположения о несохранении четности во всех слабых взаимодействиях. Может быть определена четность  $K^-$ -мезона относительно системы  $(\Lambda^0, \bar{n})$ . Эксперименты указывают скорее в пользу нечетности <sup>19,118</sup>.

### 3. Гипероны

а) Массы. Масса  $\Lambda^0$ -гиперона определена наиболее точно <sup>101,86,20</sup> из измерений в фотоэмульсиях значения  $Q$  для распада  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ . Масса  $\Sigma^+$ -частицы получена <sup>130,55,52,135</sup> из значений  $Q$  для остановившейся частицы, распадающейся в фотоэмульсиях по схеме  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ . Масса  $\Sigma^-$  определяется из разности масс  $M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+}$ , полученной при сравнении пробегов гиперонов в двух реакциях  $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$  (см. <sup>52,55,130,135</sup>). Масса  $\Sigma^0$  определяется наиболее точно <sup>14</sup> из наблюдений в водородной пузырьковой камере за спектром  $\Lambda^0$ -гиперонов в распаде  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ , причем частицы  $\Sigma^0$  образуются в результате реакции  $\Sigma^- + p \rightarrow \Sigma^0 + n$ .

В другом методе <sup>53a,128</sup> используется реакция  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$ , за которой следует распад  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$  или  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^- + e^+$ .

Масса  $\Xi^-$  определяется из значения  $Q$  в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ , наблюдаемом в пузырьковой камере или камере Вильсона<sup>62,125,13</sup>. Масса  $\Xi^0$  определяется<sup>5</sup> из кинематики продуктов реакции  $K^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^0$ .

б) Среднее время жизни и схемы распада. С целью определения среднего времени жизни  $\Lambda^0$ -гиперона было проведено большое количество измерений распределения времен распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ , наблюдаемых в камерах Вильсона и пузырьковых камерах<sup>4,72</sup>. Аналогичные, но менее точные измерения были проведены<sup>71</sup> для распадов  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  и  $n + \pi^+$  и распада  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ . Проводилось большое число наблюдений<sup>55,64,53,72</sup> в фотоэмульсиях распределения времен распада  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ . Из экспериментальных данных о распаде  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$  верхний предел среднего времени жизни для  $\Sigma^0$ -мезона равен  $\sim 10^{-11}$  сек. Теоретически это среднее время жизни должно быть порядка  $10^{-19}$  сек, так как  $\Sigma^0$ -распад является чисто электромагнитным и никакого отношения к слабым взаимодействиям не имеет. Недавно было определено среднее время жизни каскадной частицы  $\Xi^-$  в результате наблюдения в пропановой пузырьковой камере, причем  $\Xi^-$ -гиперон создавался  $K^-$ - и  $\pi^-$ -мезонами высокой энергии<sup>62,125</sup>. Время жизни частицы  $\Xi^0$  еще не определено.

Относительная вероятность распада  $(\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)/(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)$  была определена косвенно в водородной пузырьковой камере и непосредственно в ксеноновой пузырьковой камере при наблюдениях пар  $e^-$ ,  $e^+$ , образованных  $\gamma$ -лучами от  $\pi^0$ -мезонов<sup>37,122,72,23</sup>. До сих пор было сообщено<sup>40,106</sup> только о двух случаях лептонного распада  $\Lambda^0 (\rightarrow p + e^- - \bar{\nu})$ . Относительная вероятность  $(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+)/(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)$  наблюдалась в фотоэмульсиях (с приличной статистикой, но с неизвестной систематической ошибкой)<sup>124,71</sup> и в водородных пузырьковых камерах (но с более надежной статистикой и меньшей систематической ошибкой)<sup>94</sup>. Не обнаружены лептонные распады  $\Sigma^+$ - и  $\Sigma^-$ -гиперонов<sup>72,95</sup>. По существу ничего не известно об относительных вероятностях распада  $\Xi^-$ , поскольку распад  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$  используется для идентификации  $\Xi^-$ -гиперона. Недавно были осуществлены изящные эксперименты, показывающие, что четность не сохраняется в распадах:  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  (см. <sup>34,42</sup>) и  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  (см. <sup>41,54</sup>).

