

К-891

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 3389

А.А. Кузнецов

В-МЕЗОН

(ОБЗОР)

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

1 - 3389

52202/3 2р.

А.А. Кузнецов

В-МЕЗОН
(ОБЗОР)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е

За последние годы появилось много новых данных о резонансах и об их свойствах. В частности, имеется целый ряд сообщений, в которых делаются выводы об обнаружении неизвестных ранее мезонных резонансов^{/1/}. Однако по мере накопления экспериментальных данных случается, что некоторые наблюдавшиеся в экспериментах пики, ранее объясняемые как резонансы, получают новую интерпретацию.

В данном обзоре рассматривается ситуация, которая существует в настоящее время в вопросе о V -мезоне.

2. V -мезон и его основные характеристики

V -мезоном называют частицу, которая распадается по схеме:

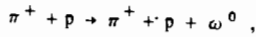


и имеет массу M \sim 1220 Мэв и полную ширину \approx 80 + 100 Мэв.

Впервые о наблюдении V -резонанса было сообщено Abolins^{'ом} и др.^{/2/} в 1963 году. Эта группа авторов с помощью 20-дюймовой водородной пузырьковой камеры изучала реакцию



при импульсе π^+ -мезонов 3,43 и 3,54 Гэв/с. Сечение исходной реакции



(3)

в которой возможно было наблюдение V -мезона при указанных выше импульсах π^+ -мезона, было найдено равным $1,2 \pm 0,2$ и $1,06 \pm 0,10$ мб, соответственно.

На рис. 1 а, в приведены диаграмма Далитца и спектр эффективных масс $\omega\pi^+$ -системы / $M_{\omega\pi}$ /. Как на диаграмме Далитца, так и в спектре эффективных масс $M_{\omega\pi}$ хорошо видна аномалия при $M_{\omega\pi} = 1220$ Мэв. Ранее /3/ этими же авторами было установлено, что в (48±6)% реакций (3) наблюдается совместное образование ω^0 -мезона и изобары $N^{*3/2\ 3/2}$ (см. рис. 1а).

Для того чтобы исключить влияние такого рода событий на пик в спектре эффективных масс $M_{\omega\pi}$, все случаи совместного образования отбрасывались. Распределение эффективных масс $M_{\omega\pi}$ оставшихся случаев приведено на рис. 1с. Видно, что пик при $M_{\omega\pi} = 1220$ Мэв остается. Кроме того, было замечено, что в распределении эффективных масс четырех пионов ($\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$), когда нейтральный триплет пионов не попадает в область ω^0 -мезона, пик при $M_{\omega\pi} = 1220$ Мэв не наблюдается. Для отношения $R = \frac{V \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0}{V \rightarrow \omega\pi^+}$ экспериментально получено значение $R \leq 0,5$.

Таким образом, из совокупности экспериментальных данных, полученных Abolins 'ом и др. /2,3/, следует, что наблюдается новый резонанс в $\omega\pi^+$ -системе с массой 1220 Мэв и полной шириной 100 ± 20 Мэв. Этот резонанс был назван V -мезоном.

Позже V -мезон наблюдали во многих других π^+p -экспериментах при разных энергиях первичного π^+ -мезона /4/. При этом наблюдался не только V^+ , но и V^- -мезон.

Изотопический спин. Во всех экспериментах, в которых наблюдался V -мезон, он проявляется в спектре эффективных масс ω^0, π^+ -частиц. Отсюда следует, что изотопический спин V -мезона равен единице.

Спин и четность. Впервые экспериментальное определение спина и четности V -мезона было сделано Д.Саттоу и др. /5/. Эти авторы исследовали распадные свойства системы $\omega\pi$ по методу, предложенному F. Halpern 'ом /6/. В общих чертах суть метода заключается в следующем. Пусть V -мезон распадается по схеме:

$$B \rightarrow \omega^0 \pi^{\pm} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (4)$$

Обозначим импульс каждого π -мезона от распада ω^0 -мезона через P_1, P_2, P_3 , а импульс дополнительного пиона — через P_4 .

