

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126.4

ПОИСКИ *C*-НЕИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ η^0 -МЕЗОНА *)

К. Баглэн

I. ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно со времени Дубненской конференции 1964 г., долгоживущая компонента K^0 -мезона может распадаться по следующим каналам, конечные состояния π -мезонов в которых имеют *CP*-четность $+1$ и -1 соответственно: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ ¹⁻³ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Все попытки объяснить наличие двух таких каналов распада без нарушения *CP*-инвариантности были отвергнуты экспериментально ⁴. Поэтому мы должны согласиться с тем, что по крайней мере в одном из членов гамильтониана $H = H_S + H_V + H_W + H'$, ответственного за K^0 -распад, *CP*-инвариантность нарушается. Кроме того, у нас сейчас нет каких-либо существенных оснований, чтобы отказаться от *CPT*-инвариантности (см., например ^{5 **}). Как отмечено в ⁴, H' представляет собой новое взаимодействие, во много раз более слабое, чем обычное слабое взаимодействие H_W с $\Delta S \leq 1$ (например, H' разрешает прямые переходы $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$); однако некоторые предсказания такой схемы противоречат имеющимся экспериментальным данным ^{2, 3}. Как известно, H_W не нарушает *T*-инвариантности в распадах с $\Delta S = 0$ с процентной точностью ⁶; единственное наблюдаемое несохранение *CP*-инвариантности на опыте может происходить в распадах K^0 -мезона, где $\Delta S \neq 0$. Теории слабого взаимодействия с несохранением *CP*-четности (теоретические работы на эту тему перечислены в докладе Ли ⁷) не имеют отношения к распадам η^0 -мезона и не будут здесь обсуждаться.

Со времени открытия несохранения в слабых взаимодействиях *P*-четности были предприняты широкие поиски для проверки *P*-инвариантности в ядерной физике. Эксперименты показали, что несохраняющая *P*-четность амплитуда меньше *P*-четной амплитуды приблизительно в 10^5 раз (см., например, ⁸). Поэтому *P*-неинвариантными следует считать только слабые взаимодействия, т. е. как сильное (H_S), так и электромагнитное (H_V) взаимодействия сохраняют *P*-четность. Для объяснения распадов $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ были предложены две интересные теории. В первой теории Прентки и Вельтман ⁹ предположили, что на уровне величин SU_3 -нарушающих констант связи сильное взаимодействие H_S может нарушать *C*-инвариантность. Такая *C*-неинвариантность может наиболее сильно проявляться в процессах с большими передаваемыми импульсами или в промежуточных состояниях, включающих странные частицы.

*) Доклад на Международном семинаре по проблемам нарушения *CP*-инвариантности (Москва, 22—26 января 1968 г.). Перевод с рукописи выполнен И. С. Цукерманом.

**) Ф. Строкки (F. S t r o c c i, Phys. Rev. Lett. 19, 1456 (1967)) недавно предложил интересную модель, в которой в распаде $K^0 \rightarrow 2\pi$ нарушается *CPT*-инвариантность.

После недавних опытов с антипротон-протонной аннигиляцией¹⁰ мы знаем, что верхний предел для величины отношения C -неинвариантной и C -инвариантной амплитуд в сильных взаимодействиях меньше 10^{-2} . Бернштейном, Фейнбергом и Ли¹¹ было сделано другое интересное предположение: C -инвариантность может сильно нарушаться за счет H_γ , поскольку подробное изучение указало на полное отсутствие свидетельств в пользу ее выполнения в электромагнитных взаимодействиях адронов. В их теории электромагнитный адронный ток J_μ^h является суммой классического тока J_μ , сохраняющего C -четность ($CJ_\mu C^{-1} = -J_\mu$), и нового тока K_μ , который обуславливает несохранение C -четности ($CK_\mu C^{-1} = +K_\mu$). При этом константа связи в K_μ может быть того же порядка величины, как и в J_μ . Как будет следовать из дальнейшего изложения, единственным местом, в котором возможная C -неинвариантность H_S и H_γ была бы довольно легко обнаружима, являются распады η^0 -мезона. Как мы знаем, в настоящее время нет каких-либо ясных указаний на то, что в этих распадах наблюдались C -неинвариантные эффекты.

В настоящем докладе будет дан обзор некоторых из наиболее характерных экспериментов по η^0 -распадам, которые были сделаны для проверки C -инвариантности, будет произведено сравнение их основных характеристик и специфических проявлений C -неинвариантности, а также систематических ошибок, которые могут в них присутствовать. Наконец, будет показано, что с имеющейся сейчас техникой эксперимента чрезвычайно трудно достичь большего понимания ситуации в η^0 -распадах.

II. ВОЗМОЖНЫЕ ПРОВЕРКИ ТЕОРИЙ С НЕСОХРАНЕНИЕМ C -ЧЕТНОСТИ

Современное состояние экспериментов в этой области уже освещалось в докладе Финокьяро; вполне исчерпывающее теоретическое обсуждение вопроса имеется, например, в⁴. В указанных докладах показано, что лучше всего искать эффекты нарушения C -инвариантности в распадах псевдоскалярных мезонов. Распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ с одним фотоном в промежуточном состоянии запрещен по P -четности; вероятность распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ должна быть очень мала по сравнению с вероятностью распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ из-за дополнительной малости, связанной с лишним множителем e , с отношением фазовых объемов для 3γ и для 2γ и с барьерным фактором, обусловленным высокими орбитальными моментами. Таким образом, наиболее чувствительными с точки зрения проверки существования C -неинвариантных членов в H_S или в H_γ являются, по-видимому, распады η^0 - и η' -мезонов. Из имеющихся в настоящее время экспериментальных результатов наиболее точными являются данные по η^0 -распадам, поскольку сечение образования η' -мезона мало.

III. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ПО РАСПАДАМ η^0 -МЕЗОНА С НЕСОХРАНЕНИЕМ C -ЧЕТНОСТИ

Возможны следующие распады η^0 -мезона с нарушением C -инвариантности:

$$\eta^0 \rightarrow e^+ + e^- + \pi^0 *), \quad (1)$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad (2)$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma, \quad (3)$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma. \quad (4)$$

*) Только в случае промежуточного состояния с одним фотоном.

К сожалению, расчеты, не зависящие от выбора конкретной модели, могут дать для вероятностей этих распадов только грубые оценки порядков их величин.

Процессы (3) и (4) чувствительны только к нарушению C -неинвариантности в H_γ . Более точно, если K_μ взять в виде суммы только изоскалярного и изовекторного членов (как обычно делается в случае J_μ),

$$K_\mu = K_\mu^{\Delta I=0} + K_\mu^{\Delta I=1},$$

то указанные распады могут идти только при $K_\mu^{\Delta I=0} \neq 0$.

Процесс (1) может происходить при сохранении C -четности через два промежуточных фотона; при этом, однако, его вероятность будет намного меньше, как было показано в ¹².

Процесс (1) с нарушением C -инвариантности возможен только при наличии члена $K_\mu^{\Delta I=1}$. Очевидно также, что этот распад может быть обусловлен нарушением C -инвариантности в H_S , например, за счет диаграммы, рассмотренной Барретт, Жакобом и др.¹³ (см. рис. 1).

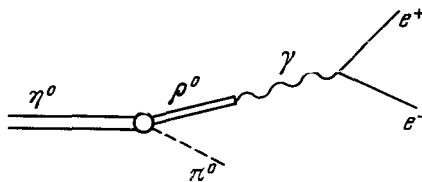
Процесс (2) может оказаться чувствительным к нарушению C -инвариантности в H_S или H_γ . В этом распаде, а также в процессе $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, несохранение C -четности может быть установлено путем наблюдения асимметрии между двумя заряженными π -мезонами, которая возникает за счет интерференции нарушающей и сохраняющей C -инвариантность амплитуд распада. Привлекая соображения о центробежном барьере, Прентки⁴ показал, что такая интерференция может быть существенной только для амплитуд с $I = 1$ и $I = 2$. Однако, как показал Ли¹⁴, если $\pi^+\pi^-$ -взаимодействие в конечном состоянии является пренебрежимо малым, эта асимметрия запрещена требованием CPT -инвариантности даже при сильном нарушении C -инвариантности. Действительно, амплитуды не сохраняющих C -четность распадов (2) и (3) пропорциональны $\sin(\delta_2 - \delta_1)$, где фазы δ_2 и δ_1 , соответствующие состояниям с $I = 2$ и $I = 1$, сейчас совершенно не известны.