в) Спин и четность. Для определения спина  $\Lambda^0$ -гиперона была измерена величина наблюдаемой асимметрии «вверх — вниз» в распаде  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  относительно плоскости, образованной импульсами продуктов реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ . Спин  $\Lambda^0$  оказался<sup>38,93</sup> равным  $1/2\hbar$ . Для определения спинов  $\Sigma^+$ - и  $\Sigma^-$ -гиперонов используются реакции  $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$ , вызванные остановившимися  $K^-$ -мезонами (спин  $K^-$ -мезона предполагается равным нулю). На основании изотропии, наблюдающейся для продуктов  $\Sigma^\pm$ -распада, можно заключить, что спины обоих гиперонов равны  $1/2\hbar$ , так как  $K^-$ -мезоны поглощаются из атомных состояний с нулевым орбитальным моментом количества движения<sup>96,47,133</sup>. Эти результаты согласуются с данными<sup>54a,1</sup>, полученными из  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma$ -распадов, следующих за реакцией  $\pi + n \rightarrow Y + K$ . Все существующие сведения для спина  $\Sigma^0$  согласуются со значением  $1/2\hbar$ . Известно, что  $\Xi^-$ - и  $\Xi^0$ -гипероны имеют полуцелые спины, но нет никаких экспериментальных доказательств, что эти спины равны  $1/2\hbar$ , как это предполагается.

Внутренняя четность гиперонов не может быть определена, поскольку при распаде гиперонов четность не сохраняется. Относительные четности  $\Sigma$  и  $\Lambda^0$  или  $\Xi$  и  $n$  являются физически определяемыми характеристиками, но до сих пор они еще не установлены.



## В. КЛАССИФИКАЦИЯ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ ПО СТРАННОСТИ

Гелл-Манн<sup>70</sup> и Нишижима<sup>104</sup> предложили схему классификации мезонов и барионов, которая оказалась весьма полезной при систематизации правил отбора для сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. Основной предпосылкой для их схемы послужит тот факт, что  $K$ -мезоны и гипероны — «странные» частицы \*) — образуются со сравнительно большой вероятностью в результате сильных взаимодействий, при соударениях между  $\pi$ -мезонами и нуклонами. Вместе с тем  $K$ -мезоны и гипероны имеют очень небольшую вероятность распада обратно на  $\pi$ -мезоны и нуклоны. Пайс первый предложил объяснение этого странного обстоятельства, постулируя совместное рождение странных частиц<sup>110</sup>.

Прежде чем описывать систематику Гелл-Манна и Нишижимы, остановимся на некоторых свойствах «обычных частиц». Как упоминалось в разделе А, нуклоны подчиняются строгому правилу отбора, называемому сохранением барионов. Если ввести барионное число, т. е. целое квантовое число  $N = +1$  для нуклонов,  $N = -1$  для антинуклонов и  $N = 0$  для  $\pi$ -мезонов, то сохранение барионов может быть просто выражено правилом отбора  $\Delta N = 0$ . Это правило должно выполняться для всех взаимодействий: слабых, электромагнитных и сильных. Другим важным понятием для «обычных» частиц является понятие об изотопическом спине. Вектор изотопического спина  $I$  имеет три компоненты, аналогично вектору момента количества движения. Собственные значения оператора  $(I)^2$  равны  $I(I+1)$ , где  $I$  — квантовое число полного изотопического спина. Заряд обычной частицы каждого типа связан с третьей компонентой  $I_3$  вектора изотопического спина следующим соотношением:

$$Q = I_3 + \frac{N}{2} \quad (1)$$

( $Q$  обозначает заряд в единицах заряда протона). Для протона и нейтрона  $I_3 = +\frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$  соответственно. Для  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ -мезонов  $I_3 = +1, 0, -1$  соответственно. Эти квантовые числа для частиц и античастиц связаны соотношениями:  $I_3 \rightarrow -I_3$ ,  $N \rightarrow -N$ . Формализм, связанный с введением изотопического спина, пригоден в силу того, что в сильных взаимодействиях полный изотопический спин сохраняется ( $\Delta T = 0$ ). Это свойство называют зарядовой независимостью<sup>136, 137</sup>. Более того, так как всегда сохраняется заряд ( $\Delta Q = 0$ ), то из уравнения (1) следует, что  $\Delta I_3 = 0$ .

