



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

---

Д.В. Нягу; Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова,  
В.А. Русаков

Д - 794

ОБРАЗОВАНИЕ ГИПЕРОНОВ  
В СВИНЦЕ  $K_0$ -МЕЗОНАМИ  
СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ  $\sim 100$  МЭВ

Дубна 1981

Д.В. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.М. Розанова,  
В.А. Русаков

Д - 794

ОБРАЗОВАНИЕ  $\pi^0$  ГИПЕРОНОВ  
В СВИНЦЕ  $K_2$  -МЕЗОНАМИ  
СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ  $\sim 100$  МЭВ

Образование гиперонов  $K_2^0$ -мезонами наблюдалось несколькими экспериментальными группами, однако данных об эффективных сечениях этого процесса в настоящее время не имеется<sup>1/</sup>.

Реакция рождения гиперонов  $K_2^0$ -мезонами изучалась с помощью камеры Вильсона в магнитном поле в пучке  $K_2^0$ -мезонов от синхрофазотрона ОИЯИ. Мишенью служила свинцовая пластинка толщиной 5,8 г/см<sup>2</sup>.

Условия опыта были благоприятны в основном для регистрации распадов  $\Lambda^0$ -гиперонов, т.к. вследствие сравнительно малой энергии рожденных частиц подавляющая часть заряженных гиперонов не выходила из свинцовой пластинки из-за ионизационного торможения<sup>2/</sup>.

При экспозиции камеры со свинцовой пластинкой было зарегистрировано 440  $V^0$ -событий. Из них визуальным путем было отобрано 39 событий, у которых один из следов по плотности почернения и по кривизне идентифицировался как протон (рис. 1).

Угловое распределение  $\Lambda^0$ -гиперонов, испущенных из пластинки, по-видимому, является изотропным, т.к. количества  $\Lambda^0$ -частиц испущенных "вперед" и "назад" (в лабораторной системе координат) по отношению к направлению движения  $K_2^0$ -мезонов практически одинаковы ( $\frac{N_+}{N_-} = \frac{13}{15}$ ). С целью окончательной идентификации проводился кинематический анализ отобранных событий. Для 35 полностью обмеренных распадов<sup>3/</sup> было определено отклонение величины

$$\Delta = E_+ E_- - p_+ \cdot p_- \cos \gamma \quad 4/$$

от ее расчетного значения  $S = 17,38 \cdot 10^4 (\text{Мэв})^2$  для распада  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ , а также экспериментальная ошибка  $\delta \Delta$ ; ( $E_+$ ,  $E_-$ ,  $p_+$ ,  $p_-$  обозначают соответственно измеренные полные энергии и импульсы, а  $\gamma$  - угол разлета распадающих частиц).

1/ В работе Панофского и др.<sup>1/</sup> методом выбывания из пучка измерено полное сечение взаимодействия  $K_2^0$ -мезонов на меди при средней энергии 130 Мэв ( $\sigma_{\text{полное}} = 1120 \pm 250$ ) мб.

2/ Условия и постановка опыта подробно описаны в работе<sup>2/</sup>.

3/ Среди них, как показал кинематический анализ, 11 гиперонов вылетели из стенок камеры и в дальнейшем исключались из рассмотрения.

4/ Эта величина является инвариантом и равна  $S = (M_{\Lambda^0}^2 - M_p^2 - M_{\pi}^2) / 2$ .

Как видно из таблицы 1, отобранные события удовлетворяют кинематике  $\Lambda^0$ -распада. Среднее значение массы распадающихся частиц, вычисленное для выделенных распадов, составляет  $1116 \pm 8$  Мэв и хорошо согласуется с наиболее точным значением массы  $\Lambda^0$ -гиперона:  $M_{\Lambda} / 1115,45 \pm 0,12$  Мэв<sup>/3/</sup>. Средняя энергия зарегистрированных  $\Lambda^0$ -гиперонов оказалась равной 40 Мэв, а максимальная - 80 Мэв.

