УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РЕЗОНАНСНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π-МЕЗОНОВ СО СТРАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ (Экспериментальные данные)

И. В. Чувило

По исследованиям взаимодействий различных элементарных частиц между собой имеется большой экспериментальный материал. Величины полных сечений взаимодействия, сечений упругого и обменного рассеяний, а также неупругие взаимодействия нуклонов с нуклонами и л-мезонов с нуклонами исследованы и исследуются до сих пор в весьма широком интервале энергий взаимодействующих частиц (см. по этому поводу обзор 1). После открытия серии новых, так называемых «странных» частиц — гиперонов и К-мезонов, — наряду с исследованиями свойств свободных частиц (массы, времена жизни, спины, четности, типы распадов и т. д.) предприняты попытки исследовать взаимодействия этих частиц с известными ранее — нуклонами и п-мезонами. Сейчас собраны экспериментальные данные о рассеянии К-мезонов различных типов нуклонами, а также о других вызываемых ими реакциях. Начаты исследования гиперовнуклонных взаимодействий. Но важно знать также характеристики взаимодействий нестабильных частиц друг с другом, например п-мезонов и гиперонов, или п-мезонов и К-мезонов, или, наконец, К-мезонов и гиперонов. Трудность таких опытов заключается в том, что эти частицы являются чрезвычайно короткоживущими и в настоящее время нет экспериментальных возможностей создать, так сказать, «классические» условия опытов для наблюдения взаимодействий пучков и мишеней из частиц типа гиперонов или К-мезонов. Тем не менее за последнее время получен ряд новых экспериментальных фактов, проливающих свет на некоторые характерные особенности пион-гиперонных и пион-К-мезонных взаимодействий. Речь идет об опытах по исследованию резонансов в $\pi\Sigma$ -гиперонных, $\pi\Lambda^{0}$ -гиперонных взаимодействиях, а также во взаимодействии л- и К-мезонов.

В настоящем обзоре предпринята попытка систематизировать недавно полученные интереснейшие экспериментальные данные по этим двум вопросам, а также некоторые свойства этих взаимодействий. В то же время, поскольку экспериментальные исследования свойств открытых явлений еще не завершены, мы не будем касаться возможных теоретических аспектов обсуждаемого вопроса.

§ 1. МАССА РЕЗОНАНСНОГО пло-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При обработке экспериментальных материалов, полученных на 15-дюймовой жидководородной пузырьковой камере при облучении ее пучком отрицательных К-мезонов с импульсом 1,15 Бэв/с, наряду с другими реакциями было подробно изучено также 141 событие реакции²

$$K^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^* + \pi^-. \tag{1}$$

9 УФН, т LXXVI, вып. 2

В нижней части рис. 1 изображен спектр кинетических энергий положительных π -мезонов T_{+} в системе центра масс реакции (1). Обращает на себя внимание большой выброс в форме спектра при значении T_{+} около 300 $M_{\partial 6}$. В этом месте форма спектра весьма отличается от ожидаемого на основе статистических соображений, которые дают фазовые кривые, приведенные на этом же рисунке.

Этот факт можно объяснить, если предположить, что реакция (1) идет в две стадии, а именно на первом этапе она является двухчастичной, когда генерируются $\pi^-\Lambda^0$ -система и π^+ -мезон по схеме

$$K^- + p \longrightarrow (\pi^- \Lambda^0) + \pi^+,$$

а затем $\pi^-\Lambda^0$ -система разваливается, давая реакцию (1). Поскольку образуется система из отрицательного π -мезона и Λ^0 -гиперона, то интересно



знать, имеет ли место образование аналогичной системы с участием положительного п-мезона. Для этого рассмотрим энергетический спектр отрицательных п-мезонов. Он приведен в левой части рис. 1 и характеризуется двумя выбросами: в области значений Т_порядка 100 Мэви, как и в случае п⁺-мезонов, при Т_=300 Мэв. Это означает, что образуются и п⁺Λ⁰-системы с той же самой массой, как и у л-Ло-систем. В этом случае легко показать, что в силу законов сохранения энергии-импульса, если рассматриваемая реакция идет через первичное образование п Ло-системы с массой порядка 1380 Мэв, это приведет к появлению максимума в спектре кинетических энергий л-мезонов в интервале значений между 35 и 170 Мэе. Если вычесть в спектре п⁺-мезонов часть, обусловленную статистическим механизмом трехчастичного канала реакции (1), то остальная часть л*-мезонов при значении T_+ около 300 Mэв объясняет 3/4 выхода π -мезонов в спектре в интервале 35-170 Мэв. Аналогичные заключения о вкладе π*Λ⁰-системы можно получить из сравнения выходов π⁻-мезонов при T_=300 Мәв и π⁺-мезонов в интервале энергий 35—170 Мәв. Таким образом, анализ спектров л-мезонов, образующихся в реакции (1), наиболее естественно приводит к необходимости предположить, что значительный вклад в эту реакцию дает квазидвухчастичный канал. Эта квазидвухчастичность является следствием существования резонансного $\pi\Lambda^0$ -взаимодействия в процессе протекания реакции (1), так что эту реакцию можно рассматривать как идущую в две стадии: сначала в результате K^- -*p*взаимодействия генерируется как бы π -мезон и сильно связанная $\pi\Lambda^0$ система, которую назовем Y^* -частицей, а затем Y^* -частица — «возбужденный гиперон» — распадается на Λ^0 -гиперон и π -мезон. Оказывается, что приблизительно в 75% случаев реакция (1) проходит с образованием и последующим распадом Y^* -частицы, т. е. последовательно в две стадии, согласно схеме

$$K^{-} + p \longrightarrow Y^{*\pm} + \pi^{\mp},$$
$$\downarrow \longrightarrow \Lambda^{0} + \pi^{\pm}.$$
(2)

На рис. 2 приведено распределение по массам У*-частицы, полученное из этих экспериментальных данных. Приближение данных, приведенных на гистограмме, сделано с помощью резонансного выражения вида

$$\sigma \sim \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{(E - E_0) + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (3)$$

где

$$\Gamma = 2b \, \frac{\left(\frac{a}{\hbar}\right)^3}{1 + (a/\hbar)^2}$$

и a — радиус взаимодействия в единицах $\hbar/m_{\pi}c^2$, b — приведенная ширина в Mэв, E_0 — резонансная энергия. Сравнение с экспериментом дает следующие значения этих величин: масса Y^* -частицы равна 1384,3 Mэв с полушириной



64 Мэв. Величина энерговыделения Q в Y*-распаде равна 129,3 Мэв. При этом относительный импульс разлетающихся Λ^0 -гиперона и п-мезона имеет величину порядка 200 Мэв/с, что весьма близко к аналогичной величине разлетающихся нуклона и п-мезона в известном (3/2, 3/2)-резонансе при п-мезон-нуклонном рассеянии. Кривая резонансного состояния в п-нуклонном рассеянии изображена для сравнения на рис. 2 пунктирной линией. Если и п Λ^0 -систему интерпретировать таким же образом, то это будет означать, что в п Λ^0 -рассеянии имеется резонанс, а Q — кинетическая энергия в резонансе п Λ^0 -рассеяния в системе покоя п Λ^0 -системы. Сравнительные данные о п Λ^0 -резонансе и п-вуклонном (3/2, 3/2)-резонансе приведены в табл. I.

В дальнейшем ³ с этой точки зрения были проанализированы 500 случаев реакции (1), полученных в пучках K^- -мезонов с импульсами от порогового для этой реакции $p_K^{na6} = 405 \ M_{36}/c$ до 850 M_{36}/c . Если реакция протекает в две стадии, через двухчастичную реакцию

$$K^- + p \longrightarrow Y^* + \pi$$

с последующим распадом

$$Y^* \longrightarrow \Lambda^0 + \pi$$
,

9*

го в системе центра масс первичной реакции *п*-мезоны будут генерироваться с фиксированной энергией с разбросом, обусловленным полушириной

Таблица I

Параметры п Λ^{0} -гиперонного и л-нуклонного резонансов в приближении экспериментальных данных с помощью формулы $\sigma \sim \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{(E - E)^2 + 1 \Gamma^2}$ (см. (3))

$(E - E_0)^2$	+	4	1,5	i
---------------	---	---	-----	---

Параметры	л-нуклон	π∆ ⁰ -гиперон	
Радиус взаимодействия, а (в ед. $\hbar/m_{\pi}c$)	0,88 58 159 100	1 33,4 129,3 64	

 $\Gamma/2$ в распределении масс Y*-частицы. На рис. З показано распределение событий реакции (1) при p_K^{na6} =850 Мэв/с в координатах кинетических