В последнее время экспериментально были изучены только распады (1), (2) и (3). Нижеследующие табл. I—II содержат сводку теоретических предсказаний о порядке величин C -нечетных эффектов в этих процессах.

Таблица I

Изотопический спин системы $\pi^+\pi^-\pi^0$	Нарушение C -инвариантности во взаимодействии:	
	H_S	H_γ
0	$gx^3 \sin(\delta_0 - \delta_1)$	$e^2x^3 \sin(\delta_0 - \delta_1)$
2	$ge^2x \sin(\delta_2 - \delta_1)$	$e^2x \sin(\delta_2 - \delta_1)$

g — константа связи не сохраняющего C -четность сильного взаимодействия, равная, как следует из опытов по $p\bar{p}$ -аннигиляции, $\approx 10^{-2}$), $x = m_\eta Q/M^2$, где Q — энергывделение, M — неизвестная масса, $\delta_0, \delta_1, \delta_2$ — фазы $\pi\pi$ -рассеяния в состояниях с $I = 0, 1, 2$.


 Рис. 1. Диаграмма распада $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ с нарушением C -инвариантности в H_S .

Наконец, любая $\pi^+\pi^-$ -асимметрия в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ может быть результатом только интерференции между P - и D -волнами $\pi^+\pi^-$ -системы с C -четностями, соответственно равными $C = -1$ и $C = +1$. Как следует из оценок Барретт и Труонга¹⁵, эта асимметрия по порядку величины

Таблица II

	При нарушении C -инвариантности во взаимодействии:		В C -разрешенном переходе (см. ¹²)
	H_S (см. ¹³)	H_V (см. ¹²)	
$\frac{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma)}$	$\cong 0,2 \left(\frac{g_{\eta\pi\pi}}{4\pi} \right)^2$	$\alpha^2 \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 \cong 3 \cdot 10^{-3}$	$\leq 10^{-8}$
$g_{\eta\pi\pi}$ — неизвестная константа связи $\eta\pi\pi$ -взаимодействия с несохранением C -четности (из опытов с pp -аннигиляцией ¹⁰ следует, что $g_{\eta\pi\pi} < 10^{-2}$).			

равна 10^{-2} . Заметим, что в отмеченных выше теориях предполагается, что электромагнитный ток $J_\mu + K_\mu$ не содержит членов с $\Delta I > 1$. Уже после появления этих теорий были проделаны эксперименты¹⁶, которые подтвердили справедливость указанного предположения. Таким образом, в K_μ не нужно вводить член с $\Delta I > 1$.

IV. ПОИСКИ C -ЗАПРЕЩЕННЫХ η^0 -РАСПАДОВ НА ОПЫТЕ

Как уже говорилось, систематическому изучению были подвергнуты только распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Первый процесс исследовался с высокой точностью в трех экспериментах. Первый и последний из них использовали метод тяжелойжидкостной пузырьковой камеры; во втором же применялась совершенно другая техника — дейтериевая камера с пластиной из тантала, причем запуск установки осуществлялся счетчиками. Полученная в опытах верхняя граница для парциальной ширины первого распада 10^{-3} , по-видимому, теперь является хорошо установленной.

Ситуация в других распадах не так ясна. Чтобы быстро получить оценку нарушения C -инвариантности в η^0 -распадах, было предпринято суммирование всех имеющихся данных по распаду $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в водородных камерах; в результате была найдена положительная $\pi^+\pi^-$ -асимметрия¹⁴. Уже после такого объединения данных, полученных совершенно различными способами, были проведены три эксперимента непосредственно по поискам положительной асимметрии, причем особое внимание было уделено систематическим эффектам. Первый такой эксперимент на водородной камере¹⁸ дал положительную асимметрию в пределах двух стандартных ошибок. Второй опыт¹⁹ с точно такой же техникой, но вдвое меньшей статистикой не обнаружил какой-либо существенной асимметрии. Наконец, эксперимент на искровых камерах²⁰ с очень большой статистикой также не обнаружил существенной асимметрии. Таким образом, ситуация нуждается в очень осторожном анализе.

В заключение укажем, что экспериментальные данные по распаду $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ согласуются между собой и не дают существенной асимметрии, однако опубликованные результаты по измерению парциальной ширины распада не так хороши, как в случае процесса $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

1. Распад $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Как следует из табл. II, существование этого распада было бы доказательством несохранения C -четности. Основная экспериментальная трудность состоит в том, чтобы убедиться, что наблюдаемые заряженные частицы являются электронами; именно этот факт привел к тому, что в первом из опытов на водородной камере ²¹ было зарегистрировано несколько неясных событий, которые можно интерпретировать либо как

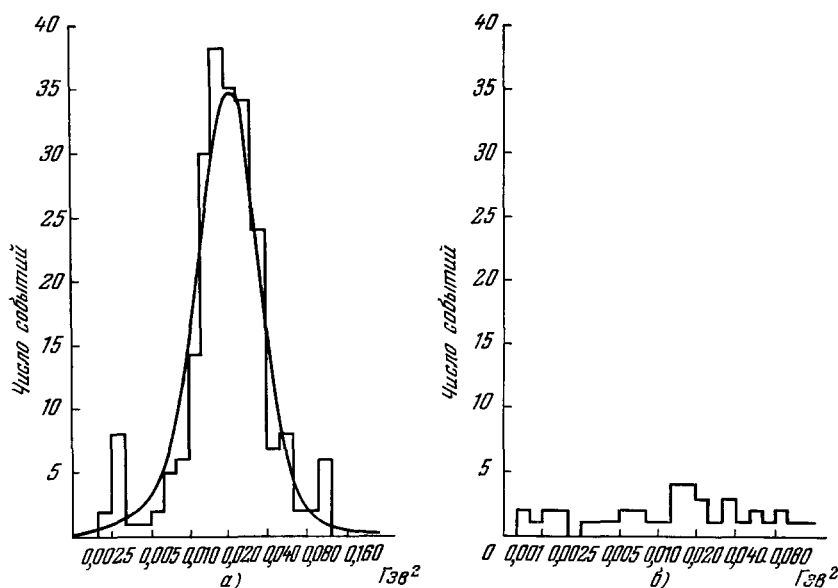


Рис. 2. Распределения по квадрату массы системы 2γ : а) для событий $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ (кривая соответствует расчету методом Монте-Карло для случая $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$); б) для событий $e^+e^-\gamma\gamma$.

$e^+e^-\pi^0$, либо как $\pi^+\pi^-\pi^0$. Для устранения такой двойственности необходимо детектировать вторичные электроны по потерям на тормозное излучение. Осуществленные позднее более точные эксперименты использовали тяжеложидкостные пузырьковые камеры или дейтериевую камеру с пластиной из тантала.

а) Эксперимент объединенной группы «Политехническая школа — Беркли» ²². η^0 -мезоны получались по реакции $\pi^-p \rightarrow \eta^0 n$ в 300-л тяжеложидкостной пузырьковой камере, экспонированной в пучке π^- -мезонов с импульсом 950 $\text{МэВ}/c$ протонного синхротрона «Сатурн» в Саклэ. Отснятые кадры содержали 750 событий $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, причем оба фотона были детектированы. На рис. 2, а показано распределение по инвариантной массе системы 2γ для этих событий; π^0 -мезонный максимум выделяется четко, экспериментальное разрешение составляет $\approx 18\%$. На рис. 3 показано распределение по квадрату инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-\pi^0$; ошибка эксперимента в величине массы трех π -мезонов равна $\approx 8\%$, а нерезонансный $\pi^+\pi^-\pi^0$ -фон в области η^0 -мезона по оценкам составляет 10% .