Таким образом, проведенный анализ показал, что в условиях нашего опыта отбор  $\Lambda^0$ -распадов проводился достаточно надежно. Поскольку вероятность имитации  $\Lambda^0$ -распадов другими возможными реакциями, например, реакцией образования в газе камеры отрицательных  $\pi^-$ -мезонов нейтронами из пучка очень мала<sup>5/</sup>, то все 39 выделенных событий следует отнести к распаду  $\Lambda^0$ -частицы по схеме  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ . Для определения истинного числа  $\Lambda^0$ -гиперонов были введены поправки на "нейтральный" распад  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^0$ , на распады  $\Lambda^0$ -частиц внутри мишени и вне освещенной области камеры и на эффективность регистрации  $\Lambda^0$ -гиперонов, зависящую /как показали измерения/ от положения плоскости распада относительно направления фотографирования.

После введения всех поправок, исправленное число  $\Lambda^0$ -гиперонов, вылетевших из пластинки, составляет  $133 \pm 23$ . Приведенная ошибка включает как статистический разброс, так и ошибки введения поправок.

Полный поток падающих  $K^0_2$ -мезонов определялся из числа зарегистрированных  $K^0_2$ -распадов в хорошо просматриваемой области камеры в предположении, что  $K^0_2$ -мезоны имеют энергию  $\bar{E}_{K^0_2} = 100$  Мэв, близкую к значению средней энергии, определенной ранее<sup>/2/</sup>. С учетом поправки на эффективность регистрации и на распад  $K^0_2 \rightarrow 3\pi^0$ <sup>6/</sup> число  $K^0_2$ -мезонов, прошедших через пластинку, оказалось равным  $41 \pm 10 \cdot 10^3$ . Основная причина большой неопределенности потока связана с неточностью определения среднего времени жизни  $K^0_2$ -мезонов /  $\tau_{K^0_2} = 6,1^{+1,6}_{-1,1} \cdot 10^{-8}$  сек<sup>/4/</sup>.

5/ В газе камеры было зарегистрировано всего 5 случаев рождения  $\pi^-$ -мезонов в составе многолучевых звезд.

6/ По нашим данным<sup>/2/</sup> относительная вероятность этого распада составляет  $\sim 20\%$ .

Найденные значения истинного числа  $\Lambda^0$ -гиперонов и потока  $K_2^0$ -мезонов через пластинку дают для сечения образования  $\Lambda^0$ -гиперонов на Рв следующую оценку:

$$\sigma = /200 \pm 70/ \text{ мб.}$$

Однако эта оценка может оказаться заниженной вследствие того, что при определении поправок могут быть не полностью учтены распады, вероятность регистрации которых очень мала /например, распады тех гиперонов, импульс которых составляет небольшой угол с пластинкой/.

Принимая во внимание, что зарегистрированные  $\Lambda^0$ -гипероны могут образоваться как в результате непосредственного взаимодействия  $K_2^0$ -мезонов с ядрами свинца, так и в результате распада  $\Sigma^0$ -гиперонов, рожденных также в непосредственном взаимодействии, это сечение следует отнести к процессу образования  $\Lambda^0$  и  $\Sigma^0$ -гиперонов.

С целью получения сведения о механизме рождения гиперонов изучалась природа заряженных частиц, вылетающих из пластинки совместно с  $\Lambda^0$ -гиперонами. В 8 случаях /из 28/ совместно с  $\Lambda^0$ -гипероном вылетает либо  $\pi^+$ -мезон, либо электронно-позитронная пара. В других 9 случаях, вылет  $\Lambda^0$ -гиперона сопровождается испусканием протона, причем в этих случаях не появляется никакой корреляции в углах разлета  $\Lambda^0$  и протона, тогда как в случае поглощения  $K_2^0$ -мезона двумя нуклонами естественно ожидать, что должны преобладать углы разлета, близкие к  $180^\circ$ . Приведенные данные свидетельствуют о том, что в наших условиях процесс поглощения  $K_2^0$ -мезонов двумя нуклонами /как и в случае поглощения на лету  $K^-$ -мезонов<sup>/5/</sup> не является преобладающим.

Среди  $V^0$ -событий, у которых один из следов выходит из пластинки, по кинематике и измерениям ионизации был идентифицирован один случай распада  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + p$ . Хотя эффективность регистрации такого распада мала /она составляет  $\sim 15\%$ , наблюдение только одного заряженного гиперона говорит об их малом выходе по сравнению с  $\Lambda^0$ -частицами. В то же время при взаимодействии  $K^-$ -мезонов с дейтроном выходы нейтральных и заряженных гиперонов сравнимы по величине<sup>/6/</sup>. Малый выход заряженных гиперонов обуславливается, по-видимому, их сильным поглощением внутри ядра.