энергий T₊ и T₋ п^{*}- и п⁻-мезонов соответственно. Если бы все случаи этой реакции проходили, например, по каналу

$$K^- + p \longrightarrow Y^{*-} + \pi^+,$$

то точки были бы распределены около вертикальной прямой, обозначенной У*⁻. При протекании реакции через канал с образованием У*⁺ точки располагались бы около горизонтальной прямой У*⁺. Эллипсом очерчена область дозволенных значений кинетических энергий п-мезонов в трехчастичной реакции п⁺ п⁻ Λ⁰. Как видно из этого представления, далеко не очевидно, что реакция (1) идет в две стадии — через образование и быстрый расцад Y*-частицы. Имеется большое количество событий этой реакции, не укладывающихся в такую модель. Причины такого отклонения будут рассмотрены ниже. На рис. 4 показано распределение масс для 226 Y*-частиц, полученное в этих опытах. Точность измерения массы в каждом инди-

видуальном случае составляла от 3 до 5 Мэв. Использование резонансной формулы вида (3) для описания экспериментальной гистограммы показывает, что.полуширина этого распределения заключена в пределах от 15 до 20 Мэв. Таким образом, и эти факты свидетельствуют о том, что имеется состояние бариона У* с массой порядка Му*=1380 Мэв, которое по сильному взаимодействию распадается на Л⁰гиперон и п⁺-мезон.



К аналогичным заключениям приводит и анализ

Λ° + π°

Λ°+π°

บป

200

Q(M30)

Рис. 5.

300

129 Mal

10/

п

экспериментальных материалов, полученных при изучении взаимодействий K_2^0 -мезонов с протонами в 14-дюймовой жидководородной камере ⁴. В этом эксперименте были изучены 60 событий реакции

$$\widetilde{K}^{0} + p \longrightarrow \Lambda^{0} + \pi^{+} + \pi^{0}, \qquad (4)$$

зафиксированных в пучке K_2^0 -мезонов с импульсом (975 \pm 100) *Мэв/с*. Распределения величин Q в распаде $Y^* \longrightarrow \Lambda^0 + \pi$, полученные в этом опыте,

представлены на рис. 5. В дополнение к опытам с отрицательными K-мезонами, наблюдение реакции (4) дало возможность показать, что кроме заряженных $Y^{*\pm}$ -систем существует также и нейтральная Y^{*0} -частица, распадающаяся по схеме

$$Y^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$$
. (4')

В максимуме Q-распределения были найдены 40 из 60 случаев реакции (4), из которых 22 соответствуют реакции с образованием Y^{**} и 18 с Y^{*0} . Для величины Q по суммарным данным получено значение 129 Мэе с полушириной 29 Мэе, что соответствует массе Y^{*} -частицы в 1384 Мэе.

Полупирина Q-распределения определяется корнем квадратным из суммы квадрата естественной ширины этого распределения и квадрата экспериментальной разрешающей способности при ее определении. Анализ точности эксперимента показывает, что полупирина резрешающей способности аппаратуры не может быть меньше 20 Мэв и скорее близка

400

И. В. ЧУВИЛО

ж 30 *Мэв*. Это означает, что естественная ширина *Q*-распределения в *Y**-распаде заключена в пределах 0 ≤ Γ ≤ 20 *Мэв*.

Поскольку реакция (2) является пороговой при захвате остановившихся К⁻-мезонов в водороде, она не может наблюдаться. Но при захвате медленных К⁻-мезонов многонуклонными системами — ядрами реакции генерации Y*-частиц уже возможны в соответствии со схемой

$$K^- + 2N \longrightarrow Y^* + N.$$

Исследования реакций захвата ^{5а,} остановившихся К⁻-мезонов в дейтерии, идущих по схеме

$$K^{-} + D^2 \rightarrow \Lambda^0 + p + \pi^{-},$$

показали, что наблюдаемые экспериментальные факты об этой реакции можно объяснить только в предположении, что около одной трети ее выхода происходит по каналу 20 - Т

18

16

$$K^- + D^2 \longrightarrow Y^{*-} + p.$$

Вычисленные на основе этой гипотезы спектры протонов, образующихся



в рассматриваемой реакции, находятся в хорошем согласии с измеренными экспериментально. Это свидетельствует в пользу справедливости гипотезы и указывает на важную роль эффектов резонансных $\pi\Lambda^0$ -взаимодействий (Y*-частиц) в реакциях поглощения K^- -мезонов ядрами, приводящих к появлению Λ^0 -гиперонов совместно с π -мезонами.

Наконец, сведения об Y*--частицах получены также при исследовании реакций

$$K^{-} + \operatorname{He}^{4} \to \Lambda^{0} + \pi^{-} + \operatorname{He}^{3}, \tag{5}$$

зафиксированных при изучении остановок K⁻-мезонов в гелиевой иузырьковой камере ⁵. На рис. 6 показаны импульсные спектры ядер отдачи Не³ в реакции (5), а на рис. 7 — спектр ядер отдачи Н³ в реакции

$$K^{-} + \operatorname{He}^{4} \longrightarrow \Sigma^{\pm} + \pi^{\mp} + \operatorname{H}^{3}.$$
 (5a)

Сравнение этих спектров с рассчитанными по модели импульсного приближения ⁶ показывает заметное отличие экспериментального спектра He³ от рассчитанного. Это отличие интерпретируют как следствие того, что реакция (5) происходит в 65% случаев через образования Y*-частицы,

334

т е по схеме

$$\begin{array}{c}
K^{-} + \operatorname{He}^{4} \longrightarrow Y^{*-} + \operatorname{He}^{3}, \\
\downarrow \longrightarrow \Lambda^{0} + \pi^{-}.
\end{array}$$
(6)

Наблюдаемый пик в импульсном распределении He³ при $p_{\text{He}^3}=250~M_{\partial\theta}/c$ соответствует массе Y^{*-} -частицы, равной 1385 $M_{\partial\theta}$ с полушириной порядка 35 $M_{\partial\theta}$. Поскольку энергетическое разрешение в этих опытах было порядка 3 $M_{\partial\theta}$, то это означает, что наблюденная полуширина соответствуот естественной полуширине в распределении Y^{*-} -частиц по массам.

Таким образом, сопоставление вышеприведенных экспериментальных материалов дает сильное указание на то, что существует сильное резонансное $\pi\Lambda^0$ -взаимодействие, которое можно интерпретировать как существование некоторой нестабильной Y*-частицы с массой 1385 *Мэв* и полушириной порядка 20 *Мэв*. Существует три зарядовых состояния Y*-частицы, которые распадаются по сильному взаимодействию в соответствии со схемами

$$Y^{*\stackrel{+}{o}}_{-} \to \Lambda^{0} + \pi^{\stackrel{+}{o}}_{-}$$

с $Q = (130 \pm 20)$ Мэв. Поскольку в таком распаде странность и изотопический спин сохраняются, то это означает, что Y^* -частица характеризуется изотопическим спином 1 и странностью —1. Изотопический триплет Y^* -частиц с только что написанными схемами распада мы будем в дальнейшем обозначать через Y_1^* , индексом 1 фиксируя значение его полного изотопического спина. Вопрос о других внутренних свойствах Y_1 -частиц будет рассмотрен в §4.

Если принять значение массы Y^{*}₁-частицы в 1385 *Мэв*, то энергетически возможны и другие каналы ее распада по сильному взаимодействию, а именно

$$Y_1^* \longrightarrow \Sigma + \pi$$

с соответствующими значениями Q, зависящими от типа конечных Σ -гиперона и π -мезона. Однако вероятности Y_1^* -распадов по каналам с участием Σ -гиперонов оказываются значительно меньшими по сравнению с таковыми для каналов с Λ^0 -гиперонами. По данным о поглощении K^- -мезонов в гелиевой пузырьковой камере ⁵ вклад в эффект от канала распада $Y_1^{*0} \longrightarrow \Sigma + \pi$ составляет не более 20%. В опытах с K^- -мезонами с импульсом 760 *Мэв/с* для отношения выходов Σ - и Λ^0 -гиперонов в Y_1^* -распаде найдено верхнее значение в 3%, а при импульсе K^- -мезонов с 850 $M_{\mathcal{B}}/c - 5\%$. «Максимально возможные» предельные значения этих отношений оцениваются величинами 20 и 10% соответственно³.

В реакции (1) под действием K^- -мезонов с импульсом 1,15 Бэв/с найдено⁷, что отношение выходов Σ - и Λ^0 -гиперонов в Y_1^* -распадах не превышает 8% и совместимо с нулевым значением.

