

В-68
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3351

А.Г. Володько, В.Б. Виноградов, С.В. Клименко,
Ю.Ф. Ломакин, И. Паточка, В.Б. Флягин,
П.В. Шляпников

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЗАМЕЧАНИЯ О $(\Lambda\eta)^*$ - РЕЗОНАНСЕ

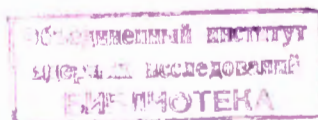
1967.

P1 - 3351

5065/3 17

А.Г. Володько, В.Б. Виноградов, С.В. Клименко,
Ю.Ф. Ломакин, И. Паточка, В.Б. Флягин,
П.В. Шляпников

ЗАМЕЧАНИЯ О ($\Lambda\eta$)* - РЕЗОНАНСЕ



A b s t r a c t

Two bubble chamber experiments^{/1,2/} have been performed to study the effective mass spectrum of $\Lambda\gamma$ combinations. The authors have come to the conclusion that the (1300-1400) MeV bump of the spectrum (Fig.1) testifies the existence of 1680 MeV $Y^* \rightarrow \Lambda\eta$ resonances. Indeed, no resonance is known to produce such a narrow bump on the mass spectrum in the (1300-1400) MeV region.

The aim of this investigation is an attempt to quantitatively appreciate the effect. Such estimates can be done by comparing the experimental effect-background relation and the effect-background one taken from refs.^{/7-9/} (see Table 1) within the best suggestion for the $(\Lambda\eta)^*$ -existence.

We suggested that the 1680 MeV resonance does exist. The results of our present calculations can be reported as follows:

1. If the Y_{1680}^* decays into $\Lambda\eta$ and $\Sigma\pi$ have been taken into account and $\frac{W(Y \rightarrow \Sigma\pi)}{W(Y \rightarrow \Lambda\eta)} \approx 3.5$, the Y^* production cross section is $\sigma_Y < 0$! This means that the suggestion is wrong.

2. If, on the other hand, the $\Sigma\pi$ decay mode is forbidden (the known quantum numbers do not allow to obtain it), $\sigma_Y = (330 + \frac{10^4}{95}) \mu b$. This is larger than the greatest value $\sigma_Y^{max} = 200 \mu b$ from the experimental cross section results^{/7-9/}. Therefore, we arrive at a conclusion that it is impossible to explain the (1300-1400) MeV bump only by $Y^* \rightarrow \Lambda\eta$ existence.

The resonance $Y \rightarrow \Lambda\gamma$ ($M \approx 1350$) MeV might exist, in principle, though there are some difficulties as well. The main one is the width of the experimental bump in^{/1,2/}.

It should be also noted that there has been no publications which proved $(\Lambda\eta)^*$ -resonance existence in a unique way (ref.^{/11/}, too).

1. При изучении взаимодействий π^- -мезонов с импульсом (7-8) Гэв/с и 4 Гэв/с в пропановой пузырьковой камере^{/1,2/} в распределениях по эффективным массам $\Lambda \gamma$ -комбинаций было зарегистрировано два пика: один в области масс (1150-1200) Мэв, другой - в области (1300-1400) Мэв. На рис.1 и 2. приведены эти распределения. Первый пик преимущественно связан с рождением Σ^0 -гиперона, а также с фоном от других реакций и не представляет большого интереса. Второй пик - в области эффективных масс $M_{\text{off } \Lambda \gamma}$ (1300-1400) Мэв - авторы интерпретируют как "отражение" возможного $(\Lambda \eta)^*$ -резонанса с $M = 1680$ Мэв на спектр масс $\Lambda \gamma$ от моды распада



Действительно, кинематический анализ, проведенный авторами^{/1,2/}, убедительно показал, что ни один из ранее известных резонансов не может дать наблюдаемого в эксперименте узкого пика в районе масс (1300-1400) Мэв.

Если же предположить, что указанный выше $(\Lambda \eta)^*$ -резонанс существует, то в спектр масс $\Lambda \gamma$ -комбинаций он должен дать вклад в виде узкого пика (1300-1400) Мэв. К таким же выводам приходит Г.И. Копылов в одной из своих последних работ^{/3/}.

Аналогичные опыты проводятся на метровой пропановой камере ОИЯИ и их предварительные результаты качественно подтверждают экспериментальные данные работ^{/1,2/}. Поскольку статистика еще недостаточна, в дальнейшем мы будем опираться на результаты, приведенные в работах^{/1,2/}.

2. До сих пор говорилось лишь о кинематике распада $(\Lambda\eta)^*$ -резонанса, т.е. о положении максимума в спектре $\Lambda\gamma$ -масс и его ширине. С этой точки зрения эксперимент не противоречит предположению о существовании такого резонанса.

Целью настоящей работы является попытка подойти к данному вопросу с другой стороны, а именно: оценить сечение рождения $(\Lambda\eta)^*$ резонанса, которое затем может быть сопоставлено с другими экспериментальными сечениями.

Для удобства такого сравнения введем обозначение $N = \frac{\text{эффект.}}{\text{фон}}$.

На языке экспериментальных данных N есть не что иное, как отношение площади гистограммы под пиком (без фона) к остальной площади гистограммы.

Как уже было сказано выше, вклад в узкий пик в районе масс $m_{\Lambda\gamma}$ (1300-1400) Мэв может дать только один канал распада $\Upsilon_{1680} \rightarrow \Lambda + \eta$ с последующим $\eta \rightarrow 2\gamma$. Это и есть то, что называется здесь наблюдаемым эффектом. Остальные моды распада дают вклад в общий фон, который состоит, кроме того, из продуктов распадов частиц, образующихся в реакциях, где Υ_{1680} не рождается.