В рассматриваемом эксперименте можно легко детектировать распады $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ путем регистрации характерного замедления обоих электронов за счет потерь энергии на тормозное излучение (с $\approx 95\%$ -ной эффективностью). С другой стороны, π^0 -мезон можно было идентифици-

ровать по фотонам от его распада (при 60%-ной эффективности полной регистрации). Основной фон для этого распада обусловлен процессом $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$, в котором один из π^0 -мезонов распадается на $\gamma e^+ e^-$, причем один из трех образующихся в результате фотонов зарегистрировать не удастся. Для 80 отобранных случаев, являющихся возможными кандидатами в число событий $e^+ e^- \gamma \gamma$, на рис. 2, б не обнаруживается никакого пика в распределении по инвариантной массе системы 2γ ; уже сравнение с рис. 2, а указывает на то, что большая часть из этих кандидатов представляет собой фоновые события.

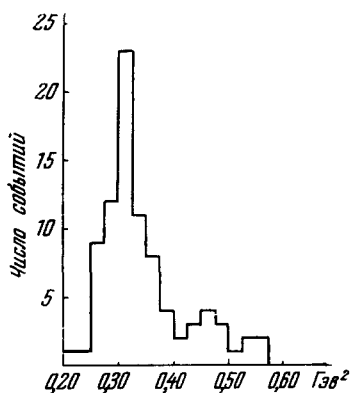


Рис. 3. Распределение по квадрату массы системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ для событий $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$, соответствующих распадам $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

В изображенном на рис. 4 распределении по инвариантной массе системы $e^+e^-\pi^0$ для 40 событий $e^+e^-\gamma\gamma$, имеющих массу системы 2γ , совместимую с величиной массы π^0 -мезона, не обнаруживается никакого η^0 -пика. Поэтому все зарегистрированные случаи $e^+e^-\gamma\gamma$ можно отнести к фоновым событиям. Этот фон можно убрать путем введения соответствующего обрезания по массе системы e^+e^- , поскольку распределения по инвариантной массе системы e^+e^- для распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ и $\eta^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ имеют высокие максимумы при пороговых значениях. Расчет методом Монте-Карло показывает, что в отснятых кадрах только 15% фактического числа распадов $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ должно иметь инвариантную массу системы e^+e^- , меньшую 100 Мэв; однако

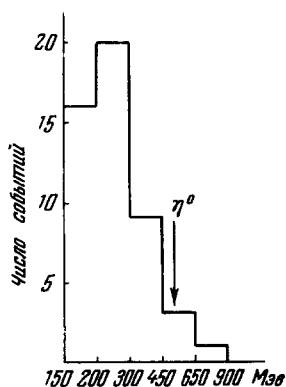


Рис. 4. Распределение по массе системы $e^+e^-\pi^0$.

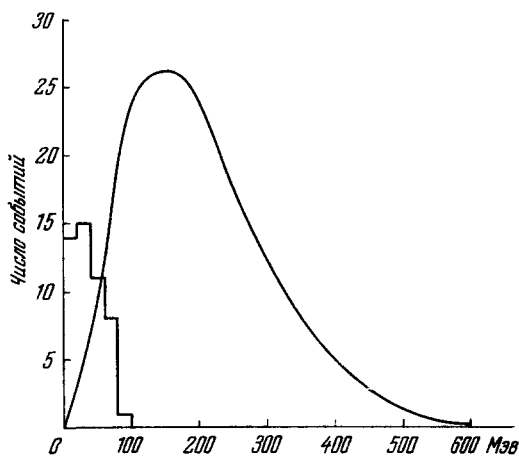


Рис. 5. Распределение по массе системы $e^+e^-\pi^0$ для событий $e^+e^-\pi^0$.

Кривая соответствует расчету методом Монте-Карло для распада $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ и учитывает ошибки измерения (теоретический спектр заимствован из ¹¹).

в отобранных случаях, являющихся кандидатами в $e^+e^-\gamma\gamma$ -события, наибольшее значение массы e^+e^- равно 90 Мэв. Таким образом, событий $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ совсем не остается; после введения поправок на обрезание (с использованием матричного элемента, полученного в ¹¹) и на эффективность регистрации для верхнего предела вероятности распада получается

следующая оценка при 90%-ном доверительном уровне:

$$\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma_{\text{tot}}(\eta^0) < 9 \cdot 10^{-4}.$$

б) *Эксперимент объединенной группы «Лондон-Оксфорд»* ²³. Экспериментальная техника в этом опыте была полностью подобна методике предыдущего эксперимента, причем была использована тяжеложидкостная камера Университетского колледжа (Лондон) и Резерфордской лаборатории, экспонированная в пучке π^+ -мезонов с импульсом 930 Мэв/с протонного синхротрона «Нимрод». Число отснятых кадров было вдвое больше, чем в предыдущем эксперименте. Был зарегистрирован один случай $e^+e^-\gamma\gamma$ с инвариантной массой e^+e^- , равной 240 ± 60 Мэв, и значением массы системы 2γ , совместимым с величиной массы π^0 -мезона; при

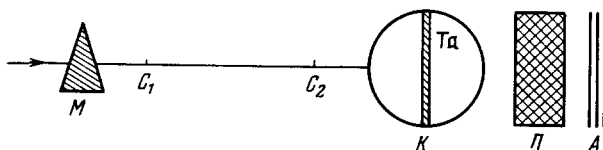


Рис. 6. Схема эксперимента.

М — импульсный толкающий магнит, К — камера, Та — пластина из тантала, П — поглотитель.

этом, однако, инвариантная масса всей системы $e^+e^-\gamma\gamma$ была равна 410^{+20}_{-100} Мэв. Величина положительной ошибки в массе сильно уменьшена требованием сохранения энергии в реакции образования η^0 -мезона. Следовательно, можно быть уверенным, что указанное событие является ошибочным кандидатом в число разыскиваемых распадов; для верхнего предела вероятности при 90%-ном доверительном уровне при этом получается

$$\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma_{\text{tot}}(\eta^0) < 3,7 \cdot 10^{-4}.$$

в) *Эксперимент группы «Принстон-Пенсильвания»* ²⁴. η^0 -мезоны получались по реакции $\pi^+ d \rightarrow p p \eta^0$ π^+ -мезонами с импульсом 820 Мэв/с в наполненной дейтерием пузырьковой камере с быстрой сменой циклов Принстонского и Пенсильванского университетов. Схема эксперимента показана на рис. 6. Счетчики совпадений C_1 и C_2 выделяли пучок π^+ -мезонов, а танталовая пластина толщиной в две радиационные длины служила для идентификации вторичных частиц по их электромагнитным взаимодействиям. Позади камеры был установлен поглотитель, задерживавший протоны, возникавшие в процессе рождения η^0 -мезонов, и электроны и фотоны, возникавшие при их распадах. Срабатывание камеры и включение импульсного толкающего магнита осуществлялось по сигналу совпадений от счетчиков C_1 и C_2 при отсутствии сигнала от счетчиков А.