Теперь нужно включить в этот формализм и странные частицы. Гелл-Манн и Нишижима предложили сделать это с помощью введения в уравнение (1) еще одного квантового числа — «странности»  $S$ . Тогда уравнение (1) принимает вид

$$Q = I_3 + \frac{N}{2} + \frac{S}{2} \quad (2)$$

Для мезонов и нуклонов уравнение (1) выполняется при  $S = 0$ . Для  $K$  ( $\bar{K}$ )-мезонов  $I = \frac{1}{2}$ ,  $N = 0$  и  $S = +1$  ( $-1$ ). Для  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma$ -гиперонов  $S = -1$  и  $N = +1$ , а для каскадных гиперонов  $S = -2$  и  $N = +1$ .

В таблице IV приведены изотопический спин, барионное квантовое число и странность для всех мезонов и барионов. Квантовые числа

\*)  $K$ -мезоны и гипероны называются «странными» частицами по сравнению с «обычными» частицами —  $\pi$ -мезонами и нуклонами.

для античастиц получаются из соотношений  $N \rightarrow -N$  и  $S \rightarrow -S$ . Поскольку  $Q \rightarrow -Q$ , мы имеем также  $I_3 \rightarrow -I_3$ . Полный изотопический спин (квантовое число  $I$ ) для частиц и античастиц совпадает.

Реакции, в которых участвуют мезоны и барионы, могут быть систематизированы с помощью следующих правил отбора:

1. Сильные взаимодействия:  $\Delta Q = \Delta N = \Delta S = \Delta T = 0$ .
2. Электромагнитные взаимодействия:  $\Delta Q = \Delta N = \Delta S = 0$ .
3. Слабые взаимодействия:  $\Delta Q = \Delta N = 0$ ,  $\Delta S \neq 0$ .

Заметим, что лептоны не включены в эту схему. Они взаимодействуют со всеми частицами только с помощью электромагнитного и слабого взаимодействий, и квантовые числа  $S$  и  $I$  им не приписываются.

Таблица IV

Изотопический спин и странность мезонов и барионов<sup>a)</sup>

Мезоны	$\pi^+$	$\pi^0$	$\pi^-$	$K^+$	$K^0$	$\bar{K}^0$	$K^-$
$I$	1	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$I_3$	+1	0	-1	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$S$	0	0	0	+1	+1	-1	-1

( $N=0$ )

Барионы	$p$	$n$	$\Lambda^0$	$\Sigma^+$	$\Sigma^0$	$\Sigma^-$	$\Xi^0$	$\Xi^-$
$I$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	1	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$I_3$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	+1	0	-1	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$S$	0	0	-1	-1	-1	-1	-2	-2

( $N=1$ )

$$Q = I_3 + \frac{N+S}{2}$$

$I$  — полный изотопический спин,  
 $I_3$  — третья компонента изотопического спина,  
 $S$  — странность,  
 $N$  — барионное квантовое число,  
 $Q$  — заряд.

a) Квантовые числа для антибарионов получены из квантовых чисел для соответствующих барионов с помощью изменения алгебраического знака у  $Q$ ,  $I_3$ ,  $N$  и  $S$ . (Квантовое число  $I$  не меняется.)

Как следует из указанных правил отбора, разрешены, например, следующие реакции, обусловленные сильными взаимодействиями:



Запрещены реакции типа:

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-, \quad (6)$$

$$N + N \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0, \quad (7)$$

$$\Lambda^0 + p \rightarrow n + p. \quad (8)$$

Для слабых взаимодействий, проявляющихся в распадах, помещенных в таблицах II и III и не связанных с образованием лептонов,  $\Delta S = \pm 1^*$ ).