Более подробно отношение N можно записать следующим образом:

$$N = \frac{\epsilon_2 w(\Upsilon \rightarrow \Lambda\eta) w(\eta \rightarrow 2\gamma) \sigma_Y}{[\epsilon_2 w(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) + \epsilon_4 w(\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma) + \epsilon_6 w(\eta \rightarrow 3\pi^0)] w(\Upsilon \rightarrow \Lambda\eta) \sigma_Y + \epsilon_3 w(\Upsilon \rightarrow \Sigma\pi) \sigma_Y + k\sigma_\Phi} \quad (1)$$

где ϵ_i - вероятность регистрации одного γ -кванта из i образующихся γ -квантов; σ_Y - сечение рождения Υ_{1680} ; σ_Φ - суммарное сечение фоновых каналов; k - средняя вероятность регистрации $\Lambda\gamma$ комбинации для фоновых каналов. В эту формулу не входят эффективности регистрации Λ - гиперонов, так как они близки к единице и считаются одинаковыми для всех каналов реакций.

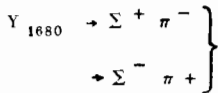
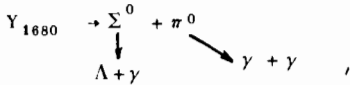
Формула (1) при известных сечениях σ_Y и σ_Φ позволяет вычислить отношение N , которое затем можно сравнить с его экспериментальным значением. Можно поступить наоборот - из (1) определить σ_Y при известном N ,

и сравнить эту величину с максимальной оценкой суммарного сечения всех каналов, которые в принципе могли бы дать вклад в Υ_{1680} -резонанс.

3. Предположим, что резонанс $\Upsilon_{1680} = (\Lambda \eta)^*$ действительно существует и его масса равна 1680 Мэв. Тогда распад его может происходить по следующим схемам:

$\Upsilon_{1680} \rightarrow \Lambda + \eta$	относит. вероятность $w_{1/5/}$
$\eta \rightarrow 2 \gamma$	- 0,34
$\eta \rightarrow \pi + \pi^- \pi^0$	- 0,30
$\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	- 0,15
$\eta \rightarrow 3 \pi^0$	- 0,16
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	≈ 0

и



далее эти моды не рассматриваются, так как не содержат комбинаций Λ и γ . В рамках $SU(3)$ -симметрии^{x/} отношение вероятностей рассматриваемых распадов равно:

$$\frac{W(\Upsilon_{1680} \rightarrow \Sigma^0 \pi^0)}{W(\Upsilon_{1680} \rightarrow \Lambda \eta)} = 3,5 \quad (3)$$

^{x/}Предполагаем, что Υ_{1680} резонанс входит в барион - η -мезонный октет $(8,2)^{-6/}$, который распадается на октет барионов $(8,2)^{+}(N, \Sigma, \Lambda, \Xi)$ и октет псевдоскалярных мезонов.

Поэтому, если рассматривать только "нейтральные" моды распада Υ_{1680} -резонанса, то относительные вероятности можно принять равными соответственно:

$$W(\Upsilon_{1680} \rightarrow \Sigma^0 \pi^0) = 0,78$$

$$W(\Upsilon_{1680} \rightarrow \Lambda \eta) = 0,22$$

(3)

Экспериментальное значение отношения по данным работы /2/ равно $N = 0,215 \pm 0,063$. Ошибка является статистической и получена путем сложения ошибки в пике (1300 + 1400) Мэв с ошибкой фона в районе пика (см. гистограмму 2).

Средняя эффективность регистрации одного Υ -кванта в указанном эксперименте составляет примерно 0,1, поэтому

$$\epsilon_1 = 0,1; \quad \epsilon_2 = 0,18; \quad \epsilon_3 = 0,243; \quad \epsilon_4 = 0,20; \quad \epsilon_6 = 0,354.$$

В таблице 1 (см. приложение) собраны данные по сечениям реакций, в которых могут образовываться $\Lambda \Upsilon$ комбинации при взаимодействии π^- -мезонов с p - протонами /7,8,8/. Из таблицы 1 видно, что "чисто" фоновыми реакциями, в которых не может родиться Υ_{1680} , являются реакции с образованием Σ^0 ($\sigma \approx 230$ мкб) и $\Lambda \pi^0$ ($\sigma \approx 90$ мкб) ($\sigma_{\text{ф}} = 320$ мкб), и средняя вероятность регистрации фоновой $\Lambda \Upsilon$ комбинации равна

$$k = \frac{0,1 \cdot 230 + 0,18 \cdot 90}{320} = 0,12.$$

Теперь формула (1) позволяет вычислить сечение рождения σ_{Υ} . Однако мы получим уравнение вида

$$0,215 = \frac{0,014 \sigma_{\Upsilon}}{0,224 \sigma_{\Upsilon} + 0,12 \sigma_{\text{ф}}}$$

решение которого может дать только отрицательное значение $\sigma_{\Upsilon} < 0$ (!) Физический смысл этого следующий: если даже все наблюдаемые события с Λ -частицами и Υ -квантами приписать новому резонансу, что явно абсурдно, то и тогда невозможно получить столь хорошо выраженный пик, как это наблюдается на эксперименте.

Чтобы представить картину более наглядно, нами были рассчитаны спектры эффективных масс $\Lambda \gamma$ -комбинаций по методу случайных звезд^{/10/} (с использованием программы ФОРС), предложенному Г.И.Копыловым. Это было сделано для различных соотношений между фоном и эффектом с учётом эффективности регистрации γ -квантов в различных каналах и с учётом относительных вероятностей распадов Υ_{1680} и η -мезонов. Так, например, на рис. 3 изображен спектр масс $\Lambda \gamma$ от распада Υ_{1680} по всем схемам (2). На рис. 4 - то же самое плюс фон от других каналов при $\sigma_{\Upsilon} = 320$ мкб и $\sigma_{\Upsilon} = 300$ мкб (максимальная оценка, полученная из таблицы Φ , см. приложение).

Даже из рис. 3 (спектр масс $\Lambda \gamma$ без постороннего фона) видно, что пик почти не заметен. Это означает, что величина отношения вероятностей мод распада (2) может быть изменена без существенного изменения результата.