Тогда можно написать уравнения:

$$\begin{aligned} f_1 &= 1/2 (P_1 + P_2 - P_3 - P_4) \\ f_2 &= 1/2 (P_1 - P_2 - P_3 + P_4) \\ f_3 &= 1/2 (P_1 - P_2 + P_3 - P_4) \\ f_4 &= 1/2 (P_1 + P_2 + P_3 + P_4), \end{aligned} \quad (5)$$

причем $f_4 = 0$ в системе центра масс B -мезона. В "полярных" координатах эти уравнения примут вид:

$$f^2 = f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 \quad (6)$$

и

$$X = \frac{f_1^2}{f^2}; \quad Y = \frac{f_2^2}{f^2}; \quad Z = \frac{f_3^2}{f^2}. \quad (7)$$

Все случаи, образующие систему из четырех пионов, могут быть представлены в виде точек в некотором трехмерном пространстве X, Y, Z . Так как X, Y, Z положительны и $X + Y + Z = 1$, то все экспериментальные точки расположатся в равностороннем треугольнике, определяемом с помощью указанных выше условий^{6,7/}. При этом плотность точек в таком треугольнике будет пропорциональна квадрату матричного элемента, интегрируемого по всему пространству. Квадрат матричного элемента имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma}{dX dY} &= d^3 P_1 d^3 P_2 d^3 P_3 d^3 P_4 N \delta(M_B + E_N - E_1) \times \\ &\times \delta(P_1 + P_2 + P_3 + P_4) \delta[(E_1 + E_2 + E_3 + E_4)^2 - M_B^2] \\ &\times \delta[(E_1 + E_2 + E_3)^2 - (P_1 + P_2 + P_3)^2 - M_\omega^2] |\Omega D: P|^2 / E_1 E_2 E_3 E_4 E_N, \quad (8) \end{aligned}$$

где $d\sigma$ вычисляется в системе центра масс B -мезона, N и E_N - нуклонный импульс и энергия, M_B, M_ω, M_π - масса B, ω, π - частиц, а $E_1 = (p_1^2 - M_\pi^2)^{1/2}$ - энергия i -пиона.

Из [8] видно, что для разных значений спина и чётности B -мезона будут наблюдаться различные "картинки" распределения плотности точек в треугольнике XYZ .

На рис. 2 приведены изометрические картинки распределения плотности точек на диаграмме $Halrem$ 'а для некоторых значений спина и чётности $\omega\pi$ -системы. Видно, что наибольшее различие плотности точек в центральной части диаграмме $Halrem$ 'а наблюдается, когда B -мезон имеет спина и чётность 1^- .

Для определения спина и чётности B -мезона были взяты события, лежащие в интервале эффективных масс $M_{\omega\pi}$:

$$1120 \leq M_{\omega\pi} \leq 1320 \text{ Мэв.} \quad (9)$$

Как и в работе [2], все случаи совместного рождения ω^0 -мезона с изобарой $N_{3/2}^*$ (1238) были исключены из рассмотрения.

На рис. 3а,в приведены диаграммы $Halrem$ 'а для случаев, находящихся в области B -мезона [9], и случаев, находящихся в контрольной области $1340 < M_{\omega\pi} < 1600$ Мэв/. Можно заметить, что в центре диаграммы $Halrem$ 'а для случаев из области B -мезона действительно имеет место значительное уменьшение плотности точек по сравнению с тем, что наблюдается для случаев из контрольной области. На рис. 4 (а + ф) приведены гистограммы, изображающие распределения плотности точек на диаграмме

$Halrem$ 'а в полосах $OZ, O'X, O''Y$ (рис. 4 а-с) и по радиусу (рис. 4 (д-ф)), для случаев $\omega\pi$ -системы из контрольной области и области B -мезона. Экспериментальные гистограммы сравниваются с кривой фазового объема и кривыми, рассчитанными в предположении разных значений спина и чётности B -мезона. Из сопоставления экспериментальных гистограмм с расчётными

$x/\Omega, D$ и P являются матричными элементами ω -распада, B -распада и B -рождения.