В процессе просмотра отснятых кадров события e^+e^-pp детектировались по ливням в пластине или по ионизации. После проверки на совпадение с исходной реакцией образования η^0 -мезона число возможных случаев разыскиваемого распада снизилось до 12, из которых семь событий можно было интерпретировать как распад $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ или распад $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$. Остальные пять случаев были идентифицированы как распад $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, путем детектирования испущенного фотона или по несовпадению с проверкой на наличие π^0 -мезона. Полученное в эксперименте распределение по инвариантной массе системы e^+e^- оказалось совместимым с теоретическим распределением для распада $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$

(рис. 7). Полное число образовавшихся η^0 -мезонов было получено путем нормировки по процессу $\pi^+ + d \rightarrow p + p + \pi^0$ с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

Учитывая эффективности регистрации и запуска и сравнивая методом наибольшего правдоподобия распределение по массе системы $e^+ e^-$ с гипотезой $\eta^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, получаем с 90%-ным доверительным уровнем верхний предел

$$\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma_{\text{tot}}(\eta^0) < 13 \cdot 10^{-4}.$$

г) *Выводы.* Результаты описанных трех экспериментов (в последнем из которых использовалась методика совсем не такая, как в первых двух)

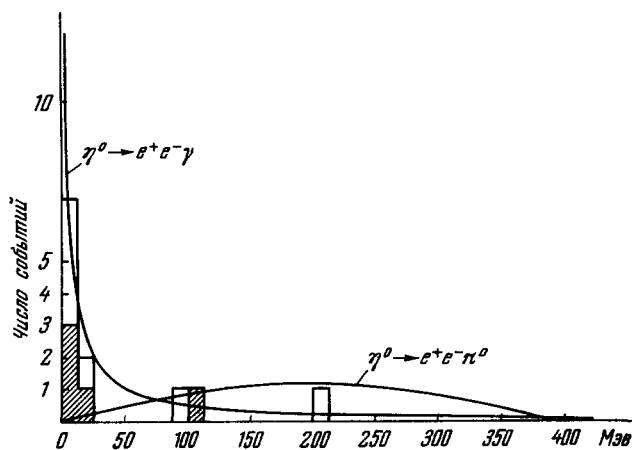


Рис. 7. Распределение по массе системы $e^+ e^-$.
Кривые соответствуют теоретическим расчетам; заштрихованные события идентифицированы как случаи распада $\eta^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

согласуются с величиной относительной вероятности распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, меньшей 10^{-3} .

Если C -инвариантность действительно нарушается в H_S , следует признать, что этот результат не удивителен, так как ожидаемое значение для вероятности указанного распада η^0 -мезона малó (см. табл. II).

Если нарушение C -инвариантности связано с H_V , то, как следует из табл. II, эта вероятность должна быть равна $\sim 2,7 \cdot 10^{-3}$, в то время как рассмотренные эксперименты дают при 90%-ном доверительном уровне результат $< 3 \cdot 10^{-4}$. Поэтому мы можем сделать вывод, что если H_V сильно нарушает C -инвариантность, это нарушение обусловлено, по-видимому, изоскалярным членом в K_μ , так как проведенные эксперименты исключают возможность сильного эффекта от изовекторного члена $K_\mu^{\Delta I=0}$, а учитывать какие-либо токи с $\Delta I > 1$, как отмечалось выше¹⁶, нет необходимости. Таким образом, следует проверять наличие изоскалярного члена в K_μ путем изучения асимметрии в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

В действительности можно несколько понизить теоретическое значение вероятности распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, допустив, как сделал Фейнберг²⁵, что нарушающий C -инвариантность ток K_μ является членом SU_3 -октета. Тогда распад $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ будет разрешен на уровне нарушающего SU_3 -симметрию взаимодействия; при этом предсказываемая парциальная ширина распада будет в 10 раз меньше, чем указано в табл. II, и будет сопоставима с имеющимся экспериментальным верхним пределом.

2. Р а с п а д $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Выше уже говорилось, что как только возник вопрос о возможности зарегистрировать в этом распаде нарушение С-инвариантности, была предпринята¹⁷ попытка объединения данных многих экспериментов на водородных камерах. Так было получено положительное значение для $\pi^+\pi^-$ -асимметрии $R = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$ для 1300 случаев распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Уже после этого был поставлен эксперимент объединенной группы Колумбийского университета и Университета штата Нью-Йорк (Стони-Брук)¹⁸, целью которого как раз и были поиски этой возможной асимметрии. После тщательного анализа 1441 события распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ была получена положительная величина для R , отличная от нулевого значения в пределах 2,5 стандартного отклонения.

Несколько позже с помощью совершенно такой же методики был осуществлен опыт объединенной группой «Саклэ-Резерфордская лаборатория»¹⁹, который не обнаружил какой-либо существенной $\pi^+\pi^-$ -асимметрии для 705 случаев распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Наконец, объединенная группа «ЦЕРН-Цюрих-Саклэ»²⁰, использовавшая метод искровых камер, не обнаружила никакой асимметрии при очень большой статистике — 10 605 распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Мы попытаемся теперь сопоставить эти различные эксперименты, чтобы увидеть, какой вывод можно сделать из согласия или расхождения их результатов.

а) *Результат объединенной группы «Колумбия-Беркли-Пердью-Висконсин-Иейль»*¹⁷. Трудность интерпретации полученного этой группой результата $R = 0,058 \pm 0,034$ связана с тем, что он представляет собой объединение данных большого числа совершенно различных экспериментов. Это можно проиллюстрировать двумя следующими замечаниями. Во-первых, фон нерезонансных событий с $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области η^0 -мезона изменялся от эксперимента к эксперименту в пределах $0,02 \div 0,52$ (табл. III). Во-вторых, в некоторых из этих опытов вместе с образованием η^0 -мезона рождались также $\pi^\pm$ -мезоны, что приводит к неоднозначным по интерпретации событиям, в которых два $\pi^\pm$ - (или π^-)-мезона могут при объединении с оставшейся парой частиц $\pi^-\pi^0$ (или $\pi^+\pi^0$) дать правильную массу η^0 -мезона (табл. III). В табл. III собраны некоторые характеристики отдельных экспериментов, использованных объединенной группой.

б) *Эксперимент объединенной группы «Колумбия-Стони-Брук»*¹⁸. В этой группе η^0 -мезоны получались в реакции $\pi^+d \rightarrow p\pi^+\eta^0$ в 30-дюймовой пузырьковой камере Колумбийского университета и Брукхэйвенской национальной лаборатории, установленной в пучке π^+ -мезонов с импульсом 820 Мэв/с Брукхэйвенского синхротрона со знакопеременным градиентом. При этом велись поиски взаимодействий с четырьмя лучами заряженных частиц, две из которых должны были быть идентифицированы по ионизации как протоны, а остальные — как возможная пара мезонов $\pi^+\pi^-$. Такие события соответствуют одной из следующих реакций:

$$\pi^+ + d \rightarrow \begin{cases} p + p + \pi^+ + \pi^-, & (a) \\ p + p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^0, & (б) \\ p + p + \pi^+ + \pi^- + \gamma, & (в) \\ p + p + \pi^+ + \pi^- + n. & (г) \end{cases}$$

Были взяты события, которые по критериям отбора соответствовали процессам (а) и (в). Распределение по квадрату недостающей массы и распределение по эффективной массе системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ для этих случаев

Таблица III

Эксперимент		Процесс	Импульс, Гэв/с	N_η	$\rho_{\text{фон}}$	ρ_π
№№	группа					
1	«Колумбия»	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^- +$ $+(\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$	0	149	0,52	—
2	»		2,5	47	0,36	0,08
3а	»		1,225	134	0,02	0,16
3б	«Висконсин-Пердью» То же		1,275	140	0,02	0,13
4а	«Иейль»		1,225	78	0,03	0,14
4б	»	$\pi^+p \rightarrow p\pi_a^+ +$ $+(\eta^0 \rightarrow \pi_b^+\pi^-\pi^0)$	1,395	74	0,03	0,09
5	»		2,08	43	0,37	0,16
6	»		1,76	55	0,35	0,16
7а	«Радиационная лаборатория» То же		1,05	41	0,02	0,10
7б	»		1,17	113	0,02	0,21
8а	» »		3,7	33	0,27	0,03
			Всего:	758		
7в	» »	$\pi^-p \rightarrow p\pi_a^- +$ $+(\eta^0 \rightarrow \pi_b^+\pi^-\pi^0)$	1,17	60	0,02	0,20
8б	» »		3,7	9	0,50	0,11
			Всего:	69		
9	» »	$K^-p \rightarrow \Lambda + (\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$	1,2 ÷ 1,8	309	0,31	0

N_η — приблизительное число η^0 -мезонов над фоном.
 $\rho_{\text{фон}} = N_{\text{фон}} / (N_\eta + N_{\text{фон}})$ — доля фоновых событий в области массы η^0 -мезона.
 ρ_π — доля событий в области массы η^0 -мезона, которые имеют π -мезон неизвестного происхождения.