5. Сделаем теперь предположение, что по каким-либо неизвестным нам причинам мода $\Upsilon_{1680} \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ запрещена (известные квантовые числа не дают возможности такого запрета). В этом случае мы должны сравнить верхний предел сечения $\sigma_{\Upsilon \rightarrow \Lambda \eta} = 210$ мкб (см. приложение 1) с оценкой, получаемой из эксперимента по формуле (3).

Итак, как и ранее, $N = 0,215 \pm 0,063$. Но теперь уже $\sigma_{\Phi} = 410$ мкб и складывается из сечений реакций, идущих с образованием Σ^0 ($\sigma = 230$ мкб), $\Lambda \pi^0$ ($\sigma = 90$ мкб) $\Sigma^0 \pi^0$ ($\sigma = 90$ мкб) (см. приложение). Как и ранее, легко получить, что средняя эффективность регистрации фона равна в этом случае $k = 0,15$.

Указанные выше относительные вероятности w_1 и эффективности ϵ_1 приведут к выражению

$$N = \frac{0,061 \sigma_{\Upsilon}}{0,155 \sigma_{\Upsilon} + 0,15 \sigma_{\Phi}},$$

что при $N = 0,215 \pm 0,063$ дает

$$\sigma_{\Upsilon} = (330 \begin{matrix} +104 \\ -95 \end{matrix}) \text{ мкб}.$$

Полученное значение сечения σ_{Υ} превышает суммарное сечение каналов, которые в принципе могли бы идти через образование резонанса $(\Lambda \eta)^*$,

т.е. превышает заведомо завышенную оценку для этого сечения 210 мкб.

Для рассматриваемого предположения ($\Upsilon_{1680} \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ запрещен) по методу случайных звезд нами также были рассчитаны спектры масс $\Lambda \gamma$ (см. рис. 5, 6 и 7). На рис. 5 изображен спектр масс от распада резонанса $\Upsilon_{1680} \rightarrow \Lambda \eta$ в отсутствие фона; на рис. 6 - то же плюс фон, в предположении, что $\sigma_{\Upsilon} = 210$ мкб (верхняя оценка) и $\sigma_{\phi} = 410$ мкб, рис. 7 аналогичен рис. 6, но $\sigma_{\Upsilon} = 60$ мкб.

6. В приведенных выше расчётах в качестве эффективностей регистрации γ -квантов ϵ_i были взяты их средние значения. Можно ожидать поэтому, что результаты проводимого сравнения будут зависеть от угловых и энергетических характеристик γ -квантов, образующихся в условиях конкретной геометрии камеры.

Однако, если по имеющимся экспериментальным данным построить гистограмму, учитывающую зависимость эффективности регистрации от угла и энергии (с учётом так называемого "веса" каждого γ -кванта), то можно легко прояснить этот вопрос. Действительно, в некотором смысле χ^2 мы будем иметь эквивалент бесконечно-протяженной камеры и отношение $N = \frac{\text{эффект}}{\text{фон}}$ не будет зависеть от указанных характеристик. Расчёт по формуле (3) в этом случае необходимо вести с $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 2 \dots \epsilon_i = i$. Такие расчёты были выполнены для предположений пункта 5 ($\Upsilon_{1680} \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ -запрещен).

Соответствующая гистограмма с "весами" была любезно предоставлена нам группой А.А.Кузнецова. В этом случае

$$N = 0,24 \pm 0,07, \quad \text{откуда}$$

$$\sigma_{\Upsilon} = (430 \pm \frac{177}{150}) \text{ мкб}$$

Как видим, результат практически не изменился.

Небольшое отличие $N = 0,24$ от прежнего значения $N = 0,215$ также говорит о слабом влиянии угловых и энергетических характеристик γ -квантов на среднюю величину отношения $\frac{\text{эффект}}{\text{фон}}$.

7. Таким образом, суммируя все сказанное, мы приходим к выводу, что имеющийся экспериментальный пик в области $M_{\Lambda \gamma}$ (1300 + 1400) Мэв невозможно объяснить наличием только $(\Lambda \eta)^*$ -резонанса.

^{x/} Ненаблюдаемые события, эффективность регистрации которых близка к нулю, по-прежнему не могут дать вклада в такую гистограмму.

8. Как же тогда объяснить эксперимент? Попробуем выяснить все возможности.

а) Прежде всего предположение о существовании наряду с $(\Lambda \eta)^*$ $(\Sigma \eta)^*$ -резонанса с массой $M_{\Sigma \eta} \approx 1750$ Мэв не меняет картину, так как верхняя оценка сечения $\sigma_{\gamma} = 210$ мкб уже содержала в себе соответствующие комбинации сечений с Σ^0 -гиперонами.

б) Расчёты, выполненные по методу случайных звезд (ФОРС) с целью исследования некоторых предположений об асимметриях в реакциях с рождением Λ -гиперона и γ -квантов, показывают, что подобные эффекты не дают никаких превышений в интересующей нас области эффективных масс.

в) Не следует отвергать возможности существования каких-либо аномалий в импульсном спектре Λ -гиперонов, рождающихся в $\pi^- p$ ($\pi^- C$)-взаимодействиях, так как для спектра $\Lambda \gamma$ импульс p_{Λ} имеет определяющее значение. Однако простое смешивание Λ -гиперонов и γ -квантов разных событий не дает пика в интересующей нас области эффективных масс (см. рис. 8 - данные получены авторами на материале с метровой пропановой камеры). Заметим, что если в таком "перемешанном" спектре $\Lambda \gamma$ - масс взять область (1300 + 1400) Мэв, то спектр γ -квантов из этой области не будет противоречить предположению о том, что это есть γ -кванты от распада $\eta \rightarrow 2 \gamma$ (!) (см. рис. 8^В). Очевидно, что это предположение абсурдно, т.к. γ -кванты взяты из разных событий, а эффект связан с жесткими условиями выборки.

г) С помощью расчётов по методу случайных звезд нами была исследована возможность существования $(\Lambda \gamma)^*$ -резонанса с $M \approx 1350$ Мэв. Даже в предположении $\sigma_{\Lambda \gamma} \approx 30$ мкб и наличии сильного фона от резонансного и нерезонансного рождения $\Lambda \pi^0$, $\Sigma^0 \pi^0$ комбинаций, в распределении эффективных масс $\Lambda \gamma$ все еще остается заметный пик (рис. 9).