При анализе  $V^0$ -событий, которые могли быть распадами  $K^0_1$ -мезонов, вылетевших из пластинки, было обнаружено одно событие, удовлетворяющее в пределах одной стандартной ошибки кинематике распада  $K^0_1 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , что дает для отношения сечений регенерации  $K^0_2 \rightarrow K^0_1$  и рождения гиперонов в свинце значение намного меньше единицы  $/ \sim 5 \cdot 10^{-2} /$ . В связи с этим следует упомянуть, что согласно расчетам Бисваса<sup>/7/</sup>, это отношение для  $K^0_2$ -р взаимодействия при энергии 100 Мэв имеет значения от 0,2 до 5 для четырех возможных амплитуд  $K^-$ -р-рассеяния, найденных Далитцем и Туаном<sup>/8/</sup>.

В заключение отметим, что для  $\Lambda^0$ -распадов были определены отношения чисел распадных протонов, летящих вперед и назад в системе центра масс  $\Lambda^0$ -частицы, а также отношения чисел тех же частиц, испущенных вверх и вниз относительно плоскости рождения  $\Lambda^0$ -гиперона. Результаты приведены в таблице 2. Надо сказать, что в данном случае не следует ожидать сильной поляризации  $\Lambda^0$ -частиц при рождении, так как взаимодействие, по-видимому, происходит в основном в  $S$ -состоянии. Кроме того, возможные асимметрии могут быть смазаны из-за движения ядерных нуклонов.

Авторы выражают благодарность коллективу эксплуатационных отделов синхрофазотрона, обеспечившему постановку этой работы. Авторы благодарны Б.М. Понтекорво за постоянный интерес, В.П. Желепову и В.И. Векслеру за содействие в выполнении работы, М.И. Подгорецкому за обсуждение некоторых методических вопросов; М. Аникиной и группе лаборантов за участие в измерениях.

Таблица I.

Значение $\frac{\Delta-c}{\delta\Delta}$ ж)	0+ I	I+ 2	2+ 3	3
Число $\Delta^\circ$ -событий	2I	6	I	0

ж) В условиях опыта  $\frac{\delta\Delta}{\Delta} \sim 7\%$

Таблица 2

Коэффициент асимметрии

$$a = \frac{3\sum \text{Cos}\theta_i}{N} \pm \sqrt{\frac{3-a}{N}}$$

ж)

Асимметрия	Число гипе-ронов	Мишень	a	$\Delta a$
Вперед-назад	28	Рв	-0,22	$\pm 0,34$
	II	Стекло	-0,39	$\pm 0,50$
	39	Рв+стекло	-0,27	$\pm 0,29$
Вверх-вниз	28	Рв	-0,II	$\pm 0,34$
	II	Стекло	-0,42	$\pm 0,5I$
	39	Рв+стекло	-0,19	$\pm 0,28$
Вправо-влево	39	Рв+стекло	+0,24	$\pm 0,27$

ж) N -число событий;  $\theta$  -угол вылета протона; суммирование производится по числу событий.