§ 2. ΡΕЗΟΗΑΗСЫ В πΣ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

При изучении корреляционных эффектов в реакциях генерации Σ -гиперонов совместно с тремя и четырьмя π -мезонами в K^-p -взаимодействиях и сравнении их с Λ^0 -гиперонными реакциями при импульсе 1,15 *Бэв*/с, т. е. реакций типа

$$K^{-} + p \longrightarrow \begin{cases} \Sigma^{+} + \pi^{-} + \pi^{+} + \pi^{-}, \\ \Lambda^{0} + \pi^{0} + \pi^{+} + \pi^{-}, \end{cases}$$

и

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma^0 (\Lambda^0) + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0,$$

получены указания на существование резонансных взаимодействий π -мезонов с Σ -гиперонами⁷. Резонансные состояния найдены только в нейтральных $\pi^+\Sigma^-$, $\pi^-\Sigma^+$ - и $\pi^0\Sigma^0$ -системах. Однозарядные и двухзарядные $\pi\Sigma$ -системы резонансных явлений не обнаруживают. Масса $\pi^+\Sigma^-$ - и $\pi^-\Sigma^+$ -резонансных состояний имеет величину 1405 *Мэв* с полушириной 20 *Мэв*. Масса резонансного $\pi^0\Sigma^0$ -состояния найдена на 19 \pm 6 *Мэв* меньшей, т. е. 1386 *Мэв*. Объяснение этой тройки $\pi\Sigma$ -систем с точки зрения единого резонансного состояния в $\pi\Sigma$ -взаимодействия в связи с наличием этой разницы в массах несколько затруднено, поскольку электромагнитные взаимодействия не объясняют ее. Но возможно, что учет влияния тождественности π -мезонов на разлет частиц в конечном состоянии рассматриваемых реакций может дать объяснение наблюденного различия.

В работе ⁷⁴ были проведены исследования эффекта генерации нейтральных $\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$ -систем при захвате медленных *К*-мезонов (средняя кинетическая энергия около 50 *Мэв*) ядрами фотоэмульсии. Искались взаимодействия, приводящие к совместной генерации заряженных Σ -гиперонов и π -мезонов. Определялась величина массы

$$M = \left[(E_{\Sigma} + E_{\pi})^2 - (\overline{\mathbf{P}}_{\Sigma} + \overline{\mathbf{P}}_{\pi})^2 \right]^{1/2}$$

для каждого случая появления интересующей пары частиц. Отибка индивидуального измерения массы M составляла $\pm 6 M \partial \delta$. Анализ экспериментальных данных показывает, что M-распределение складывается из двух эффектов. Во-первых, имеется широкое M-распределение, обусловленное генерацией пар $\Sigma + \pi$ в трехчастичных реакциях

$$K^- + 2N \longrightarrow \Sigma + \pi + N$$

на связанных нуклонах в ядрах. И, во-вторых, около 1/3 реакций генерации пар $\Sigma + \pi$ происходит через генерацию резонансных $\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$ -состояний. Однако масса найденных в такой процедуре $\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$ -систем оказалась на 10—15 *Мэв* больше массы заряженных Y_1^* -частиц, распадающихся на пару $\Lambda^0 + \pi$. При значении энергии резонансного $\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$ -состояния около 1400 *Мэв* его энергетическая ширина найдена равной порядка 40 *Мэв*. включая аппаратурную ошибку. Полученный здесь результат подтверждает. таким образом, сведения о существовании нейтральных резонансных $\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$ -состояний, найденных с помощью водородных пузырьковых камер при их облучении в пучках *K*⁻-мезонов.

Если принять, что все три нейтральных резонансных $\pi\Sigma$ -состояния есть проявление единственного резонансного $\pi\Sigma$ -взаимодействия, то из измерения отношения выходов $\pi^0\Sigma^0$ - и ($\pi^{\pm}\Sigma^{\mp}$)-распадов

$$\beta = \frac{\pi^0 \Sigma^0}{\pi^+ \Sigma^- + \pi^- \Sigma^+}$$

можно найти значение полного изотопического спина этого состояния I, а именно β должно быть равно либо 2, либо 0, либо 0,5 в зависимости от того, равно лизначение I соответственно или 2, или 1, или 0. Экспериментально получено⁷, что $\beta = 0,6 \pm 0,2$; это свидетельствует в пользу выбора I = 0. Таким образом, резонансное $\pi\Sigma$ -взаимодействие происходит в изотопически синглетном состоянии. По аналогии с $\pi\Lambda^0$ -резонансом можно такое $\pi\Sigma$ -взаимодействие также отождествить с некоторой частицей, обозначив ее символом Y_0^* . $\pi\Sigma$ -резонанс не проявляется в K^-p -реакциях генерации Σ -гиперонов только с двумя π -мезонами. Это можно

336

понять, предположив, что реакция

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma + \pi + \pi$$

идет только через канал с полным изоспином, равным нулю. Проверить это соображение можно, исследуя реакцию

$$K^0 + p \longrightarrow \Sigma + \pi + \pi$$
,

которая не должна наблюдаться, поскольку здесь имеет место только состояние с полным изотопическим спином, равным единице. По крайней мере ее выход должен быть заметно меньше выхода реакций под действием K^- -мезонов.

На возможное существование резонансных $\pi\Sigma$ -взаимодействий с массой 1500—1540 *Мэв* с полным изотопическим спином, равным 2, т. е. уже Y_2^* -частиц, указывается в работе ⁸ по исследованию реакций

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma^{\pm} + \pi^{\mp} + \pi^0$$

под действием K^- -мезонов с импульсами 760 и 850 $M \partial \theta / c$. Но имеющийся экспериментальный материал еще недостаточен для получения определенных выводов.

§ 3. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИЙ ГЕНЕРАЦИИ У^{*}-ЧАСТИЦ

Для каналов реакций типа

$$\widetilde{K} + N \longrightarrow \Lambda^0 + \pi + \pi,$$

в которых проявляется резонансное $\pi \Lambda^0$ -взаимодействие, приводящее к квазидвухчастичности этих реакций, можно написать следующие схемы:

$$(Y_1^{*\pm} + \pi^{\mp} \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-, \qquad (7a)$$

$$K + p \longrightarrow \langle Y^{*0} + \pi^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + \pi^0, \qquad (76)$$

$$\widetilde{K}^{0} + p \longrightarrow Y^{* \stackrel{\frown}{0}} + \pi^{\stackrel{\frown}{+}} \longrightarrow \Lambda^{0} + \pi^{0} + \pi^{+}.$$
(7B)

а) Функции возбуждения и угловые распределения. На рис. 8 приведены данные ³ о функциях возбуждения для $\pi^{*}\pi^{-}\Lambda^{0}$ -реакции, а также раздельно для Y_{1}^{**} и Y_{1}^{*-} в зависимости от импульса начального K^{-} -мезона в лабораторной системе. На графике приведены также возможные зависимости сечения от импульса Y_1^* -частицы в с. ц. м. реакции в формах, пропорциональных первой степени импульса и кубу импульса py*. Кривой 'πλ²/2 обозначено максимальное значение сечений реакции генерации У1-частицы для одиночной изотопической парциальной волны с полным моментом реакции, равным ј=1/2. Это сделано из тех соображений, что угловые распределения рассматриваемых реакций при импульсах К-мезонов 850 Мэв/с в пределах статистической точности данных изотропны, что свидетельствует в пользу j = 1/2. Однако тот факт, что π⁺ π⁻ Λ⁰-сечение очень близко приближается к πλ²/2, говорит о том, что, вероятно, имеется вклад и от других парциальных волн. Что это возможно, видно из угловых распределений реакций генерации Y_1^* -частиц К⁻-мезонами с импульсом 1,15 Бэв/с. приведенных на рис. 9. Возможная анизотрония этих угловых распределений обусловлена вкладом парциальных волн с l > 0. поскольку при этих энергиях K-мезонов $\frac{hk}{m_{\pi}c} \sim 3$. Различие в форме угловых распределений генерации У1+- и У1-частиц может быть связано с различными суперпозициями изотопических амплитуд изоспинов 1 и 0 для этих двух каналов реакции.

б) Взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии. Хотя квазидвухчастичность реакции (7) и проявляется довольно четко, например, в энергетических спектрах л-мезонов, но тем не менее вопрос о том, насколько такую двухчастичную



картину протекания реакций типа (1) можно принимать при рассмотрении других их свойств, является важным. Поэтому мы кратко остановимся здесь на его выяснении. Из оценок полуширины Q-распределения для У -частицы, дающих ее величину порядка 20-30 Мэв, следует, что время жизни Y_1^* -частицы примерно на порядок величины больше времени жизни (3/2, 3/2)-изобары в π-нуклонном рассеянии. Поэтому кажется, что имеется надежда получить сведения о некоторых ее свойствах, предполагая, что она

распадается, находясь в свободном состоянии, т. е. продукты Y_1^* -распада не испытывают взаимодействия с л-мезонами, которые образовались вместе с Y_1^* -частицей. Некоторые результаты такого анализа будут приведены ниже. Хотя время жизни $\pi \Lambda^0$ -резонанса и больше времени жизни л-нуклонной изобары, оно все-таки по порядку величины остается



порядка времени протекания процессов, обусловленных сильными взаимодействиями. Поэтому при строгом рассмотрении следует учитывать взаимодействие в конечном состоянии в ллЛ⁰-системе. Что это так, видно из анализа угловых распределений Y_1^* -распадов. Действительно, если предста-

•

вить угловое распределение продуктов распада Y_1^* -частицы в виде полинома по косинусу угла распада ϑ в виде

$$\frac{dn}{d\Omega} \sim 1 + a_1 \cos \vartheta + a_2 \cos^2 \vartheta + \dots, \tag{8}$$

то в Y_1^* -распаде по сильному взаимодействию в силу закона сохранения пространственной четности не должно быть асимметрии вперед-назад для вылета продуктов распада, т. е. коэффициенты при нечетных степенях соз ϑ в написанном выше разложении должны быть равны нулю. Между тем экспериментальные данные ³ указывают, что коэффициент a_1 при соз ϑ отличен от нуля, поскольку Λ^0 -гипероны в Y_1^* -распадах вылетают преимущественно назад (см. гистограмму на рис. 11)¹. Это указывает на то, что эффект взаимодействия трех частиц в конечном состоянии рассмагриваемой реакции должен быть учтен. Наличие такого взаимодействия приводит к необходимости принять во внимание интерференционные эффекты, возникающие из требований статистики Бозе — Эйнштейна для двух п-мезонов в конечном состоянии ⁹. Только в этом случае появятся строгие условия для возможности определения внутренних свойств Y_1^* -частицы. в) И з о т о п и ч е с к и й с п и н. Реакция (7в) под действием

в) И з о т о п и ч е с к и й с п и н. Реакция (7в) под действием \tilde{K}^0 -мезонов характеризуется полным изотопическим спином 1, а в реакции (7а) под действием K^- -мезонов представлены Как полный изотопический спин 1, так и 0. Поскольку реакция (7в) идет с большим сечением, то это означает, что состояние с изотопическим спином 1 обязательно участвует в рассматриваемых реакциях. Имеет ли место вклад от состояния с изоспином 0, следует выяснить из дальнейшего анализа экспериментальных данных.

Изотопический спин Y_1^* -частицы равен 1, что следует из того, что она распадается на изотопический синглет Λ^0 -гиперон и л-мезон, являющийся компонентой изотопического триплета. характеризуемого полным изоспином, равным 1.

В $K^- p$ -реакциях образуются как Y_1^{*+} -, так и Y_1^{*-} -частицы. Но отношение их выходов отлично от 1 и равно ³ $\frac{Y_1^{*+}}{Y_1^{*-}} = \frac{59}{82}$. Отличие от 1 этого отношения, конечно, статистически недостаточно обосновано, но если оно всетаки имеет место, то это означает, что отношения изотопических амилитуд и их фаз в этих реакциях отличны от единицы.

В реакциях типа (7в), где полный изотопический спин равен 1, так как Λ^0 -гиперон является изосинглетом, изоспин 1 уносится двумя л-мезонами. Поэтому пространственная волновая функция будет только менять знак при перестановке этих л-мезонов местами. Если взаимодействие зарядово независимо, то любое описание распределения продуктов реакции не должно зависеть от заряда л-мезона. И наоборот, наблюдение симметрии такого рода свидетельствует в пользу зарядовой независимости взаимодействий с участием странных частиц. Данные о массовых спектрах Y_1^* -частиц в $\tilde{K}^0 p$ -реакциях ⁴, приведенные на рис. 5, имеют аналогичную форму как для $\pi^0\Lambda^0$ -комбинации, так и для $\pi^*\Lambda^0$ -комбинации. Меньшие из двух таким образом полученных значений Q дали кривую с одним максимумом около Q=129~Mзв. Независимость Q от каких-либо детальных предположений о происхождении пиков около Q=130~Mзв и аналогичность Q-распределений для $\pi^*\Lambda^0$ -и $\pi^0\Lambda^0$ -комбинаций свидетельствуют в пользу зарядовой независимости взаимодействия, обусловливающего рассматриваемые реакции генерации Y_1^* -частиц.

Дальнейшие сведения об изотопических свойствах реакций (7) можно получить, изучая следствия из рассмотрения взаимодействия Λ^0 -гиперона и двух п-мезонов в конечном состоянии реакций. Поскольку за свое время жизни Y_1^* -частица пролетает расстояние более 4 ферми, то можно думать, что процессы последовательного излучения первого и второго π -мезонов не интерферируют динамически в какой-либо сильной степени. Амплитуду M(1,2) такой реакции можно написать в виде ⁹

$$M(1,2) = \Phi(\sigma, \mathbf{q}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) A(p_2), \tag{9}$$

где **q** и **p**₁ — импульсы K^- -мезона и первого вылетевшего л-мезона в с. ц. м. реакции, а **p**₂ — импульс л-мезона от Y_1^* -распада в системе покоя Y_1^* -частицы. Аргумент **σ** определяет зависимость Ф от моментов и спинов, существенных для протекания реакции. Роль резонансного состояния определяется вторым множителем

$$A(p) = \frac{\exp\left[\imath \delta(p)\right] \sin \delta(p)}{p^{2L+1}},$$
(10)

где L — орбитальный момент $\pi\Lambda^0$ -системы, определяющий спин и четность Y_1^* -частицы. В конечной $\pi_1\pi_2\Lambda^0$ -конфигурации также еще важно знать величину l орбитального момента первого π -мезона. Таким образом, функция Φ определяется для заданного полного углового момента реакции j угловым моментом $\pi_2\Lambda^0$ -системы L, относительной $K\Lambda^0$ -четностью и соображениями о центробежном барьере, определяемом l.

ображениями о центробежном барьере, определяемом *l*. Амплитуды реакций с участием Y_1^{**} и Y^{*-} должны складываться когерентно, а их сумма — соответствовать конечному состоянию с правильной симметрией по отношению к перестановке мест двух п-мезонов. Для амплитуд M_0 и M_1 с полным изоспином, равным 0 и 1 соответственно, можно написать

$$M_0 = M'(1, 2) + M'(2, 1),$$

$$M_1 = M''(1, 2) - M''(2, 1).$$

Для сравнения с опытом удобно рассмотреть распределение вероятности $P(T_{*}, T_{-})$ в фазовом пространстве кинетических энергий π -мезонов (T_{*}, T_{-}). Поскольку это распределение суммируется по всем ориентациям $\pi\Lambda^{0}$ -системы, то вклады в него от начальных состояний с различными угловыми моментами и четностями складываются некогерентно. Поскольку

$$\begin{split} P\left(T_{\star},\,T_{-}\right) &= \frac{1}{2} \,|\,M_{0} + M_{1}\,|^{2}, \\ P\left(T_{-},\,T_{\star}\right) &= \frac{1}{2} \,|\,M_{0} - M_{1}\,|^{2}, \end{split}$$

то симметризованное распределение вероятностей $\{P(T_+, T_-) + P(T_-, T_+)\}$ есть просто суперпозиция отдельных распределений с I=0 и I=1 без интерференции между ними.

Теперь посмотрим на соответствующее представление экспериментальных данных, приведенное на рис. З. Видно, что распределения $P(T_{,}, T_{-})$ и $P(T_{-}, T_{+})$ не имеют существенных различий. Это свидетельствует о том, что реакция, возможно, протекает главным образом через единственный изоспиновой канал.

Особенно интересно рассмотреть два предельных случая с $T_{+}=T_{-}$, когда Λ^{0} -гиперон либо получает максимальный импульс отдачи, либо покоится. В первой ситуации M(1,2)=M(2,1), поскольку импульсы п-мезонов равны и имеют одно направление. В этом случае в точке A диаграммы на рис. З можно ожидать заметной интерференции между этими двумя состояниями. В состоянии с I=0 интерференция будет конструктивной, а в состоянии с I=1—деструктивной. Поскольку в точке A нет концентрации распределения, то это свидетельствует в пользу протекания реакции через канал с I=1. Во втором случае покоящегося Λ^0 -гиперона характер интерференции между M(1,2) и M(2,1) в различных изотопических состояниях зависит от того, четна или нечетна сумма моментов L+l. В состоянии с I = -1 (I=0) интерференция будет конструктивной при нечетной (четной) сумме L+l и деструктивной при четной (нечетной). Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, показывают на сгущение точек около точки B, соответствующей рассматриваемому случаю, т. е. свидетельствуют в пользу большой конструктивной интерференции между M(1,2) и M(2,1). Рассмотрение механизма реакции показывает, что и в этом случае предпочтение надо отдать состоянию с полным изотопическим спином, I=1. Это означает нечетное значение суммы L+l. Отсюда при сравнении с экспериментальным материалом уже следуют заключения о возможных значениях спина и о четности Y_1^* -частицы, о чем будет речь идти в следующем параграфе.