Они согласуются также с правилом отбора  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . Для распадов, в которых образуется лептонная пара (например,  $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ), по-видимому, соблюдается правило отбора  $(\delta S / \delta Q) = +1$ . (Здесь  $\delta S$  и  $\delta Q$  обозначают соответственно изменения странности и заряда сильно взаимодействующих частиц. Не нужно путать  $\delta Q$  с  $\Delta Q$ , которое всегда равно нулю.) Нейтральные  $K$ -мезоны  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  отличаются своей странностью, которая равна соответственно  $S = +1$  и  $-1$ . С другой стороны, нейтральные мезоны  $K_1^0$  и  $K_2^0$  являются смесью равных количеств  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов с неопределенной странностью, но с определенными средними временами жизни и слегка отличающимися массами.

В силу того, что  $\Lambda^0$ -гиперон и нуклон не могут в результате сильного взаимодействия превратиться в два нуклона (см. уравнение (8)), оказывается возможным образование ядерных соединений, состоящих из  $\Lambda^0$ -гиперонов и ядерного вещества. Эти соединения называют гиперфрагментами, например,  ${}_{\Lambda}H^3$  обозначает связанное состояние  $\Lambda^0$ -гиперона и дейтона. Такие гиперфрагменты распадаются с временами, характерными для слабых взаимодействий, т. е.  $\sim 10^{-10}$  сек. Гиперфрагменты, состоящие из двух частиц, не наблюдались. Были однозначно идентифицированы гиперфрагменты от  ${}_{\Lambda}H^3$  до  ${}_{\Lambda}C^{13}$ , причем была определена энергия их связи<sup>6,97</sup>.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. K. Adair, Phys. Rev. **100**, 1540 (1955).
2. C. Alexander, R. H. W. Johnston and C. O'Ceallaigh, Nuovo cimento **6**, 478 (1957).
3. L. Alvarez, F. Crawford, M. L. Good and M. L. Stevenson, частное сообщение, см. 4.
4. L. Alvarez, UCRL-9354, The Interactions of Strange Particles, Lawrence Radiation Laboratory, 1960.
5. L. Alvarez, P. Eberhard, M. L. Good, W. Graziano, H. K. Ticho and S. G. Wojcicki, Phys. Rev. Lett. **2**, 215 (1959).
6. R. Ammar, R. Levi-Setti, W. E. Slater, S. Limentani, P. E. Schlein and P. H. Steinberg, Nuovo cimento **15**, 181 (1960).
7. H. L. Anderson, T. Fujii, R. H. Miller and L. Tau, Phys. Rev. (в печати); Phys. Rev. Lett. **2**, 55 (1959).
8. J. Ashkin, T. Fazzini, G. Fidecaro, A. W. Merrison, H. Paul and A. V. Tollestrup, Nuovo cimento **8**, 1240 (1959).
9. J. Ashkin, T. Fazzini, G. Fidecaro, Y. Goldschmidt-Clermont, N. H. Lipman, A. W. Merrison and H. Paul, Nuovo cimento (в печати).
10. A. Astbury, P. M. Hattersby, M. Hussain, A. Kemp and H. Muirhead, см. <sup>118</sup>.
11. M. Bardon, K. Lande, L. M. Lederman and W. Chinowsky, Ann. Phys. **5**, 156 (1958).

\*) Нужны дальнейшие исследования распадов каскадных гиперонов, чтобы выяснить, во всех ли случаях соблюдаются правила отбора  $\Delta S = \pm 1$  (в частности, необходимы поиски реакций  $\Xi \rightarrow n + \pi$ ). Заметим, что распад  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ , являющийся чисто электромагнитным, подтверждает правило  $\Delta S = 0$ , а не  $\Delta S = \pm 1$ .