показаны на рис. 8 и 9. События считались идентичными с распадом $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, если по критериям отбора они соответствовали реакции (д) и не соответствовали реакции (е) (см. ниже), или если они удовлетворяли и той и другой реакции и имели, кроме того, значение квадрата недостающей массы больше, чем $0,007 (\text{Гэв})^2$:

$$\pi^+ + d \rightarrow p + p + \eta^0, \quad \begin{cases} \eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, & (\text{д}) \\ \eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma. & (\text{е}) \end{cases}$$

Отобранные таким образом 1515 событий содержали также некоторый фон от нерезонансного образования $\pi^+\pi^-\pi^0$. После отсекаания части событий по эффективной массе было окончательно выделено 1441 событие с 7%-ным фоном. Расчет методом Монте-Карло показал, что случаи истинных распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, потерянные в результате отбора по полной кинематике и по другим критериям, не могут быть причиной появления какой-либо асимметрии в энергиях $\pi^\pm$ -мезонов. Тщательная проверка возможных источников асимметрии, кроме C -неинвариантности, привела к эффекту на уровне только 0,1%. Как было подчеркнуто в докладе ²⁶, еще ранее был произведен важный контрольный эксперимент, исполь-

зовавший распад $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ для проверки как работы камеры, так и программы обработки. При этом асимметрия в фоновых событиях при массах как ниже 520 Мэв , так и выше 580 Мэв была равна $A = +0,08 \pm \pm 0,06$. С учетом поправки на этот фоновый эффект асимметрия для 1441 случая распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ получилась равной

$$R = +0,072 \pm 0,028.$$

Распределение этих случаев на плоскости Далица изображено на рис. 10, а.

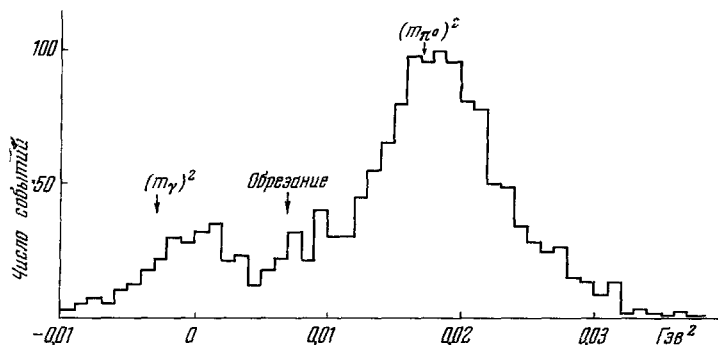


Рис. 8. Распределение по квадрату недостающей массы системы X^0 для процесса $\pi^+d \rightarrow p\pi^+\pi^-X^0$.

На основе приведенной величины асимметрии, достоверной с точностью до 2,5 стандартного отклонения и имеющей тот же знак, что и результат предыдущего суммирования отдельных экспериментов, авторы заключили, что в η^0 -распаде имеет место нарушение C -инвариантности.

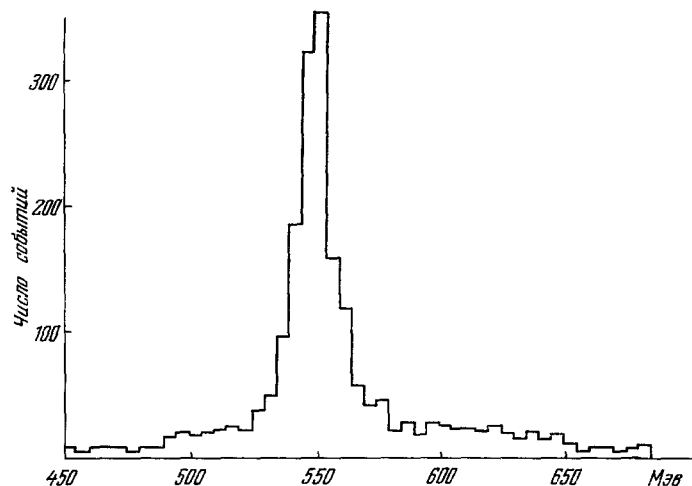


Рис. 9. Распределение по эффективной массе системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ в процессе $\pi^+d \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

в) Эксперимент объединенной группы «Саклэ-Резерфорд»¹⁹. В этом эксперименте была использована точно та же методика, что и в предыдущем опыте; эти эксперименты отличаются только по статистике. Всего было отобрано 765 $\pi^+\pi^-\pi^0$ -событий (см. рис. 10, б). По оценке фон составлял 8% за счет нерезонансных π -мезонов и 2,5% — от распада

$\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Асимметрия фоновых событий была равна $A = +0,10 \pm 0,10$. С учетом этой величины асимметрия для отобранных случаев распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ была равна

$$R = -0,061 \pm 0,040.$$

Имея в виду получившееся расхождение между этими двумя экспериментами, можно сделать три следующих замечания:

1) Определение асимметрии фоновых событий A во всех этих экспериментах являлось довольно плохим.

2) События с распадом на $\pi^+\pi^-\pi^0$ выделялись с помощью обрезания по χ^2 по квадрату эффективной массы из приблизительно в 20 раз большего

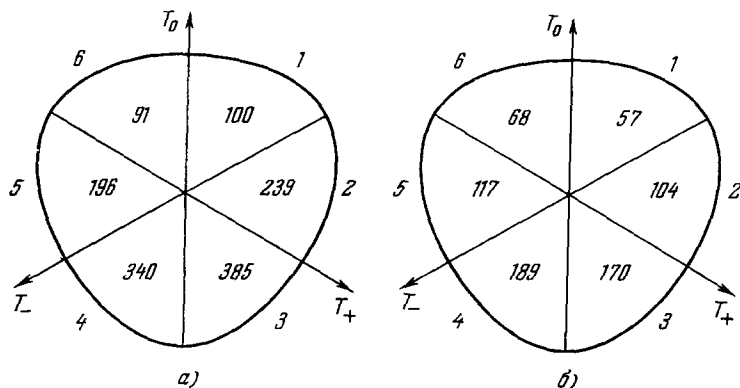


Рис. 10. Распределение событий $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ на плоскости Далица.
а) «Колумбия-Стони-Брук» ($R = +0,072 \pm 0,028$); б) «Сакла-Резерфорд» ($R = -0,06 \pm 0,40$).

числа событий $\pi^+d \rightarrow p\pi^+\pi^0$. Естественно, что определить возможный эффект по «хвосту» распределения указанных событий чрезвычайно трудно.

3) В пределах точности двух стандартных отклонений статистические флуктуации не являются очень маловероятными.

г) Эксперимент объединенной группы «ЦЕРН-Цюрих-Сакла»²⁰. В этом эксперименте использовался метод искровой камеры в магнитном поле. η^0 -мезоны получались в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta^0 n$ на 713 Мэв/с-пучке π^- -мезонов протонного синхротрона ЦЕРН. Схема эксперимента показана на рис. 11. Для срабатывания камеры необходимо было выполнение следующих требований: а) регистрация взаимодействия частицы пучка в водородной мишени, б) прохождение по крайней мере одной заряженной частицы через счетчик F , в) детектирование одной частицы одним из нейтронных счетчиков в заданном интервале времени длительностью 15 нсек. Все эти условия соответствуют следующему сигналу совпадений от счетчиков $S_1 S_2 \bar{A}_1 \bar{R} F \bar{A}_2 \bar{A}_3 \bar{B} N_i$.