Вместе с тем трудно объяснить существование моды распада $Y_{\Lambda \gamma}^{(1350)} \rightarrow \Lambda + \gamma$ и одновременное отсутствие моды распада $Y_{\Lambda \gamma}^{(1350)} \rightarrow \Sigma + \pi$. (Если $Y_{\Lambda \gamma}$ -изотопический синглет, то распад на $\Lambda \pi^0$ запрещен). Однако нетрудно приписать $Y_{\Lambda \gamma}$ такие квантовые числа, когда распад на $\Sigma \pi$ будет сильно подавлен за счёт малого энергосвободения и орбитального момента $\ell > 0$. Так, положительная чётность $Y_{\Lambda \gamma}^{(1350)}$ приведет к $\ell \geq 1$, что вместе с фазовым объемом дает при массе $M = 1350$ Мэв фактор $\approx 1/40$ по отношению к обычному сильному распаду (этот фактор очень сильно зависит от значения массы $Y_{\Lambda \gamma}$).

Наиболее сильным аргументом против существования такого резонанса является ширина наблюдаемого пика в работах ^{/1,2/} - порядка 100 Мэв (к сожалению, неизвестна ошибка этой величины).

д) Следует заметить, что за истекшее со дня опубликования работы ^{/1/} время пока не появилось ни одной работы, однозначно указывающей на существование $(\Lambda \eta)^*$ -резонанса.

В работе Брукхэвенской группы, изучавшей зависимость сечения реакции $K^- p \rightarrow \Lambda \eta$ от энергии вблизи порога ^{/11/}, отмечается, что резонансная брейт-вигнеровская формула описывает ход сечения с 30% вероятностью, что несколько лучше, чем для $s_{1/2}$ или $p_{1/2}$ -рассеяния (0,1 и 13% - соответственно), однако авторы отмечают, что в случае рассеяния использовался только K -матричный анализ, предложенный Далитцем ^{/12/}, и что плохое совпадение s - и p -рассеяния с экспериментом объясняется, возможно, просто недостатками описания механизма взаимодействия.

З а к л ю ч е н и е

1. Проведенные расчёты показывают, что наблюдаемый в работах ^{/1,2/} пик практически невозможно объяснить существованием только $(\Lambda \eta)^*$ -резонанса.

2. Объяснение этой аномалии за счёт существования резонанса $Y \rightarrow \Lambda + \eta$ с массой 1350 Мэв ^{/13,14/} также наталкивается на ряд трудностей, главная из которых - ширина наблюдаемого пика в работах ^{/1,2/}.

3. Набор статистики, очевидно, должен быть продолжен в двух аспектах:

- а) уточнение ширины наблюдаемой аномалии в спектре масс $\Lambda \eta$,
- б) увеличение статистики $\Lambda \eta$ и $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^0$ -комбинаций на камере с большой эффективностью регистрации η -квантов.

Авторы выражают свою признательность Л.И.Лапидусу за полезные обсуждения и А.А.Кузнецову за предоставление необходимых гистограмм и плодотворные дискуссии. Авторы весьма благодарны Г.И.Копылову за помощь при проведении расчётов и ценные советы.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Юн-чан и др. Препринт ОИЯИ Р-1615, Дубна, 1964.
Proc. XII Intern Conf. on High Energy Physics. Dubna v. 615, 1964
2. В.Р. Vannik et al. Preprint YINR E-2858, 1966
E.C. Bubelev et al. Phys. Lett. v 24 B N5 . 246, 1967
3. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р1-3048, Дубна 1966.
4. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 43, 341, 1962
5. A.H. Rosenfeld UCRL -8030, August 31, 1966
6. I.P. Gynk and S.F. Tuan. Phys. Rev. Lett., 14, 121, 1965
7. T.P. Wangler et al. P.R. 137 28B, 414, 1965.
8. J. Bartsch et al. N.C. v XLIII p. 1010, 1966.
9. L. Bertanza et al. P.R. 130, 786, 1963.
10. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-1368, Дубна, 1963. Препринт ОИЯИ Р-2027, Дубна, 1965.
11. D. Berley et al. Phys Rev Lett. v 15, 641, 1965
12. B. Dalitz and S.F. Tuan, Ann. Phys. (N.Y.) 10, 307, 1960.
13. M. Gell-Mann. The eightfold way: a theory of strong interaction symmetry.
Pasadena, California. 1961.
14. I. Schwinger. Phys. Rev. Lett. 12, 237, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1967 года.

Таблица

Импульс π^- (ГэВ/с)	Г		
	3,0	4,0	4,65
Тип реакции	σ мб	σ мб	σ мб
	1	2	3
ΛK^0	31 ± 14	$93 \pm 14^{**}$	40
$\Sigma^0 K^0$	86 ± 25		
$(\Lambda/\Sigma^0) K^0 \pi^0$	$141 \pm 33^{**}$	$88 \pm 33^{**}$	120^{**}
$(\Lambda/\Sigma^0) K^0 +$ нейтр.	$110 \pm 28^{**}$	$88 \pm 31^{**}$	90^{**}
$\Lambda K^0 \pi^- \pi^+$	72 ± 17	$195 \pm 21^{**}$	240^{**}
$\Sigma^0 K^0 \pi^- \pi^+$	86 ± 19 158		
$(\Lambda/\Sigma^0) \pi^- K^+$	$136 \pm 21^{**}$	$133 \pm 21^{**}$	30^{**}
$(\Lambda/\Sigma^0) \pi^- K^+ \pi^0$	$96 \pm 16^{**}$	$93 \pm 17^{**}$	130^{**}
$(\Lambda/\Sigma^0) \pi^- K^+ \pi^0$		$m \geq 2$ $45 \pm 23^{**}$	
$(\Lambda/\Sigma^0) K^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$60 \pm 20^{**}$	$63 \pm 26^{**}$	
$(\Lambda/\Sigma^0) +$ зар. + нейтр.			100^{**}
$\Lambda K^0 \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	1 ± 1	3 ± 3	20^{**}
$\Sigma^0 K^0 \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	1 ± 1		
	3 ± 3		
$\Lambda K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	3 ± 3	$33 \pm 10^{**}$	10^{**}
$\Sigma^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	3 ± 3		
$(\Lambda/\Sigma^0) K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$		$12 \pm 6^{**}$	50^{**}
$(\Lambda/\Sigma^0) K^- \pi^- \pi^+ K^+ K^0$		$2^+ \begin{matrix} 8 \\ -2 \end{matrix}$	10^{**}
σ_{tot}	820	850	840
σ^*	622	620	660
σ^{**}	170	210	240

Примечания:

σ^* — сечения каналов, дающих в результате Λ -гипероны и γ -кванты.