12. W. H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, *Phys. Rev.* **101**, 778 (1956).
13. W. Barkas and A. Rosenfeld, UCRL-8030, Data for Elementary-Particle Physics, Lawrence Radiation Laboratory, 1958.
14. P. Berge, A. Rosenfeld, R. Ross, F. Solmitz and R. Tripp, частное сообщение.
15. S. M. Berman, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 468 (1958).
16. A. Berthelot, M. di Corato, O. Goussu, R. Levi-Setti, M. Rene, D. Revel, L. Scarsi, G. Tomasini and G. Vanderhaeghe, *Nuovo cimento* **4**, 1529 (1956).
17. H. A. Bethe and F. de Hoffmann, *Mesons and Fields, II*, Row, Peterson and Co., New York, 1955; см. перевод: Г. Бете и Ф. Гофман, Мезоны и поля, ч. II, М., ИЛ, 1957.
18. R. W. Birge, R. P. Haddock, L. T. Kerth, J. R. Peterson, J. Sandweiss, D. H. Stork and M. N. Whitehead, *Phys. Rev.* **99**, 329 (1955); R. W. Birge et al., *Phys. Rev.* **100**, 430 (1955); M. N. Whitehead et al., *Bull. Amer. Phys. Soc.* **1**, 184 (1956); R. W. Birge et al., *Nuovo cimento* **4**, 834 (1956); J. R. Peterson, *Phys. Rev.* **105**, 693 (1957).
19. M. M. Block, E. B. Brucker, I. S. Hughes, T. Kikuchi, C. Meltzer, F. Anderson, A. Pevsner, E. M. Harth, J. Leitner and H. O. Cohn, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 291 (1959).
20. M. Bogdanowicz, M. Danysz, A. Fillipkowski, E. Marquit, E. Skrzypczak, A. Wroblewski and J. Zakrzewski, *Nuovo cimento* **11**, 727 (1959).
21. E. Boldt, D. O. Caldwell and Y. Pal, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 148 (1958).
22. R. O. Bondelid, J. W. Butler, Achilles del Callar and C. A. Kennedy, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 182 (1960).
23. J. L. Brown, H. C. Braynt, R. A. Burnstein, D. A. Glaser, R. W. Hartung, J. A. Kadyk, D. Sinclair, G. H. Trilling, J. C. Van der Velde and J. D. Van Putten, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 563 (1959).
24. K. Brueckner, R. Serber and K. Watson, *Phys. Rev.* **81**, 575 (1954).
25. M. Bruin, D. J. Holthuizen and B. Jongejans, *Nuovo cimento* **9**, 422 (1958).
26. H. C. Burrowes, D. O. Caldwell, D. H. Frisch, D. A. Hill, D. M. Ritson and R. A. Schlutzer, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 117 (1959).
27. C. Camac, A. D. McGuire, J. B. Platt and H. J. Schulte, *Phys. Rev.* **88**, 134 (1952); там же **99**, 897 (1955); M. Camac, M. L. Halbert and J. B. Platt, *Phys. Rev.* **99**, 905 (1955).
28. U. Camerini, W. F. Fry, H. Huzita, S. Natali, O. Willmann, R. W. Birge, R. Ely, W. M. Powell, H. S. White, см. <sup>118</sup>.
29. W. F. Cartwright, C. Richman, M. N. Whitehead and H. A. Wilcox, *Phys. Rev.* **91**, 677 (1953).
30. CERN, 1958, Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN (Ed. B. Ferretti), CERN, Geneva, 1958.
31. O. Chamberlain, R. F. Mozley, J. Steinberger and C. E. Wiegand, *Phys. Rev.* **79**, 394 (1950).
32. W. Chinowsky and J. Steinberger, *Phys. Rev.* **93**, 586 (1954).
33. W. Chinowsky and J. Steinberger, *Phys. Rev.* **95**, 1561 (1954).
34. R. L. Cool, B. Cork, J. W. Cronin and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **114**, 912 (1959).
35. D. L. Clark, A. Roberts and R. Wilson, *Phys. Rev.* **83**, 649 (1951); там же **85**, 523 (1952).
36. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, M. L. Good, M. L. Stevenson, H. K. Ticho, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 112 (1959).
37. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, R. L. Douglass, M. L. Good, G. R. Kalbfleisch, M. L. Stevenson and H. K. Ticho, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 266 (1959).
38. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, M. L. Good, M. L. Stevenson and H. K. Ticho, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 114 (1959).
39. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, R. L. Douglass, M. L. Good, G. R. Kalbfleisch and M. L. Stevenson, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 361 (1959).
40. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, M. L. Good, G. R. Kalbfleisch, M. L. Stevenson and H. K. Ticho, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 377 (1958).
41. F. S. Crawford, Jr., M. Cresti, M. L. Good, K. Gottstein, E. M. Lyman, F. T. Solmitz, M. L. Stevenson and H. K. Ticho, *Phys. Rev.* **108**, 1102 (1957).