§ 4. СПИН И ЧЕТНОСТЬ У *-ЧАСТИЦЫ

Прежде чем перейти к изложению фактов, касающихся определения снина и четности Y_1^* -частицы, сделаем несколько общих замечаний. Поскольку речь идет о процессе Y_1^* -распада, обусловленном сильным взаимодействием, то в силу сохранения пространственной четности в таких процессах речь идет об определении относительных четностей Y_1^* -частицы и Λ^0 -гиперона. Если исходить из схемы распада

 $Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi$

и помнить, что л-мезон — псевдоскалярная частица, то можно видеть, что в случае $\pi\Lambda^0$ -системы с четным значением орбитального момента относительного движения компонент этой системы ($L=0, 2, \ldots$) относительная $Y_1^*\Lambda^0$ -четность отрицательна, а нечетное значение L означало бы положительную относительную $Y_1^*\Lambda^0$ -четность. Поскольку относительный импульс частиц в резонансе имеет значение порядка 200 $M_{\partial\theta}/c$, то это означает, что вряд ли D-состояние $\pi\Lambda^0$ -системы (L=2) может дать вклад в изучаемый эффект. Поэтому в дальнейшем анализ экспериментального материала будет проводиться в предположении, что доминирующую роль в $\pi\Lambda^0$ -резонансном рассеянии играют состояния либо с L=0 (S-состояния), либо с L=1 (P-состояния). Поскольку спин Λ^0 -гиперона равен 1/2, спин Y_1^* -частицы в случае S-состояния $\pi\Lambda^0$ -системы равен J=1/2 ($S_{1/2}$ -состояние). В P-состоянии $\pi\Lambda^0$ -системы две возможные комбинации спина Λ^0 гиперона J=1/2 и относительного момента L=1 дают два возможных значения спина Y_1^* -частицы: J=1/2 ($P_{1/2}$ -состояние) и J=3/2 ($P_{3/2}$ -состояние).

Нам теперь совершенно очевидно, что взаимодействие трех частиц продуктов реакции типа (1) в конечном состоянии оказывает заметное влияние на конечный исход реакции. Поэтому строгое рассмотрение наблюдаемых эффектов следует проводить с учетом этого взаимодействия.

Весьма привлекательной кажется возможность получить сведения о спине и четности Y_1^* -частицы в предположении о ее распаде в свободном состоянии. Поэтому посмотрим, что дают попытки, основанные на таком допущении.

Сведения о спине свободной, невзаимодействующей нестабильной частицы могут быть получены из анализа угловых распределений продуктов ее распада. Если угловое распределение продуктов распада такой частицы около некоторого произвольного направления представить в виде полинома по косинусу угла распада ϑ , то в разложение будут входить только четные степени соз ϑ . Высшая степень при этом будет равна 2a, где a — величина спина частицы в случае бозона или величины спина частицы минус 1/2 в случае фермиона. Таким образом, сразу можно иметь представление о нижнем значении спина распадающейся частицы.

Допустим, что Y^{*}-частица образуется в реакции

 $K^- + p \longrightarrow Y_1^* + \pi$

и покидает область взаимодействия так, что ее продукты распада — Λ^0 -гиперон и л-мезон — не взаимодействуют с первоначально образовавшимся в этой реакции л-мезоном. Легко показать ¹⁰, что если отобрать такие случаи, когда Y_1^* -частица вылетает под углом, близким к 0 или 180° к направлению первичной частицы, то выражение (8) для углового распределения продуктов ее распада в ее системе покоя будет иметь следующий вид в зависимости от спина Y_1^* -частицы J:

$$J = \frac{1}{2}, \ \frac{dn}{d\Omega} \sim 1,$$

$$J = \frac{3}{2}, \ \frac{dn}{d\Omega} \sim \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta.$$
(11)

Можно выписать формы угловых распределений и для более высоких значений спинов, но досгаточно и двух приведенных случаев.

В работе ⁴ для анализа было отобрано 17 случаев Y_1^* -частиц, для которых угол φ между направлениями первичного K_2^0 -мезона и образованной Y_1^* -частицы удовлетворял условию | соз φ | $\geq 0,7$. Из них (50 ± 15)% распалось так, что угол распада ϑ удовлетворял условию | соз ϑ | $\geq 0,5$. Из угловых распределений следует, что ожидаемая доля распадов, удовлетворяющих этому условию на угол распада ϑ , равна 0,5 в случае спина Y_1^* -частицы //2 и 0,69 в случае спина 3/2. Полученный результат согласуется с ожидаемым в случае значения спина Y_1^* -частицы, равным 1/2, но только на 1, 3 стандартных отклонения отличается от ожидаемого в случае J=3/2. Таким образом, приведенный экспериментальный материал не дает возможности сделать статистически обоснованное заключение о спине Y_1^* -частицы. Другие формы анализа этого же экспериментального материала также не дают оснований для окончательного заключения. Аналогичный анализ 29 событий, полученных в другой работе ³, дал такой же неопределенный вывод о величине спина Y_1^* -частицы.

Была также предпринята попытка определить J путем измерения анизотропии Y_1^* -распадов относительно нормали к плоскости рождения Y_1^* -частицы². Для спина J=3/2 угловое распределение Y_1^* -распадов должно иметь форму $A+B\xi^2$ и не зависеть от четности Y_1^* -частицы¹¹. Здесь

$$\xi = \frac{(\mathbf{P}_K \times \mathbf{P}_{Y_1^*}) \mathbf{P}_{\Lambda^0}}{|\mathbf{P}_K \times \mathbf{P}_{Y_1^*}| (\mathbf{P}_{\Lambda^0})} ,$$

где \mathbf{P}_a — импульс частицы типа a в с.ц.м. реакции $K^- + p$. Поскольку коэффициент B — функция угла рождения Y_1^* -частицы, надо ограничиться той областью, где определяемая анизотропия будет максимальна относительно нормали к плоскости рождения. Были отобраны события с углами рождения Y_1^* -частицы φ , удовлетворяющими условию | sin φ |> 0,866. Из 62 случаев рождения в этом интервале углов 35,5% были с | ξ |> 0,5. Если бы распределение было изотропным, как это должно быть в случае J=1/2, то ожидается выход ($50\pm 6,3$)% случаев с такими величинами ξ . Таким образом получившийся результат на 2, 3 стандартных отклонения отличается от ожидаемого в случае изотропного распределения, что свидетельствует'в пользу большей величины S_{Y} , чем 1/2. Можно попытаться определить также спин Y_1^* -частицы из экспериментальных данных, полученных с помощью гелиевой пузырьковой камеры ⁵. Если принять, что поглощение K^- -мезона ядром He⁴ происходит в *S*-состоянии, то полный угловой момент частиц, участвующих в реакции

$$K^- + \operatorname{He}^4 \longrightarrow Y_1^* + \operatorname{He}^3, \quad \bullet \tag{6}$$

будет равен 0. Если теперь направить ось вдоль направления движения Y^{*-} , то угловое распределение продуктов распада в ее с. ц. м. опять будет определяться выражениями (11) в зависимости от величины *J*. Соответствующие экспериментальные данные об угловых распределениях Y_1^* -распадов приведены на рис. 10. Приведенное распределение описывает 30 случаев Y_1^* -распадов, когда импульс ядра Не³ превышал 200 *Мэе/с*. Видно, что экспериментальный материал весьма беден, но большее предпочтение в этом распределении можно было бы отдать изотропии. χ^2 -критерий дает 4,0 для изотропного распределения и 17,2 для распределения вида $1/2+3/2 \cos^2 \vartheta$, в то время как ожидаемое значение из приведенных данных равно 4+2. Таким образом, экспери-

ных равно 4±2. Таким образом, экспериментальные данные по поглощению K^- мезонов в He⁴ с образованием Y_1^* -частицы свидетельствуют в пользу того, что J = 1/2.