При выбранной энергии π^- -мезонов сечение рождения η^0 -мезонов довольно велико (~ 2 мбн), а реакция $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 n$ (без образования η^0 -мезона) идет вблизи порога. Нейтронные детекторы были расположены под максимально возможным по кинематике углом в лабораторной системе координат; тогда очень малый угловой интервал ($\sim 2^\circ$) в этой системе охватывает приблизительно 50% полного распределения в системе центра масс. Измерение времени пролета нейтронов дало возможность отбирать те из них, которые имели разрешенные по кинематике значения импульсов (370—500 Мэв/с), что соответствовало разрешению по спектру эффективной массы ≈ 8 Мэв. В процессе просмотра отснятых кадров оставались только те случаи, в которых срабатывал один нейтронный детектор

и имелось два противоположно изогнутых следа, проходивших по меньшей мере через восемь зазоров искровой камеры и не имевших на этом

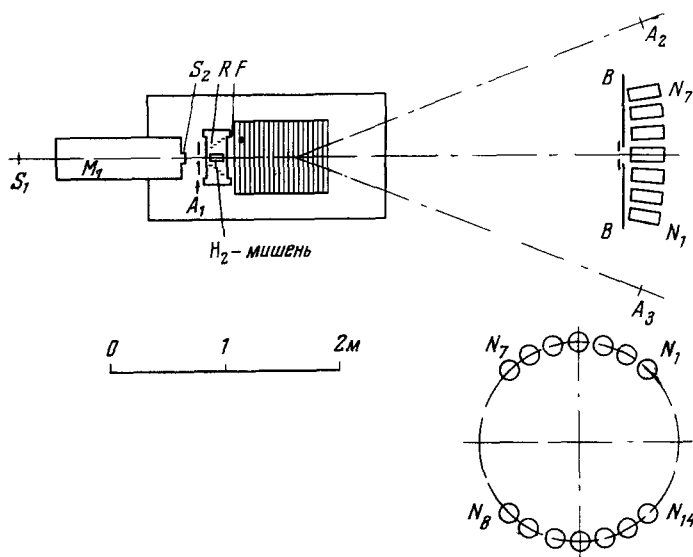


Рис. 11. Схема эксперимента объединенной группы «ЦЕРН Цюрих-Саклэ».

пути никаких изломов. Полученное в опыте распределение по квадрату недостающей массы по отношению к массе $\pi^+\pi^-$ -системы показано

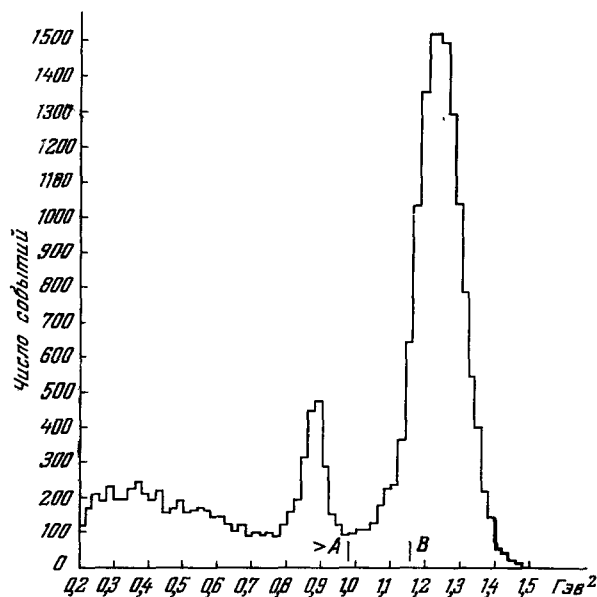


Рис. 12. Распределение по квадрату недостающей массы по отношению к системе $\pi^+\pi^-$ для 21 606 событий процесса $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-nX^0$.

на рис. 12; максимум при значении массы нейтрона обусловлен реакцией $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$. Соответствующие события могли быть отделены с помощью

процедуры обрезания по массе. Пик при больших значениях масс соответствует реакциям

$$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n, \quad \begin{cases} \eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \\ \eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma, \end{cases} \quad (5)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n \text{ без образования } \eta^0\text{-мезона.} \quad (7)$$

Рис. 13 дает распределение по квадрату масс нейтральных частиц в процессе $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n + \text{нейтральные частицы}$. Измерения, проведенные при уменьшенном на 4% импульсе π^- -мезонов, позволили оценить, что фон от реакции (7) составляет $0,5 \pm 0,2\%$; найденная при этом асимметрия оказалась равной $A = 0,20$. Те события, которые можно было принять за распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, были подвергнуты проверке по соответствующим критериям отбора с двумя наложенными условиями. Каждое событие учитывалось в дальнейшем анализе с определенным весом, обратно пропорциональным вероятности того, что оба π -мезона не провзаимодействовали в водородной мишени (такая процедура взвешивания изменяла

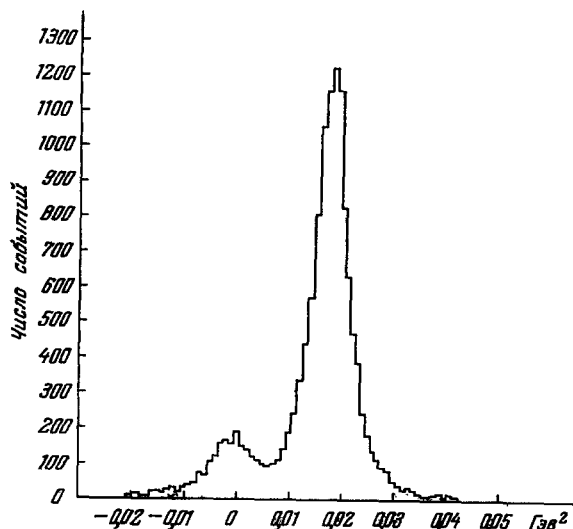


Рис. 13. Распределение по квадрату массы системы X^0 для 13 098 событий процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n X^0$.

асимметрию только на 0,2%). Распределение взвешенных таким образом событий по сектантам плоскости Далица показано на рис. 14; асимметрия, соответствующая этому распределению всех 10 665 случаев распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, равна $0,003 \pm 0,010$. Для устранения эффекта, связанного с асимметрией всей установки, через каждые 12 часов работы направление магнитного поля менялось на противоположное; таким образом, весь эксперимент был симметричен по отношению к вертикальной плоскости. Влияние таких изменений направления магнитного поля на падающий пучок, как показал расчет методом Монте-Карло, не вносит асимметрии в распределение продуктов η^0 -распада по энергиям. Не было также обнаружено никакой существенной асимметрии при ручной обработке тех событий, которые были отброшены измеряющим автоматом HPD или программой пространственной реконструкции следов THRESH, однако соответствующие статистические ошибки были учтены в окончательном результате. Если для всех случаев вместо использовавшихся наилучших значений кинематиче-

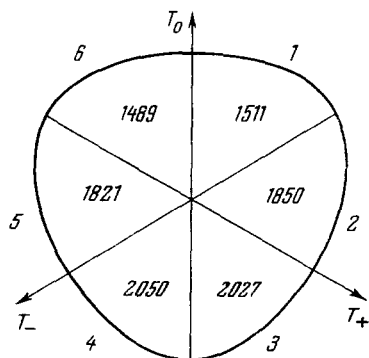


Рис. 14. Распределение событий распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ на плоскости Далица.

ских параметров брать измеренные их значения, то величина асимметрии окажется равной 0,007.

После внесения всех поправок для полной асимметрии было получено следующее значение:

$$R = 0,003 \pm 0,011.$$

Результаты всех экспериментов по распаду $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ сведены в табл. IV, которая заимствована из доклада Фитча²⁶.