42. J. W. Cronin, см. <sup>118</sup>.
43. K. M. Crowe and R. H. Phillips, Phys. Rev. 96, 470 (1954).
44. R. H. Dalitz, Repts. Progr. Phys. 20, 163 (1957).
45. R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc., Lond. A64, 667 (1951).
46. R. H. Dalitz, Philos. Mag. 44, 1068 (1953); там же Phys. Rev. 99, 915 (1955).
47. T. B. Day, G. A. Snow and J. Sucher, Phys. Rev. Lett. 3, 61 (1959).
48. B. D'Espagnat and J. Prentki, в сб.: Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics 4, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, Holland, 1958; см. перевод: Физика элементарных частиц и космических лучей, М., ИЛ, 1960.
49. S. Devons, G. Gidal, L. M. Lederman and G. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 5, 330 (1960).
50. L. Durand III, L. F. Landovitz and R. B. Marr, Phys. Rev. Lett. 4, 620 (1960).
51. R. Durbin, H. Loar and J. Steinberger, Phys. Rev. 83, 646 (1951); там же 84, 581 (1951).
52. J. N. Dyer, W. H. Barkas, H. H. Heckman, C. J. Mason, N. A. Nickols and F. M. Smith, Bull. Amer. Phys. Soc. II 5, 224 (1960).
53. J. N. Dyer, W. H. Barkas, H. H. Heckman, C. J. Mason, N. A. Nickols and F. M. Smith, частное сообщение.
- 53a. F. Eisler, R. Plano, N. Samios, J. Steinberger and M. Schwartz, Phys. Rev. 110, 226 (1958).
54. F. Eisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Woloschek, V. Zoboli, M. Conversi, P. Franzini, I. Mannelli, R. Santangelo, V. Silvestrini, D. A. Glaser, C. Graves and M. L. Perl, Phys. Rev. 108, 1355 (1957).
- 54a. F. Eisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Woloschek, V. Zoboli, M. Conversi, P. Franzini, I. Mannelli, R. Santangelo, V. Silvestrini, D. A. Glaser, C. Graves and G. L. Brown, Nuovo cimento 7, 222 (1958).
55. D. Evans, F. Hassan, K. K. Nagpaul, D. J. Prowse, M. Rene, G. Alexander, R. H. W. Johnston, D. Keefe, D. H. Davis, W. B. Lasich, M. A. Shaukat, F. R. Stannard, A. Bonetti, C. Dilworth, M. Merlin and A. Salandin, Nuovo cimento 15, 873 (1960).
56. E. Fabri, Nuovo cimento 11, 479 (1954).
57. T. Fazzini, G. Fidicaro, A. W. Merrison, H. Paul and A. V. Tollestrup, Phys. Rev. Lett. 1, 247 (1958).
58. B. Ferretti, Report of an International Conference on Fundamental Particles and Low Temperatures, Cambridge, 1946, The Physical Society, London, 1947.
59. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
60. J. Fischer, B. Leontic, A. Lundby, N. Neunier and J. P. Stroot, Phys. Rev. Lett. 3, 349 (1959).
61. V. Fitch and R. Motley, Phys. Rev. 101, 486 (1956); Phys. Rev. 105, 265 (1957); см. также частное сообщение, приведенное в <sup>4</sup>.
62. W. Fowler, R. Birge, P. Eberhard, R. Ely, M. L. Good, W. M. Powell and H. Ticho (не опубликовано).
63. C. Franzinetti and G. Morpurgo, Nuovo cimento, Suppl. 6, 469 (1957).
64. S. C. Freden, H. N. Kornblum and R. S. White, Nuovo cimento 16, 611 (1960).
65. O. R. Frisch and T. H. Skyrme, Progr. in Nuclear Phys. 6, 267 (1957).
66. W. F. Fry, частное сообщение.
67. M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, Ann. Rev. of Nuclear Sci. 7, 407 (1957).
68. M. Gell-Mann and E. P. Rosenbaum, Sci. Amer. 197, 72 (1957).
69. M. Gell-Mann and A. Pais, Phys. Rev. 97, 1387 (1955).
70. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 92, 833 (1953); M. Gell-Mann and A. Pais, Proceedings of the 1954 Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics, Glasgow, Pergamon Press, Inc., London, 1955.
71. D. A. Glaser, M. L. Good and D. R. O. Morrison, см. в <sup>30</sup>.
72. D. A. Glaser, доложено в 1959 г. на Киевской конференции по физике частиц высокой энергии.
73. R. G. Glasser, N. Seeman and B. Stiller, см. <sup>118</sup>.
74. R. P. Haddock, Nuovo cimento 4, 240 (1956).
75. R. P. Haddock, A. Abashian, K. M. Crowe, and J. P. Czirr, Phys. Rev. Lett. 3, 478 (1959).
76. G. Harris, J. Orear and S. Taylor, Phys. Rev. 106, 327 (1957).