Вслучае (Λ/Σ^0) фона бралось сечение σ_{Σ} , равное $\sigma_{\Sigma} = \frac{1}{2} \sigma_{\Lambda/\Sigma^0}$

σ^{**} — сечения каналов, которые в принципе могут идти через $(\Lambda/\Sigma^0 \eta)$ резонанс.

σ^{**} — входят в σ^*

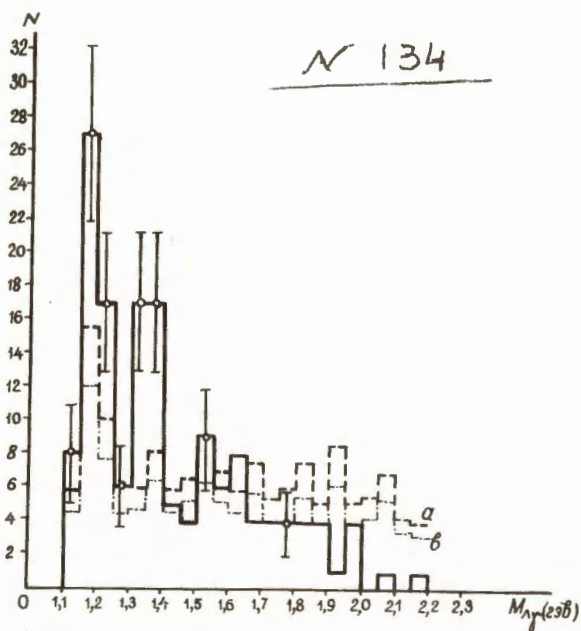


Рис. 1. Спектр масс $\Lambda\gamma$ -комбинаций из $\pi^-p(\pi^+p)$ взаимодействий при $p_{\pi^-} = (7 + 8)$ Гэв/с, $\epsilon_{1\gamma} = 0,1$.

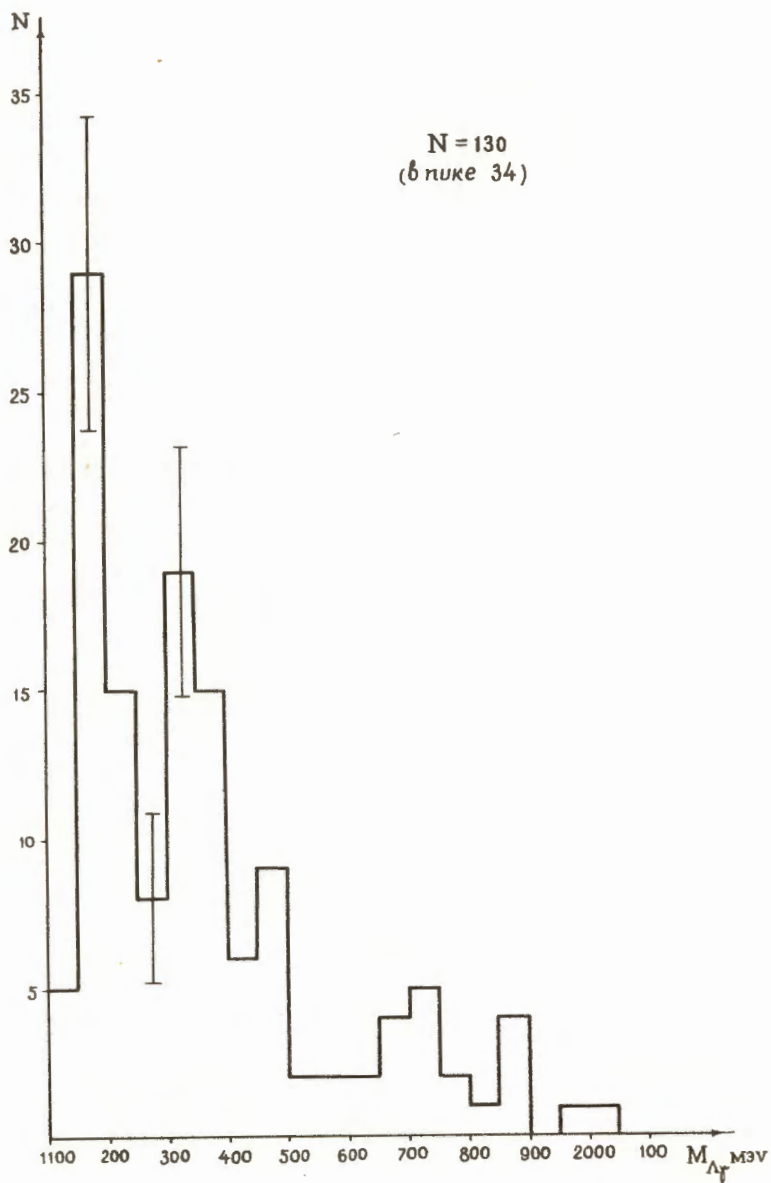


Рис. 2. Спектр масс $\Lambda_{1/2}$ -комбинаций из π^-p -взаимодействий при $p_{\pi^-} = 4,0$ Гэв/с $\epsilon_{1\gamma} = 0,1$.