Если принять это значение спина Y_1^* частицы, то можно получить некоторые заключения и об ее четности. Обозначим опять через L относительный орбитальный момент Λ^0 -гиперона и π -мезона в Y_1^* -распаде, а через l — орбитальный момент относительного движения Y_1^* -частицы и ядра He³ в реакции (6). Если принять, что J=1/2, а K^- -мезон — псевдоскалярная частица, то возможны только две комбинации:

либо
$$L = 0, l = 0,$$

либо $L = 1, l = 1.$

Вторая комбинация соответствует пере-

ворачиванию спина поглощающего нуклона и должна быть оставлена в силу соображений о центробежном барьере. Поскольку 65% случаев интересующих нас реакций происходит через Y_1^* -частицу, то вторая комбинация величин L и l кажется мало вероятной. Таким образом, из того факта, что реакция через канал с образованием Y_1^* -частицы доминирует и что поглощение K^- -мезона ядром He⁴ происходит в S-состоянии, мы приходим к выбору комбинации L=0, l=0. Таким образом, Y_1^* -система по этим данным оказывается в $S_{1/2}$ -состоянии.

Информацию о четности Y_1^* -частицы можно получить, считая, что она рождается в реакции (2) поляризованной. Принимая, что J=1/2, можно в этом случае получить следующее выражение для единичного вектора в направлении поляризации Λ^0 -гиперона **Р** в распаде Y_1^* -частицы ¹²:

$$\mathbf{P} = (\mathbf{pn}) \, \mathbf{p} + \gamma \, (\mathbf{p} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{p}, \tag{12}$$

где п — единичный вектор нормали к плоскости рождения Y_1^* -частицы, а р — единичный вектор в направлении импульса Λ^0 -гиперона в его системе покоя и $\gamma = \pm 1$, где выбор знака определяется тем, в $S_{1/2}$ - или же в $P_{1/2}$ состояние $\pi \Lambda^0$ -системы распадается Y_1^* -частица. При распаде в $S_{1/2}$ -состояние имеем $\gamma = \pm 1$ и

$$\mathbf{P} = \mathbf{n},\tag{13}$$



т. е. Λ^0 -гипероны поляризованы в направлении нормали к плоскости рождения Y_1^* -частицы.

При распаде Y_1^* -частицы в $P_{1/2}$ -состояние $\pi \Lambda^0$ -системы для вектора направления поляризации Λ^0 -гиперона из (12), полагая $\gamma = -1$, получаем выражение

$$\mathbf{P} = -\mathbf{n} + 2(\mathbf{n}\mathbf{p}) \ \mathbf{p} \equiv \mathbf{m}. \tag{14}$$

Угловое распределение Л⁰-распадов будет иметь вид

$$1 + P_{\mathbf{Y} \ast \alpha} \cos \theta, \tag{15}$$

где $P_{Y_1^*}$ — степень поляризации Y_1^* -частиц, α — параметр асимметрии в Λ^0 -распадах ($\alpha \approx 1$), а θ — угол между направлением Λ^0 -распада и направлением вектора поляризации Λ^0 -гиперона **Р**, определяемым либо формулой (13), либо формулой (14). Вектор **m** лежит в плоскости, образованной нормалью к плоскости рождения Y_1^* -частицы и направлением ее распада. Угол этого вектора с нормалью **n** равен удвоенному углу между направлением Y_1^* -распада и нормалью **n**.

Сведения о поляризации Y_1^* -частиц, образующихся в $K^- p$ -взаимодействиях, получены в работе³. Оказалось, что величина поляризации имеет следующие значения:

$$P_{Y_{1}^{*-}} = (+11 \pm 21)\%$$
 M $P_{Y_{1}^{*+}} = (-16 \pm 21)\%$

при импульсе К-мезона 760 Мэв/с и

$$P_{Y_{i}^{*-}} = (-56 \pm 20)\%$$
 M $P_{Y_{i}^{*+}} = (+12 \pm 28)\%$

при импульсе K^{-} -мезона 850 $M_{\partial \beta}/c$. Считая, что найденная величина поляризации Y_{1}^{*} -частиц не является статистической флуктуацией, в предположении, что J=1/2, можно попытаться определить, в $S_{1/2}$ - или $P_{1/2}$ -состоя-



Рис.

жении, что J=1/2, можно попытаться определить, в $S_{1/2}$ - или $P_{1/2}$ -состояние $\pi\Lambda^0$ -системы происходит распад Y_1^* -частицы. Обозначим через P_n измеренную поляризацию Λ^0 -гиперонов от Y_1^* -распадов в направлении вектора п. а через P_m —то же в направлении вектора т. Тогда в случае Y_1^* -распада в $S_{1/2}$ -состояние $\pi\Lambda^0$ имеем

$$P_n = P_{Y_1^*}, P_m = -\frac{1}{3}P_{Y_1^*} \equiv \frac{P_m}{P_n} = -\frac{1}{3}.$$

В случае же Y_1^* -распада в $P_{1/2}$ -состояние роли векторов **n** и **m** меняются местами и мы имеем

11.
$$P_n = -\frac{1}{3} P_{Y_1^*}, P_m = P_{Y_1^*} = -3.$$

Экспериментально было найдено³, что $P_n = (-56 \pm 20)\%$ и $P_m = (+33 \pm \pm 25)\%$, т. е. $|P_m/P_n| = 0.6$. Большие статистические неточности в определении требуемых величин не дают возможности сделать определенного заключения по обсуждаемому вопросу. Применение χ^2 -критерия дало следующий результат. Средняя величина χ^2 должна быть равна 1.0. Для гипотезы распада в $S_{1/2}$ -состояние было найдено $\chi^2_S = 0.3$, что означает большую вероятность, а для гипотезы распада в $P_{1/2}$ -состояние было найдено $\chi^2_S = 0.3$, что означает большую вероятность, а для гипотезы распада в $P_{1/2}$ -состояние было найдено $\chi^2_S = 0.3$. Что означает вероятность порядка 3%. Анализ данных ⁴ дал результат, что $P_n = (-0.38 \pm 25)$ и $P_m = 0.19 \pm 0.25$, что приводит к $\chi^2_S = 0$ и $\chi^2_P = 1$. Таким образом, эти данные не позволяют прийти к определенному заключению об обсуждаемых свойствах Y_1 -частицы.

Отличие от нуля члена с $\cos^2 \vartheta$ в выражении (8) для углового распределения Y_1^* -распадов свидетельствовало бы в пользу J > 1/2. Экспериментальные данные³ в пределах статистических ошибок указывают, однако, что $a_2=0$. Анализ этих же экспериментальных материалов по методу Адэра¹⁰ (см. формулу (11) и соответствующий текст) был проведен для случаев с углами рождения Y_1^* -частиц φ , удовлетворяю-

щими условию $|\cos \varphi| \ge 0.80$. Угловое распределение Y_1^* -распадов отобранных таким способом 62 случаев показано на рис. 11. Оно не соответствует виду $1/2+3/2\cos^2 \vartheta$, имеющему место в случае J=3/2, и скорее линейно по соз ϑ . Таким образом, из этих данных также нет возможности сделать заключение о спине Y_1^* -частицы.

попытки опреде-Резюмируя лить спин и четность Y^{*}₁-частицы 30 в предположении ее свободного распада, следует признать, что они не приводят к однозначному заключению об этих ее свойствах. Очевидно, что кроме бедности экспериментального материала имеются и более глубокие причины, приводящие к затруднениям в последовательном проведении такого анализа. Главная причина этих трудностей заключается в том, что серьезное возмущение результатов такого рассмотрения вызывает взаимодействие всех трех частиц конечного состояния реакции.

Теперь посмотрим, что дает учет ⁹ этого взаимодействия, учет требований статистики Бозе — Эйнучет штейна. поскольку мы имеем дело с двумя бозе-частицами, п-мезонами, в конечном состоянии реакции (1). В § 3 было показано, что реакции 10 этого типа с участием резонансного πΛ⁰-взаимодействия протекают преимущественно через канал с полным изотопическим спином, равным единице. Отсюда следовало, что сумма орбитального момента $\pi_2 \Lambda^0$ -системы L и



тального момента $\pi_2\Lambda^{\circ}$ -системы L и орбитального момента $\pi_1Y_1^{\circ}$ -системы l должна быть нечетной. Это означает, что для S-состояния $\pi_2\Lambda^{\circ}$ -системы (L=0) разлет $\pi_1Y_1^{\circ}$ -системы осуществляется в P-состоянии (l=1), а при P-состоянии $\pi_2\Lambda^{\circ}$ -системы разлет $\pi_1Y_1^{\circ}$ -системы осуществляется в S-состоянии.