кривыми следует, что для случаев $\omega \pi$, взятых из контрольной области, имеется хорошее согласие с кривой фазового объема, а для случаев, взятых из области В-мезона, — с предложением о спине и чётности для В-мезона $J^P = 1^-$. Однако количество событий, рассматриваемых в этой работе, настолько мало, что серьезные выводы из этих данных делать нельзя. Кроме того, как было замечено Г.И.Копыловым^{/7/}, авторы не рассмотрели случай $J^P = 2^+$. Между тем распределение плотности точек на диаграмме Halpern 'а для случая $J^P = 1^-$ и 2^+ абсолютно тождественны и, следовательно, все, что говорит в пользу $J^P = 1^-$, то в равной степени относится и к 2^+ . Имеется еще ряд работ^{/8/}, в которых также делались попытки определения спина и чётности В-мезона, однако, из-за ограниченности статистического материала определенных выводов о J^P не было сделано.

Если предположить, что значение спина и чётности 1^- , то это разрешает распада В-мезона на 2π и $K\bar{K}$. Однако экспериментально распад В-мезона по этим каналам до сих пор еще не наблюдался^{/9/}.

3. Другие интерпретации отклонения в спектре эффективных масс $\omega \pi^\pm$ -системы при массе 1220 Мэв

Если проанализировать все экспериментальные данные, появившиеся в литературе до 1967 года относительно В-мезона, то можно заметить следующее:

- 1) пик в спектре эффективных масс $\omega \pi^\pm$ -системы при массе 1220 Мэв наблюдался только в $\pi^\pm p$ -взаимодействиях;
- 2) до сих пор не имеется достоверных экспериментальных данных относительно значений спина и чётности для этого отклонения;
- 3) пик при массе 1220 Мэв не наблюдался в каких-либо других реакциях (кроме реакции (3)), в которых возможно его появление. Все эти факты, а также некоторые теоретические работы, появившиеся в последние годы, заставили более внимательно посмотреть на первоначальную интерпретацию отклонения в спектре эффективных масс $\omega \pi^\pm$ -системы.

Рассмотрим вначале работу G. Goldhaber 'а и др.^{/10/}. Исследуя реакцию $\pi^\pm p \rightarrow V^\pm p$ (10) при импульсах 3,65 и 3,7 Гэв/с, эти авторы обнаружили

новый неожиданный эффект. Пытаясь уменьшить фон в области V -мезона, авторы /10/ нашли, что "очищенный" набор ω^0 -событий не приводит к увеличению случаев в полосе V -мезона на диаграмме Далитца. Процедура "очистки" фона была следующей. Известно, что матричный элемент ω^0 -распада пропорционален $|\vec{P}_1 \times \vec{P}_2|$. Это приводит к распределению плотности точек на диаграмме Далитца для ω^0 -мезона, имеющего пик в центре диаграмме (см. рис. 7а). Goldhaber и др. разбили плоскость диаграммы на две части: на "центральную" и "периферическую". Выбирая случаи ω^0 -мезона из центральной области, авторы смогли существенно улучшить отношение $R' = \frac{\omega^0\text{-мезон}}{\text{фон}}$ (см. рис. 5а). Например, для центральной области диаграммы Далитца

$R'_y = 5,7 \pm 0,8$, в то время как для периферической $R'_n = 2,1 \pm 0,2$. При этом предполагалось, что фон распределен равномерно.

На рис. 6а,в приведены распределения масс 4π с триплетными пионами из центральной и периферической областей диаграммы Далитца. Здесь хорошо заметен удивительный результат, полученный Goldhaber 'ом и др.: пик V -мезона оказывается связанным, главным образом, с пионными триплетными из периферической области диаграммы Далитца, т.е. с "разбавленными" ω^0 -мезонами.