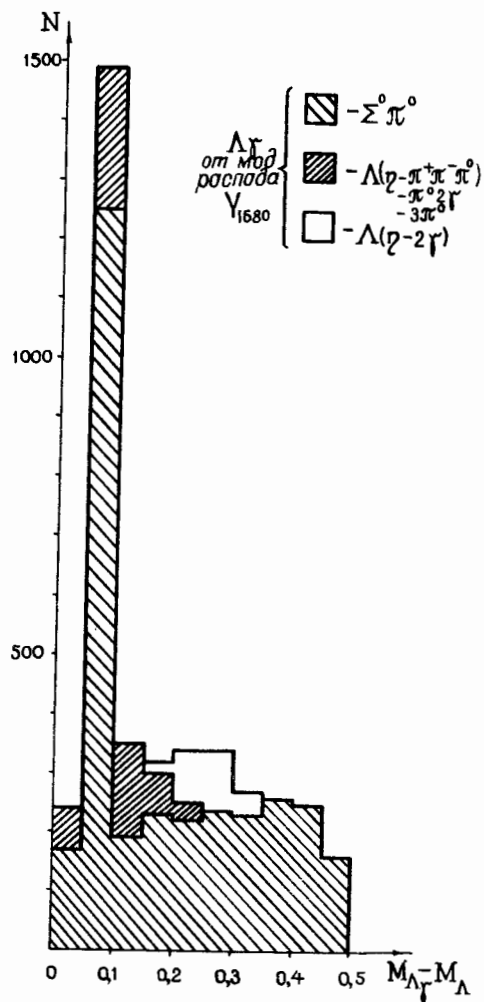


Рис. 3. Расчётный спектр $\Lambda\gamma$ -комбинаций для распада Y_{1680}^* по всем каналам (2) $\epsilon_{1\gamma} = 0,1$.

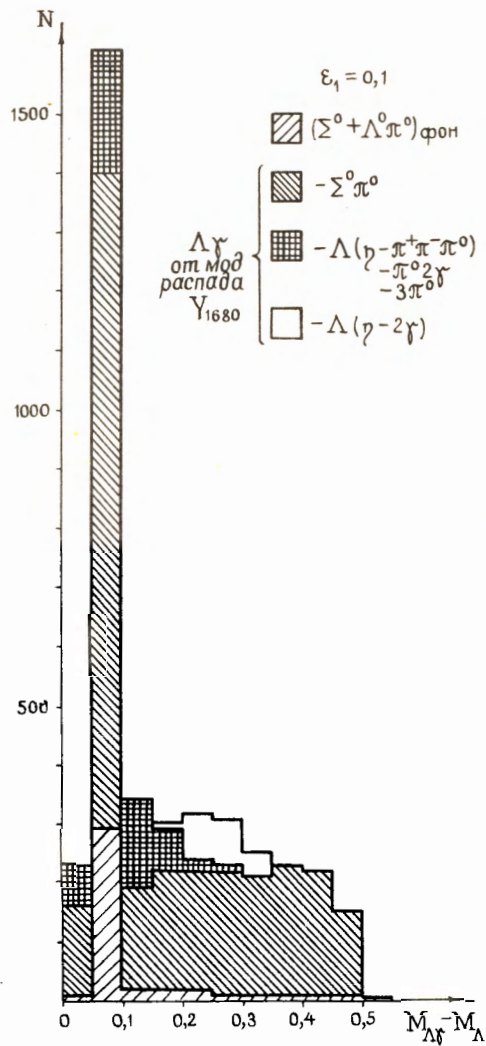
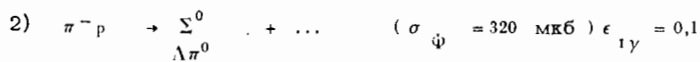
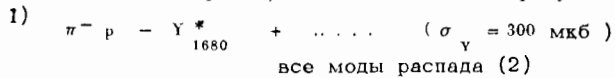


Рис. 4. Расчётный спектр $\Lambda\gamma$ -комбинаций для продуктов реакций:



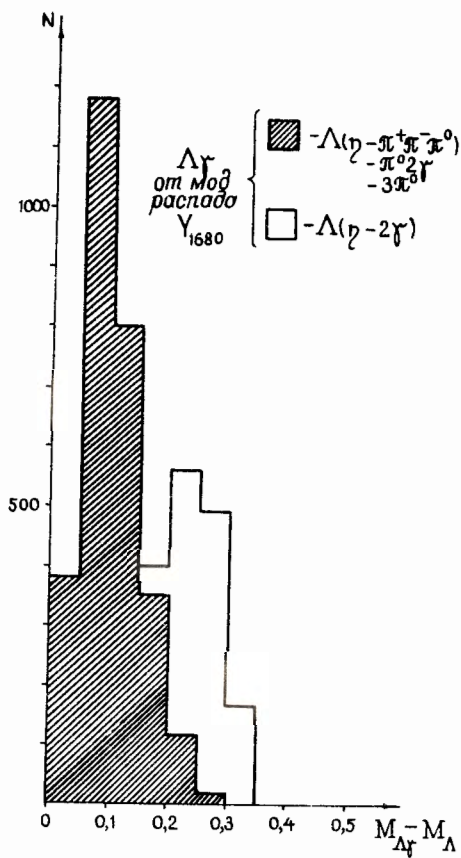


Рис. 5. Расчётный спектр $\Delta\gamma$ - комбинаций для распада Y_{1680}^* по всем каналам в случае запрета распада по моде