Таблица IV

Эксперимент	Полное число	По секстантам						+	-	Асимметрия, %
		1	2	3	4	5	6			
Компиляция . .	1300	119	199	361	298	205	101	679	604	$5,8 \pm 3,4$
«Колумбия-Сто-ни-Брук»	1351	100	239	385	340	196	91	724	627	$7,2 \pm 2,8$
«Дьюк»	565	42	76	176	162	78	31	294	271	$4,1 \pm 4,1$
«Резерфорд-Саклэ»	705	54	126	151	174	139	61	331	374	-6 ± 4
«ЦЕРН-Цюрих-Саклэ»	10665	1511	1850	2027	2050	1821	1489	5388	5360	$0,3 \pm 1,0$

д) *Выводы.* Как было отмечено Фитчем²⁶, возможная асимметрия может меняться при переходе от одной области на плоскости Далица к другой; поэтому различные процедуры взвешивания или различное заполнение плоскости Далица могут привести к несколько отличающимся результатам для одного и того же эксперимента. Так, в случае экспериментов на искровых камерах может существенно меняться по плоскости Далица эффективность регистрации. Поэтому, если асимметрия действительно существует и если она особенно велика в некоторой части плоскости Далица, следует быть осторожным при сравнении данных различных экспериментов.

В настоящее время можно лишь утверждать, что явных свидетельств в пользу нарушения С-инвариантности в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ нет. Как показывает табл. I, этот распад наиболее чувствителен к несохранению С-четности в состоянии с $I = 2$. Однако даже если С-инвариантность нарушается сильно за счет H_γ , следует ожидать очень малого эффекта, ввиду наличия центробежного барьера и взаимодействия в конечном состоянии. Следовательно, действительная асимметрия в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, если даже она и существует, должна быть по величине порядка имеющихся сейчас экспериментальных ошибок.

3. Распад $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

До сих пор для этого распада получено только два экспериментальных результата, имеющих специальное отношение к несохранению С-четности.

а) *Эксперимент объединенной группы «ЦЕРН-Цюрих-Саклэ»²⁷.* Схема этого опыта такая же, как и в выше описанном эксперименте²⁰. Было зарегистрировано 1620 распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, причем асимметрия оказалась равной $R = 0,015 \pm 0,025$.

В связи с этим результатом следует сделать два замечания. Во-первых, расчет методом Монте-Карло показывает, что эффективность реги-

страции, как и в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, является убывающей функцией инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-$. Поэтому наиболее существен эффект в области мягких фотонов в системе покоя η^0 -мезона (см. пунктирную линию на рис. 15). Во-вторых, как уже отмечалось, для отделения от фона реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ нужно производить обрезание распределения по недостающей массе по отношению к системе $\pi^+\pi^-$, а это приводит также к выбрасыванию событий распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ с мягкими фотонами

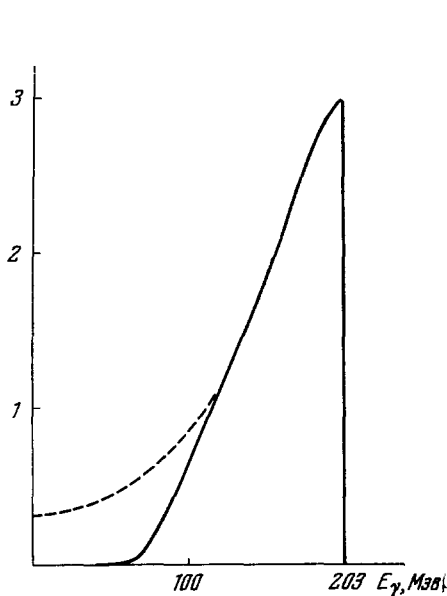


Рис. 15. Зависимость эффективности регистрации (в произв. ед.) от энергии фотона E_γ .

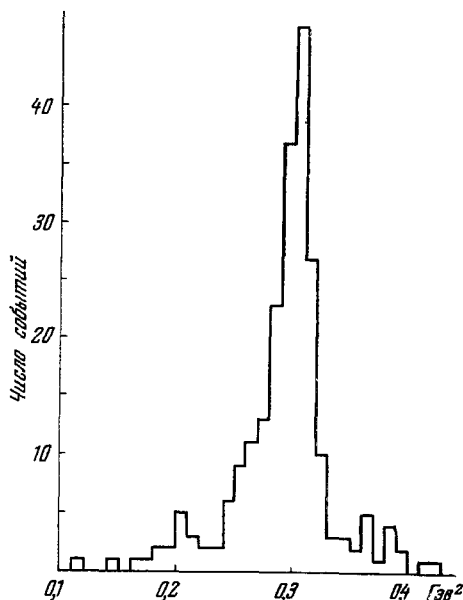


Рис. 16. Распределение по квадрату массы системы $\pi^+\pi^-$.

(см. сплошную кривую на рис. 15). Поэтому, если существует какая-либо $\pi^+\pi^-$ -асимметрия, соответствующая области мягких фотонов, ее было бы трудно обнаружить в этом эксперименте.

б) *Эксперимент объединенной группы «Резерфорд-Саклэ»*²⁸. Цитированный выше эксперимент¹⁹ дал возможность из всех случаев рождения η^0 -мезона выделить 160 событий $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Полученное для них распределение по квадрату эффективной массы системы $\pi^+\pi^-$ показано на рис. 16. По оценкам число фоновых событий под η^0 -максимумом оказалось равным 22 ± 10 . После внесения поправок, связанных с асимметрией этого фона, был получен следующий результат:

$$R = -0,02 \pm 0,08.$$

в) *Выводы.* Два предыдущих результата согласуются с отсутствием несохранения C -четности в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, обусловленного электромагнитными взаимодействиями. Как указывалось выше, этот распад чувствителен только к изоскалярной части K_μ , если она существует.

Таким образом, мы не имеем никаких указаний на присутствие C -неинвариантного электромагнитного взаимодействия в η^0 -распадах. Однако, как отмечено в¹⁵, любой эффект нарушения C -инвариантности в H_γ должен дать в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ асимметрию порядка 10^{-2} . Поэтому экспериментальные ошибки являются явно слишком большими, чтобы можно было сделать определенное заключение об этом распаде.

V. ВЫВОДЫ ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВСЕХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В итоге мы приходим к следующим общим выводам.

1. Нет никаких явных указаний на нарушение C -инвариантности в распадах η^0 -мезона.

2. Современный верхний предел парциальной ширины распада $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ означает, что возможное электромагнитное взаимодействие, сильно нарушающее C -инвариантность, если оно существует, должно быть обусловлено главным образом членом $K_\mu^{\Delta I=0}$ (как мы видели, токами с $\Delta I > 1$ можно пренебречь); при этом не учитывается возможность уменьшения указанной парциальной ширины, например, вследствие требований SU_3 -симметрии.

3. В случае распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ существует один эксперимент с очень большой статистикой, в котором не было обнаружено никакой асимметрии. В то же время два имеющихся сейчас наиболее точных результата опытов на водородных камерах противоречивы; один из них, основанный на большей статистике, приводит к такой положительной величине $\pi^+\pi^-$ -асимметрии, которая соответствует ее максимальному значению, предсказываемому для этого распада. Ясно, таким образом, что необходима дополнительная экспериментальная информация по этому вопросу.

4. В настоящее время все данные совместимы с наличием C -инвариантности, однако еще возможно ее нарушение в η^0 -распадах: 1) на уровне полусильного взаимодействия с константой связи $< 10^{-2}$; 2) за счет электромагнитного взаимодействия с псевдоскалярным членом $K_\mu^{\Delta I=0}$; 3) вследствие существования некоторого неэлектромагнитного взаимодействия на уровне несохранения изотопического спина.