77. J. Hamilton, *The Theory of Elementary Particles*, Oxford, Clarendon Press, 1959.
78. H. H. Heckman, F. M. Smith and W. H. Barkas, *Nuovo cimento* 4, 51 (1956).
79. G. Impeduglia, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett.* 1, 249 (1958).
80. M. Jakobson, A. Schulz and J. Steinberger, *Phys. Rev.* 81, 894 (1951).
81. *K-collaboration*, *Nuovo cimento* 15, 873 (1960).
82. T. Kinoshita, *Phys. Rev. Lett.* 2, 477 (1959).
83. O. C. Kistner and B. M. Rustad, *Phys. Rev.* 114, 1329 (1959).
84. E. J. Konopinski, *Ann. Rev. of Nuclear Sci.* 9, 99 (1959).
85. W. L. Kraushaar, J. E. Thomas, Jr., and V. P. Henri, *Phys. Rev.* 78, 486 (1950); W. L. Kraushaar, *Phys. Rev.* 86, 513 (1952).
86. J. Lathrop, R. A. Lundy, S. Penman, V. L. Telegdi, R. Winston and D. D. Yovanovitch, *Nuovo cimento* 17, 114 (1960); J. Lathrop, R. A. Lundy, V. L. Telegdi, R. Winston and D. D. Yovanovitch, *Nuovo cimento* 17, 109 (1960).
87. L. M. Lederman, E. T. Booth, H. Byfield and J. Kessler, *Phys. Rev.* 83, 685 (1951).
88. T. D. Lee and C. N. Yang, *Brookhaven Natl. Lab. Rep. No.* 443 (1-91) (1957).
89. T. D. Lee, *Science* 127, 569 (1958).
90. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* 4, 307 (1960); *Phys. Rev.* (в печати).
91. T. D. Lee, R. Oehme and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 106, 340 (1957).
92. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 104, 254 (1956).
93. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 109, 1755 (1958).
94. J. Leitner, P. Nordin, Jr., A. Rosenfeld, F. Solmitz and R. Tripp, см. 72.
95. J. Leitner, P. Nordin, Jr., A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz and R. D. Tripp, *Phys. Rev. Lett.* 3, 186 (1959).
96. J. Leitner, P. Nordin, Jr., A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz and R. D. Tripp, *Phys. Rev. Lett.* 3, 238 (1959).
97. R. Levi-Setti, W. E. Slater and V. L. Telegdi, *Nuovo cimento Suppl.* 10, 68 (1958).
98. W. O. Lock, *High Energy Nuclear Physics*, Methuen and Co., Ltd., London, 1960; John Wiley and Sons, Inc., New York, 1960.
99. J. Lodge, F. Anderson, E. B. Brucker, A. Pevsner and R. Strand (в печати).
100. М. А. Марков, *Гипероны и К-мезоны*, М., Физматгиз, 1958.
101. C. J. Mason, W. H. Barkas, J. N. Dyer, H. H. Heckman, N. A. Nickols and F. M. Smith, *Bull. Amer. Phys. Soc. II* 5, 224 (1960); C. J. Mason, UCRL-9297, Lawrence Radiation Laboratory.
102. F. Muller, R. W. Birge, W. B. Fowler, R. H. Good, W. Hirsch, R. P. Matsen, L. Oswald, W. M. Powell, H. S. White and O. Piccioni, *Phys. Rev. Lett.* 4, 418 (1960).
103. K. Nishijima, *Fortschr. Phys.* 4, 519 (1956).
104. K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys. (Kyoto)* 13, 285 (1955); T. Nakano and K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys. (Kyoto)* 10, 581 (1953).
105. K. Nishijima, *Phys. Rev.* 108, 907 (1957).
106. P. Nordin, J. Orear, L. Reed, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, H. D. Taft and R. D. Tripp, *Phys. Rev. Lett.* 1, 380 (1958).
107. Е. О. Оконов, *УФН* 67, 245 (1959).
108. L. Okun', *Ann. Rev. of Nuclear Sci.* 9, 61 (1959).
109. Padua, Venice Conf., *Proc. Mesons and Newly Discovered Particles* (September 1957) (не опубликовано).
110. A. Pais, *Phys. Rev.* 86, 633 (1952).
111. W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt and J. Hadley, *Phys. Rev.* 81, 565 (1951).
112. R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett.* 3, 525 (1959).
113. G. Quarenì, A. Quarenì-Vigudelli, G. Dascola and S. Mora, *Nuovo cimento* 14, 1179 (1959).
114. R. A. Reiter, T. A. Romanowski, R. B. Sutton and B. G. Chidey, *Phys. Rev. Lett.* 5, 22 (1960).
115. D. A. Ritson, A. Pevsner, S. Fung, M. Widgoff, G. T. Zorn, S. Goldhaber and G. Goldhaber, *Phys. Rev.* 101, 1085 (1956); S. Fung, A. Pevsner, D. Ritson and N. Mohler, *Phys. Rev.* 101, 493 (1956).