$$Y_{1680}^* \rightarrow \Sigma^0 \pi^0 \quad \epsilon_{1\gamma} = 0,1$$

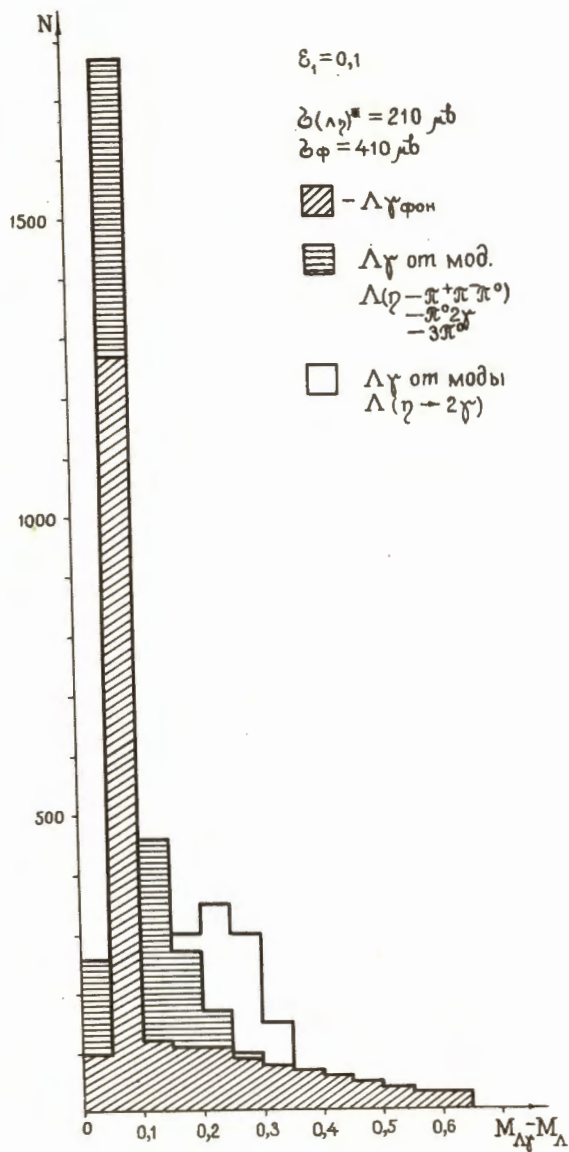


Рис. 6. Расчётный спектр $\Lambda\gamma$ -комбинаций при $\sigma_{\gamma} = 210$ мкб (мода $\Sigma^0 \pi^0$ запрещена) и $\sigma_{\psi} = 410$ мкб $\epsilon_1 \gamma = 0,1$.

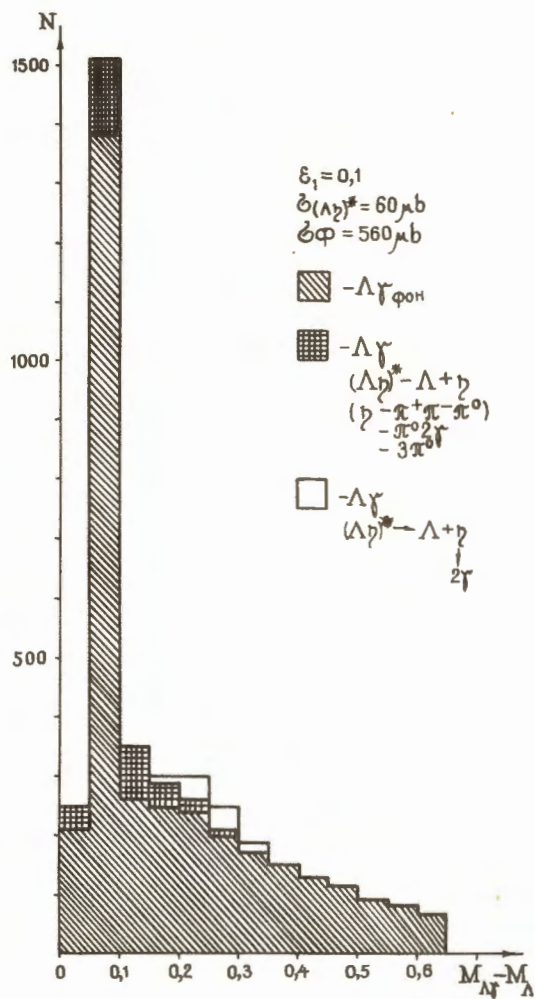


Рис.7. Расчётный спектр $\Lambda\gamma$ -комбинаций при $\sigma_{\gamma} = 60$ мкб (мода $\Sigma^0 \pi^0$ запрещена) и $\sigma_{\Phi} = 560$ мкб $\epsilon_{1\gamma} = 0,1$.