VI. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по η^0 -распадам, несомненно, могут быть улучшены, по крайней мере за счет увеличения статистики. Чтобы быть уверенным в отсутствии члена $K_\mu^{\Delta I=1}$, необходимо в случае распада $\eta^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0$ поднять верхний предел для его вероятности до уровня вероятности C -разрешенного распада. Имеющийся сейчас верхний предел, полученный в обычных экспериментах на пузырьковых камерах, не может быть улучшен на порядок величины без проведения значительной работы. Реальный успех может быть достигнут, например, в методе искровых камер, однако при этом необходимо производить измерения характеристик электронов, что до сих пор делалось не всегда.

Те же замечания можно высказать по поводу измерений асимметрии в распадах $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Для их изучения сейчас поставлен новый эксперимент *) на искровых камерах с очень большой статистикой, который осуществляется группой Колумбийского университета в Брукхейвенской лаборатории. Следует иметь в виду, что увеличение статистики в опытах на искровых камерах должно сопровождаться также условием одинаковой эффективности регистрации событий с различной кинематикой. Это требование особенно важно для распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$; в этом случае в экспериментах и на водородных, и на искровых камерах события с мягкими фотонами при проверке их по критерию недостающей массы относительно часто теряются. Поэтому применение искровых камер в условиях 4π -геометрии и с детектированием фотонов должно привести к существенному прогрессу.

*) Мы обязаны д-ру Хаймэну за информацию об этом эксперименте.

Наконец, прямые поиски нарушающего C -инвариантность распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ являются намного более трудными, чем предыдущие опыты, так как фон от распада $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ очень велик (так, например, при разделении случаев распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ и $\eta^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ имели место ¹⁶ серьезные трудности).

Таким образом, без существенной работы эксперименты по η^0 -распадам, по-видимому, не могут значительно увеличить наши знания о C -инвариантности адронных взаимодействий. Однако, как уже указывалось, можно искать параллельные нарушения C -инвариантности в распадах η' -мезона при лучших условиях. Например, распад $\eta' \rightarrow \eta^0 e^+ e^-$ не подвержен сильным ограничениям по SU_3 -симметрии. В свою очередь наблюдение возможной асимметрии в распаде $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, как показано в ¹⁵, может оказаться намного менее ограниченным за счет взаимодействия в конечном состоянии, чем в случае распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Наконец, ведущиеся сейчас работы по созданию больших тяжеложидкостных камер позволяют считать, что можно будет предпринимать поиски $\pi^+ \pi^-$ -асимметрии при аннигиляции антипротонов ($\bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$) с эффективностью регистрации 95%.

Политехническая школа,
Париж

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
2. J. W. Cronin, P. F. Kunz, W. S. Risk, P. C. Wheeler, Phys. Rev. Lett. **18**, 25 (1967).
3. J.-M. Gaillard, F. Krienen, W. Galbraith, A. Hussri, M. R. Jane, N. H. Lipman, G. Manning, T. Ratcliffe, P. Day, A. G. Parham, B. T. Payne, A. C. Sherwood, H. Faissner, H. Reithler, Phys. Rev. Lett. **18**, 20 (1967).
4. J. Prentki, Proc. Oxford Conf. on Elementary Particles (1965), стр. 47.
5. L. Caneschi, L. Van Hove, CERN 67-20.
6. M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo, V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **1**, 324 (1958).
7. T. D. Lee, Proc. XIII Conf. on High Energy Physics. Berkeley (1966), стр. 75.
8. Yu. G. Abov, P. A. Krupchitsky, Yu. A. Oratovsky, Comptes rendus du Congres de Phys. Nucl., Paris, 1964, стр. 1207.
9. J. Prentki, M. Veltman, Phys. Lett. **15**, 88 (1965).
10. L. Dobrzynski, N.-H. Xuong, L. Montanet, M. Tomas, J. Duboc, R. A. Donald, Phys. Lett. **22**, 105 (1966); C. Baltay, N. Barash, P. Franzini, N. Gelfand, L. Kirsch, G. Lütjens, J. C. Severiens, J. Steinberger, D. Tycko, D. Zanello, Phys. Rev. Zett. **15**, 591 (1965).
11. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, Phys. Rev. **139**, B1650 (1965).
12. K. Hiida, Y.-Y. Lee, T. Sakuma, Phys. Rev. **161**, 1428 (1967); см. также: T. P. Cheng, Phys. Rev. **162**, 1734 (1967).
13. B. Barrett, M. Jacob, M. Nauenberg, T. N. Truong, Phys. Rev. **141**, 1342 (1966).
14. T. D. Lee, Phys. Rev. **139**, B1415 (1965).
15. B. Barrett, T. N. Truong, Phys. Rev. **147**, 1161 (1966); T. D. Lee, C. S. Wu, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 571 (1966).
16. U. Nguyen Khac, C. Baglin, A. Berzagué, B. Degrange, F. Jacquet, P. Musset, G. Nihoul-Boutang, H. H. Bingham, G. M. Irwin, W. Michael, Bull. Amer. Phys. Soc. **12**, 567 (1967); см. также: I. Butterworth, Heidelberg Conf. on Elementary Particles, 1967.
17. Columbia-Berkeley-Purdue-Wisconsin-Yale Collaboration, Phys. Rev. **149**, 1044 (1966).
18. C. Baltay, P. Franzini, J. Kim, L. Kirsch, D. Zanello, J. Lee-Franzini, R. Loveless, J. McFadyen, H. Yarger, Phys. Rev. Lett. **16**, 1224 (1966).
19. A. Larribe, A. Leveque, A. Muller, E. Pauli, D. Revel, B. Tallini, P. J. Litchfield, L. K. Rangan, A. M. Segar, J. R. Smith, P. J. Finney, C. M. Fisher, E. Pickup, Phys. Lett. **23**, 600 (1966).

20. A. M. Cnops, G. Finocchiaro, J. C. Lassalle, P. Mittner, D. Zanelo, J. P. Dufey, B. Gobbi, M. A. Pouchon, A. Muller, Phys. Lett. **22**, 546 (1966).
 21. L. R. Price, F. S. Crawford, Jr., Phys. Rev. Lett. **15**, 123 (1965); A. Rittenberg, G. R. Kalbfleisch, Phys. Rev. Lett. **15**, 556 (1965); D. Berley, E. L. Hart, D. C. Rahm, D. L. Stonehill, B. Thevenet, W. J. Willis, S. S. Yamamoto, Phys. Rev. **142**, 893 (1966).
 22. C. Baglin, A. Bezaguët, B. Degrange, F. Jacquet, P. Musset, U. Nguyen-Khac, G. Nihout-Boutang, H. H. Bingham, W. Michael, Phys. Lett. **22**, 219 (1966); Phys. Lett. **B24**, 637 (1967).
 23. K. D. Billings, F. W. Bullock, M. J. Esten, M. Govan, C. Henderson, W. L. Knight, D. J. Miller, A. A. Owen, F. R. Stannard, E. Tompa, S. Tovey, O. C. Waldron, Phys. Lett. **B25**, 435 (1967).
 24. M. Bazin, A. T. Goshaw, R. Zacher, H. Blumenfeld, T. Kitagaki, C. R. Sun, Phys. Rev. Lett. **19**, 1157 (1967).
 25. G. Feinberg, Phys. Rev. **B140**, 1402 (1965).
 26. V. L. Fitch, Proc. XIII Conf. on High-energy Physics, Berkeley, 1966, стр. 63.
 27. R. A. Bowen, A. M. Cnops, G. Finocchiaro, P. Mittner, J. P. Dufey, B. Gobbi, M. A. Pouchon, A. Muller, Phys. Lett. **B24**, 206 (1967).
 28. P. J. Litchfield, L. K. Rangan, A. M. Segar, J. R. Smith, A. Larribe, A. Leveque, A. Muller, E. Pauli, D. Revel, B. Tallini, Phys. Lett. **B24**, 486 (1967).
-