На рис. 12 показаны в сравнении с экспериментальными гистограммами вычисленные на основе учета тождественности л-мезонов распределения масс Y_1^* -частицы при различных предположениях об изотопическом спине реакции (1), спине и четности Y_1^* -частицы. В табл. II приведены вычисленные плотности распределений на фазовой плоскости кинетических энергий л-мезонов (T_4 , T_2) в точке A на рис. 3, а также опытные данные об этой величине. Видно, что результаты, полученные для состояния

10 уФН, т. LXXVI, вып. 2

с I=1, лучше соответствуют экспериментальным данным, нежели результаты с различными комбинациями L и l в состоянии с I=0.

Таблица II

Ожидаемая плотность событий реакции (1) вблизи точки A на рис. 3 в предположении различных комбинаций изоспинов, обычных спинов, и угловых моментов и сравнение их с экспериментально полученной плотностью (T_m — максимальная кинетическая энергия π -мезолов)

Ожидаемое число событий в конфигурации $\left({}^{l}L_{J} ight)_{j}^{I}$						Наблю- денное
	$({}^{sS_{1/2}})^0_{1/2}$	$(pP_{3/2})^0_{1/2}$	$(pP_{3/2})^0_{3/2}$	$(pS_{1/2})^1_{1/2}$	$({}^{sP_{3/2}})^{1}_{3/2}$	число событий
$P_{k} = 850 \ M \vartheta e/c$ $T_{m} = 150 \ M \vartheta e \qquad \dots \qquad \dots$ $P_{k} = 760 \ M \vartheta e/c$	35,8	26,0	8,5	12,3	11,0	11/262
$T_m = 125 M_{\partial \theta} \dots \dots$ $T_m = 120 M_{\partial \theta} \dots \dots$	29,8 17,4	32,8 21,1	8,6 4,2	9,7 3,1	10,5 2,2	18/252 8/252

Однако различить $pS_{1/2}$ - и $sP_{3/2}$ -состояния пока не представляется возможным. Ранее отмечался характер анизотропии углового распределения Y_1^* -распадов, которого не должно быть при свободном Y_1^* -распаде по сильному взаимодействию. В состоянии с I=1 и



нечетной суммой L+l имеет место конструктивная интерференция в конфигурации, когда вторичный п-мезон вылетает вперед. При этом А⁰-гипероны будут преимущественно вылетать назад. Такому угловому распределению их вылета соответствуют результаты расчетов для sP3/2- и pS1/2состояний при импульсе К-мезонов 850 Мэв/с. Соответствующие результаты приведены на рис. 13 совместно с экспериментальными данными. Для сравнения даны также результаты вычислений для (рРз/2)з/2-состояний. Из этих данных видно, что на эгом пути нет возможности сделать заключения о спине и четности У1-частицы, поскольку угловые распределения в $pS_{1/2}$ и sP_{3/2}-состояниях практически неразличимы.

Учет тождественности π -мезонов ⁹ модифицирует также и результаты анализа по Адэру. Сравнение результатов модифицированных расчетов для двух энергий K-мезонов приведено на рис. 14. Как видно

из этих графиков, при импульсе K⁻-мезонов 850 Moe/c никаких сведений о спине и четности сейчас получить нельзя. Более того, даже существенное повышение статистической точности опытов при этом импульсе не дает надежд на получение выводов, поскольку расчетные распределения различаются очень незначительно. Однако с ростом энергии первичного K⁻-мезона влияние тождественности п-мезонов уменьшается. Это обусловлено тем, что при протекании реакции наличие резонансного $\pi\Lambda^0$ -взаимодействия приводит к более четкой двухчастичности реакции. Оставшийся л-мезон получается более энергичным и покидает область взаимодействия, имея меньше возможностей провзаимодействовать с продуктами распада Y_1^* -частицы. При этом результаты расчетов по методу Адэра меньше возмущаются этим взаимодействием и их характеристики приближаются к характеристикам, следующим из рассмотрения свободного распада Y_1^* -частицы. Результаты для импульса K^- -мезонов с 1,15 Бэв/с уже заметно различа-

ются, что видно из нижних графиков рис. 14. Хотя из этих данных видно, что пока нельзя сделать заключение о спине и четности Y^{*}-частицы, все же при увеличении статистической точности эксматериала напериментального дежда на получение определенного заключения уже имеется. Еще больше надежд получить нужные сведения будет в случае, если провести опыты с К-мезонами несколько большего импульса. Анализ данных, полученных на гелиевой пузырьковой камере, в этом отношении, кажется, уже удовлетворяет обсуждаемым требованиям.

Укажем, наконец, на то ⁹, что из сравнения геометрического предела реакции $(2j+1)\frac{\pi\lambda^2}{4}$, равного при импульсе *K*⁻-мезона 850 *Мэв/с* величине 2,85 ($j+\frac{1}{2}$)





с экспериментально полученным значением $3,2\pm0,3$ мбарн мбарн, можно заключить, что реакция происходит в состоянии с полным моментом i=1/2. В случае I=1 это говорит в пользу протекания реакции через sP_{3/2}-состояние и исключает sP_{1/2}-состояние. Но возможпость состояния (pS1/2)3/2 с некоторой примесью (pS1/2)1/2-состояния также удовлетворяет экспериментальным условиям. Изотропное распределение генерации Y^{*}₁-частиц при 760 и 850 Мэв/с свидетельствует, конечно, в пользу sP_{3/2}-состояния. Протекание реакции через (pS_{1/2})_{3/2}-состояние с учетом тождественности п-мезонов привело бы к заметной анизотропии реакции. Это отличие можно было бы уменьшить примесью (рS1/2)1/2-состояния с соответствующей фазой. Большая величина сечения реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 +$ +п+п наиболее вероятно свидетельствует в пользу того, что эта реакция имеет сложный характер. По-видимому, вклад в нее дают несколько парциальных волн и конфигураций, и только главные члены обладают свойствами симметрии, которые только что обсуждались.

§ 5. РЕЗОНАНСНОЕ пК-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

На 9-й ежегодной конференции по физике больших энергий в Киеве Ван Ган-чан ¹³ сообщил о наблюдении в пропановой пузырьковой камере события, которое допускало две интерпретации. Во-первых, это мог быть случай реакции

$$K^* + n \longrightarrow K^0 + \pi^* + n \tag{16}$$

под действием K⁺-мезона с импульсом 1,2 Бэв/с, когда нейтрон отдачи 10*

получил ничтожно малый импульс отдачи, поскольку первичный K^{*}-мезон и пара K⁰- и я-мезонов были хорошо компланарны и имела место полная компенсация поперечных и продольных импульсов частиц, зафиксированных в этой реакции.

Вторая возможность вытекала из факта компланарности и компенсации импульсов и приводила к заключению, что возможно зафиксировано событие распада новой нестабильной частицы по схеме

$$D^* \longrightarrow K^0 + \pi^*$$

с массой порядка 720 Мэв.

Дальнейшие исследования¹⁴ показали, что более предпочтительной является первая трактовка этого события, поскольку были найдены также некомпланарные случаи и зафиксированы случаи аналогичной реакции на водороде

$$K^* + p \longrightarrow K^0 + \pi^* + p \tag{17}$$

с малым импульсом отдачи протона. Обращало на себя внимание наличие сильной корреляции К- и п-мезонов. Произведенные вычисления масс пК-систем дали их значения в интервале 800—900 Мэв. Группировка масс в узком интервале значений свидетельствовала о наличии сильного пК-взаимодействия. Исследование свойств такого пК-взаимодействия можно было провести только в специально созданных условиях.

В последнее время высказанная впервые в указанных исследованиях гипотеза сильного *пК*-взаимодействия нашла свое подтверждение в более тщательно поставленных опытах¹⁵ в сепарированных пучках *К*⁻-мезонов с импульсом 1,15 *Бэе/с*. Были найдены и исследованы 48 событий реакции

$$K^- + p \longrightarrow K^0 + \pi^- + p, \tag{18}$$

сечение которой при этой энергии K^- -мезонов оказалось равным $2,0 \pm \pm 0,3$ мбарн. Попытка найти влияние (3/2, 3/2)-резонанса в πp -рассеянии не дала положительного результата. Однако оказалось, что в этой реакции имеет место преимущественный вылет протонов с энергией в интервале $15 \div 25 M$ эв, т. е. как будто вышенаписанная реакция осуществляется в две стадии, являясь на первой стадии квазидвухчастичной, когда генерируется некоторая частица K^* , распадающаяся затем на π^- -мезон и K^0 -мезон:

$$K^{-} + p \longrightarrow K^{*-} + p,$$

$$\downarrow_{\longrightarrow} K^{0} + \pi^{-}.$$
(19)

Поскольку (3/2, 3/2)-резонанс $\pi^{-}p$ -системы не оказывает влияния на конечный результат реакции (18), это означает, что реакция происходит в состоянии с полным изотопическим спином *I*, равным нулю. Более того, даже в состоянии с I=1 (3/2. 3/2)-резонанс образует преимущественно систему $(n+\pi^{0})+K^{0}$, а не $(p+\pi^{-})+K^{0}$, еще больше подавляясь в рассматриваемой реакции.