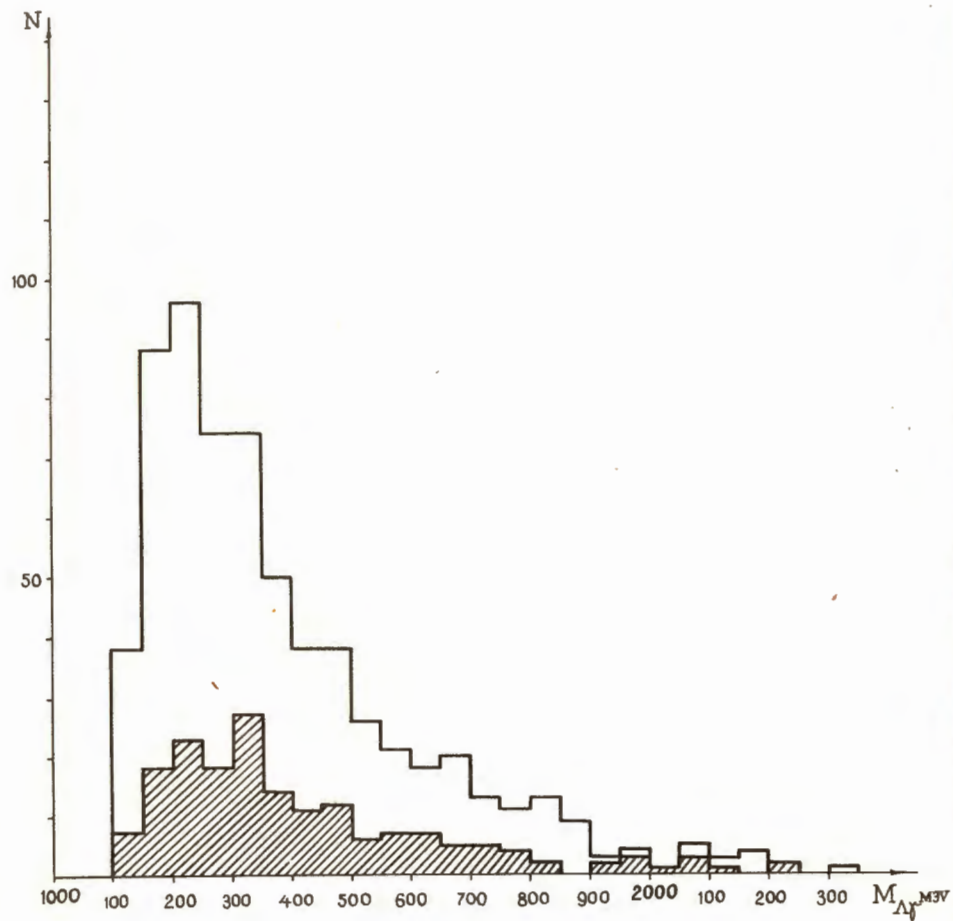


Рис. 8^а "Перемешанный" спектр $\Lambda\gamma$ где Λ -из событий

$\pi^- p (\pi^- n) \Lambda \pi \gamma$ $m \geq 1$, а γ - кванты из событий

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 + \dots$$

Заштрихованные области - комбинации $\Lambda\gamma$, где Λ -гипероны из области пика (1300 + 1400) Мэв (см. рис. 1,2).

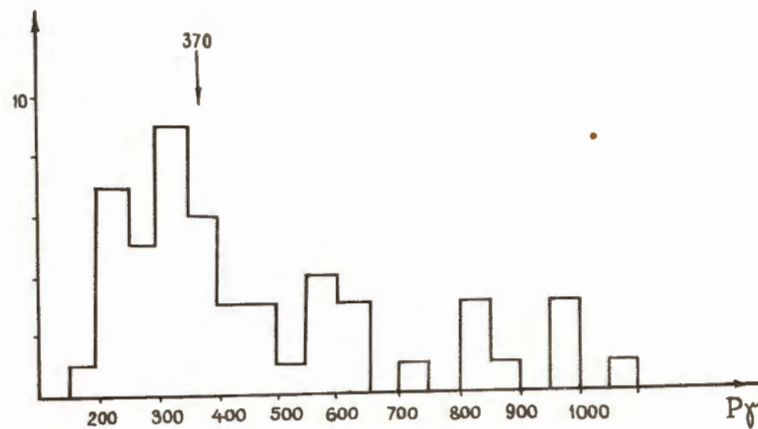


Рис. 8^б. Импульсный спектр γ -квантов из интервала (1300 + 1400) Мэв "перемешанного" спектра $\Lambda\gamma$ рис. 8^а (указан стрелками). См. для сравнения рис. 5^а работы .

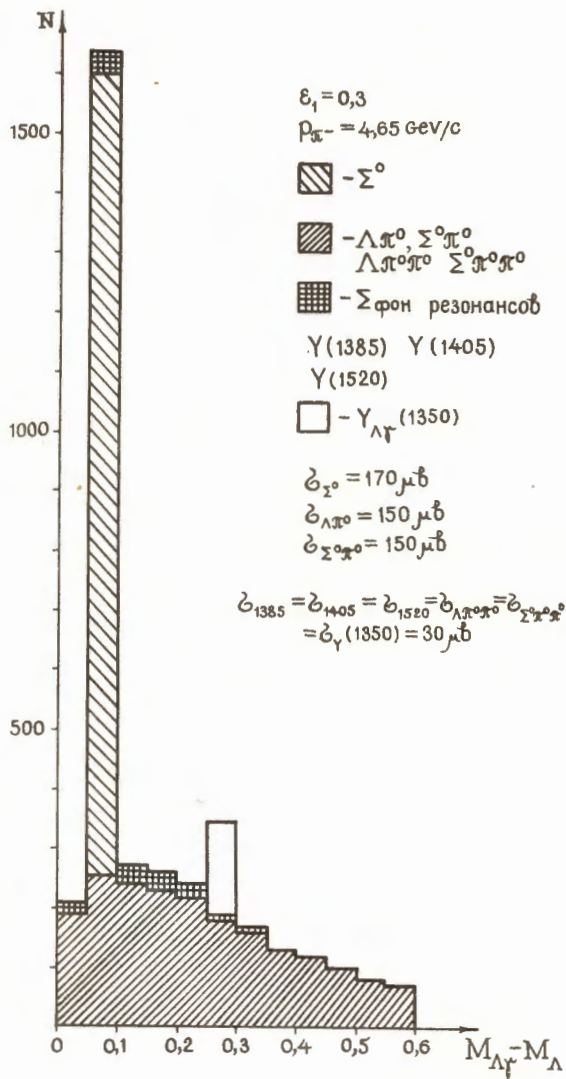


Рис. 9. Расчётный спектр $\Lambda\gamma$ -комбинаций в предположении существования $(\Lambda\gamma)_{1350}^*$ -резонанса.

Володько А.Г., Виноградов В.Б., Клименко С.В., P1-3351
Ломакин Ю.Ф., Паточка И., Флягин В.Б., Шляпников П.В.

Замечания о $(\Lambda\eta)^*$ - резонансе

В статье анализируются результаты работ ^{/1,2/} по обнаружению $(\Lambda\eta)^*$ резонанса. Опираясь на данные по сечениям π^-p - взаимодействий в области энергий $3\frac{2}{5}$ Gev ^{/7,8,9/}, а также на соотношение мод распада мезона ^{/5/}, авторы приходят к выводу, что наблюдаемый в работах ^{/1,2/} пик (1300 \div 1400) Mev в спектре эффективных масс $\Lambda\eta$ невозможно объяснить наличием только $(\Lambda\eta)^*$ - резонанса. В дальнейшем авторы рассматривают и другие объяснения, в частности, возможность существования $(\Lambda\eta)^*$ - резонанса с $M = 1350$ Mev.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1967.**

Volod'ko A.G., Vinogradov V.B., Klimenko S.V.,
Lomakin Yu.F., Patočka I., Flyagin V.B., Shlyapnikov P.V.

P1-3351

Some Notes on $(\Lambda\eta)^*$ -Resonance

See the Abstract on page 2.

**Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1967.**