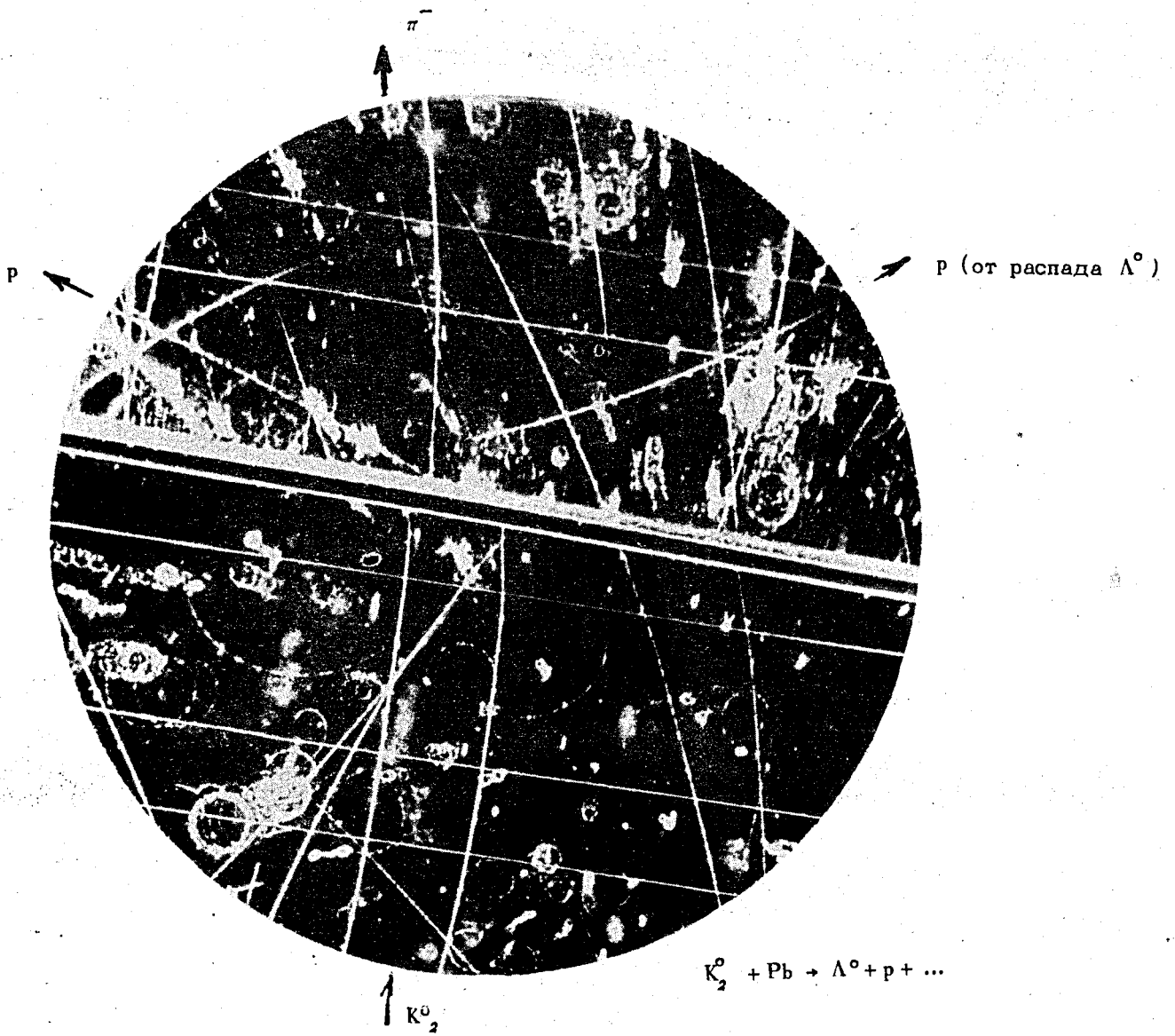


Рис. 1.



Л и т е р а т у р а

1. W.K.H.Panofsky, V.L.Fitch, R.M.Motley, W.G.Chesnut. Phys. Rev., 109, 1353 (1958).
2. Д.В. Нягу, Э.О. Оконов, Н.И. Петров, А.Н. Розанова, В.А. Русаков  
ЖЭТФ 40, 1618, 1961.
3. A.H.Rosenfeld, F.T.Solmitz, R.D.Tripp. Phys.Rev.Lett. 2, 110 (1959).
4. F.S.Crawford, M.Cresti, R.L.Douglas, H.L.Cood, G.R.Kalbfleisch, M.L.Stevenson  
Phys. Rev. Lett. 2, 361 (1959).
5. Y.Eisenberg, W.Koch, E.Lohrmann, M.Nikolic, M.Schneeberg, H.Winfeler,  
Nuovo Cimento IX (5), 745 (1958); XI (3), 351 (1959).
6. O.Dahl, N.Horwitz, D.Miller, J.Murray, M.Watson, Proc. of the 1960 Annual International  
Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 414
7. N ripendra N.Biswas Phys. Rev. 118, 866 (1960).
8. R.H.Dalitz, S.F.Tuan, Phys. Rev. Lett. 2, 425 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 сентября 1961г.