Таким образом, в полной аналогии с рассмотренным в первой части обзора $\pi \Lambda^0$ -резонансом в реакции

$$K^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^* + \pi^-$$

в процессе протекания реакции (18) осуществляется сильное резонансное πK -взаимодействие, которое можно интерпретировать как некоторую очень короткоживущую K^{*-} -частицу. Распределение масс K^{*-} -частицы приведено на рис. 15. Для среднего значения этой величины получено значение 885 ± 3 Мэв. После вычитания статистически распределенных случаев реакции (18) по 22 оставшимся случаям найдена ширина на половине высоты распределения, равная 16 *Мэв*. При этом ошибка в определении индивидуального значения массы K^{*-} -частицы была порядка $3 \div 4 M_{26}$.

Угловое распределение реакции (18) оказалось изотропным. Исходя из предположения, что реакция протекает в *S*-состоянии, можно попытаться оценить верхний предел спина S_{K^*} интересующей нас частицы. Оказывается, что $S_{K^*} \leqslant 1$.

Теперь несколько слов об изотопическом спине K^{*-} -частицы. В зависимости от его величины находится значение отношения вероятностей распада по двум возможным каналам

$$R = \frac{K^{*^-} \to K^- + \pi^0}{K^{*^-} \to K^0 + \pi^-}, \qquad (20)$$

которое равно R=1/2 при I=1/2 или R=2 при I=3/2. Это следует из того, что изотопический спин при таком быстром, обусловленном сильным взаимодействием распаде сохраняется, и из того, что *K*-мезоны образуют изотопический дублет, а π -ме-

изотопический дуолет, а лемезоны — триплет. Сравнение экспериментальных данных о реакциях

 $K^{-} + p \longrightarrow K^{-} + \pi^{0} + p,$ $K^{-} + p \longrightarrow K^{-} + \pi^{*} + n.$ (21)

и (18) и анализ их дают, что $R=0.75\pm0.35$. Это означает, что изотопический спин K^{*-} частицы равен 1/2.

§ 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изложенный экспериментальный материал свидетельствует в поль-

зу того, что $\pi\Sigma$ - и $\pi\Lambda^0$ -взаимодействия, так же как и πK -взаимодействие при относительных энергиях взаимодействующих частиц порядка 100-:-300 *Мэв*, имеют резонансный характер. Масса резонансной $\pi\Lambda^0$ -системы (Y_1^* -частицы) равна 1385 *Мэв* с полушириной порядка 20 *Мэв*. Для массы резонансной нейтральной $\pi\Sigma$ -системы (Y_0^* -частицы) получена величина 1405 *Мэв* с полушириной, также равной 20 *Мэв*. Масса резонансной πK -системы (K^* -частицы) равна 885 *Мэв* с полушириной порядка 16 *Мэв*. Такие величины полуширин распределения масс этих частиц означают, что времена жизни их имеют значения порядка 4 · 10⁻²³ сек. Эти времена жизни хотя на порядок величины и превышают время жизни (3/2, 3/2)-резонанса в π -нуклонном взаимодействии, но они все-таки еще порядка времен протекания процессов, обусловленных сильными взаимодействиями. Это означает, что при исследовании свойств как Y^* , так и K^* -частиц, строго говоря, нельзя пренебрегать взаимодействием продуктов их распада с другими сильно взаимодействующими частицами, участвующими в реакциях генерации Y^* - и K^* -частиц.

Изотопический спин Y_1^* -частицы, как это, очевидно, следует из схемы ее распада $Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi$, равен 1. Изотопический спин обнаруженных нейтральных резонансных $\pi\Sigma$ -взаимодействий найден равным нулю. Изотопический спин K^* -частицы найден равным 1/2.

Попытки проанализировать экспериментальные данные с точки зрения распада свободных Y_1^* - и K^* -частиц дают следующие результаты. Y^* -частица возможно есть $S_{1/2}$ -состояние $\pi \Lambda^0$ -системы. Однако более





строгий анализ не подтверждает этого заключения, свидетельствуя скорее в пользу варианта Р_{3/2}. Однако и этот вывод не является окончательным. Решить в пользу какого-либо варианта пока нет возможности, поскольку имеющегося экспериментального материала для этого недостаточно. Экспериментальных данных о спине и четности резонансных пΣ-взаимодействий пока не имеется. Спин К*-частицы равен либо 0, либо 1.

Поскольку экспериментальное исследование вновь открытых явлений не завершено, мы сознательно не касались теоретических аспектов затронутых в обзоре вопросов. Кратко только упомянем, что существование нион-гиперонных резонансов ожидалось либо как следствие некоторых моделей элементарных частиц и их взаимодействий (модель «глобальной» симметрии¹⁶), либо как следствие анализа экспериментальных данных о К⁻-нуклонных взаимодействиях при малых энергиях^{17, 18}. Модель «глобальной» симметрии, например, предсказывает для $\pi\Lambda^0$ -системы резонанс в Р_{з/2}-состоянии. Во второй возможности такой резонанс ожидается в состоянии S_{1/2}. Отсюда видно, насколько важно выяснить, каковы спин и четность У^{*} частицы. Хотя окончательно свойства вновь обнаруженных резонансных состояний с участием странных частиц Σ- и Λ⁰-гиперонов и К-мезона еще и не установлены, сам факт их обнаружения имеет фундаментальное значение для понимания свойств элементарных частиц, их взаимодействий и более общих закономерностей природы.

Примечание при корректуре. Результаты недавних опытов ¹⁹ по измерениям сечений реакций

(I) $K^- + n \to Y_1^{*\overline{0}} + \pi^{\underline{0}}$, (II) $K^- + p \to Y^{*\pm} + \pi^{\mp}$ дали отношение σ_I / σ_{II} величин сечений, равное 1 при импульсе К¬-мезонов 600 Мэв/с, 1,4+0,3 при 765 Мэв/с и около 2 при 865 Мэв/с. Ожидаемые величины этих отношений равны 2, если реакции протекают через канал с изотопическим спином I=1, и 1, если доминирует канал с I=0. Эти резульгаты указывают на то, что с ростом энергии первичных K^{-} -мезонов вклад от канала с I=0 уменьшается и при 865 *Мав/с* основную роль в реакциях генерации Y₁^{*}- частиц играет канал с I=1.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- В. С. Барашенков, УФН 72, 53 (1961). Поправки 73, 589 (1961).
 М. Alston et al., Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, crp. 445; М. Alston et al., Phys. Rev. Lett. 5, 520 (1960).

- 3. J. P. Berge et al., Phys. Rev. Lett. 6, 557 (1961).
 4. H. J. Martin et al., Phys. Rev. Lett. 6, 283 (1961).
 5. Helium Chamber Collaboration Group, Nuovo cimento 20, 724 (1960).

- 5a. O. I. Dahe et al., Phys. Rev. Lett. 6, 14 (1961).
 6. M. M. Block, Nuovo cimento 20, 715 (1961).
 7. M. Alston et al., Phys. Rev. Lett. 6, 698 (1961).
 7a. Y. Eisenberg et al., Nuovo cimento 21, 563 (1961).

- (a. I. ЕІЗЕПDЕГД ЕТ AL., NUOVO CIMENTO 21, 563 (1961).
 8. Р. Bastien et al., Phys. Rev. Lett. 6, 702 (1961).
 9. R. H. Dalitz and D. H. Miller, Phys. Rev. Lett. 6, 562 (1961).
 10. R. K. Adair, Phys. Rev. 100, 1540 (1955).
 11. Е. Еізпег and R. G. Sachs, Phys. Rev. 72, 680 (1947).
 12. И. В. Чувело, Отчет ОИЯИ, 1961.
 13. Ван Ганчан, Proc. of the 1959 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1959.
 44. М. И. Соловьев, Proc. of the 4060 App. Intern. Conf. on High Energy Phys., N. 1959.
- 14. М. И. Соловьев, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys at Rochester, crp. 388.

- 16. M. Alston et al., Phys. Rev. Lett. 6, 300 (1961).
 16. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 106, 1296 (1957).
 17. R. Dalitz and S. F. Tuan, Ann. Phys. 8, 100 (1959); Ann. Phys. 10, 307 (1960). 18. А. Л.
- 18. А. Л. Любимов, ЖЭТФ 40, 1520 (1961). 19. М. Taher-Zader et. al., Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 510 (1961).