116. Rochester Conference, Proc. Ann. High-Energy Nuclear Phys. 6, Interscience, New York, 1956.
  117. Rochester Conference, Proc. Ann. High-Energy Nuclear Phys. 7, Interscience, New York, 1957.
  118. Rochester Conference, Proc. Tenth International Conference on High-Energy Nuclear Physics (1960) (в печати).
  119. A. H. Rosenfeld, Phys. Rev. 96, 139 (1954).
  120. A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, R. D. Tripp, Phys. Rev. Lett. 2, 110 (1959).
  121. P. Roman, Theory of Elementary Particles, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, Interscience Publishers, New York, 1960.
  122. M. Schwartz, см. <sup>118</sup>.
  123. M. M. Shapiro, American Institute of Physics Handbook, McGraw-Hill Book Co., 1957; Amer. J. Phys. 24, 196 (1956).
  124. G. A. Snow, выводы см. в <sup>117</sup>.
  125. В. Соловьев, см. <sup>118</sup>.
  126. А. Н. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков и Ю. Р. Добрынин, ЖЭТФ 35, 739 (1959).
  127. M. Stearns, M. B. Stearns, S. DeBenedetti and L. Leipuner, Phys. Rev. 97, 240 (1955); 95, 1353 (1954); 96, 804 (1954).
  128. M. L. Stevenson, Phys. Rev. 111, 1707 (1958).
  129. E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
  130. M. S. Swami, Phys. Rev. 114, 333 (1959).
  131. S. Taylor, G. Harris, J. Orear, J. Lee and P. Baumel, Phys. Rev. 114, 359 (1959).
  132. V. L. Telegdi, R. A. Swanson, R. S. Lundby and D. D. Yovanovitch, частное сообщение, см. <sup>50</sup>.
  133. S. B. Treiman, Phys. Rev. 101, 1216 (1956).
  134. F. H. Webb, W. W. Chupp, G. Goldhaber and S. Goldhaber, Phys. Rev. 101, 1212 (1956).
  135. R. S. White, см. также <sup>117</sup>.
  136. G. C. Wick, Ann. Rev. of Nuclear Sci. 8, 1 (1958).
  137. C. E. Wiegand, Phys. Rev. 83, 1085 (1951).
  138. C. N. Yang, Science 127, 565 (1958).
  139. C. N. Yang, Phys. Rev. 77, 242 (1950).
-