Кроме этого, Goldhaber и др. наблюдали еще один неожиданный эффект. На рис. 7а,с приведена нормированная диаграмма Далитца для пионных триплетов ($\pi^+ \pi^- \pi^0$), попадающих в интервал эффективных масс

$$760 \leq M_{\pi^+ \pi^- \pi^0} \leq 820 \text{ Мэв.} \quad (11)$$

Распределение плотности случаев по радиусу показано на рис. 7 в.

Диаграмма Далитца представлена таким образом, что только при матричном элементе со значениями спина и четностей равными 1^{--} , число мезонов было бы одинаковым в обеих выбранных областях. Если теперь выбрать область масс четырех пионов (4π), соответствующую V -мезону, т.е.

$$1160 \leq M_{4\pi} \leq 1300 \text{ Мэв} \quad (12)$$

и построить диаграмму Далитца для массы триплета $\pi^+ \pi^- \pi^0$, соответствующей массе ω^0 -мезона, то получится радиальное распределение плотности точек, как это показано на рис. 7d. Вероятность того, что это распределение соот-

ветствует матричному элементу ω^0 -мезона с $J^P = 1^-$ равно $\leq 0,5\%$. Таким образом, B -мезон не обязательно связан с ω^0 -мезоном, который имеет квантовые числа $J^{PG} = 1^{--}$.

Итак, из эксперимента Goldhaber 'а и др. следует:

1) пик в распределении масс системы 4π при $M_{4\pi} = 1220$ Мэв существует, если масса нейтрального триплета пионов ограничена условием (11) и они принадлежат периферической области диаграммы Далитца;

2) это отклонение не обязательно связано с ω^0 -мезоном, имеющим квантовые числа $J^{PG} = 1^{--}$.

Рассмотрим теперь работу Maor 'а и O'Halloran 'а /11/, в которой появление пика в распределении масс системы $\omega\pi$ при $M_{\omega\pi} = 1220$ Мэв рассматривается в связи с существованием некоторого периферического процесса.

Несколько лет назад Deck /12/ предположил, что экспериментально установленный во многих работах пик A_1 в спектре эффективных масс $\pi\rho$ -системы может быть объяснен с помощью простого кинематического механизма. Согласно Deck 'у пик $A_1(1080)$ может быть получен, если предположить, что процесс образования A_1 -мезона описывается диаграммой типа (см. рис. 8а), в которой виртуальный π -мезон испытывает дифракционное рассеяние на протонем-мишени. По аналогии с Deck 'ом Maor и O'Halloran /11/ рассмотрели периферический процесс образования B -мезона, описываемый одномезонной диаграммой (см. рис. 8 d) с ρ -обменом. В случае реакции (3) при заданном импульсе π -мезона 3,6 Гэв/с авторы /11/ получили значительный пик в распределении масс $\omega\pi$ -системы при $M_{\omega\pi} = 1220$ Мэв. В расчётах дифференциальное сечение в нижней вершине диаграммы (см. рис. 8 d) бралось из экспериментов, в которых изучалась реакция:



Если B -мезон действительно является кинематическим следствием периферического процесса, описанного Maor 'ом и O'Halloran 'ом, то положение этого пика должно зависеть от энергии первичного π -мезона. Такая зависимость хорошо иллюстрируется расчётами, приведенными в работе Maor 'а и O'Halloran 'а на примере пиков A_1 и $K^*\pi$. Результаты расчётов приведены в таблице 1.

Таблица 1

P / Гэв/с/	M_{Λ_1} /Мэв/	$M_{K^*\pi}$ /Мэв/
3,65	1050	1180
18,0	1020	1100

Из таблицы 1 видно, что хотя положение пиков Λ_1 и $K^*\pi$ действительно зависит от энергии первичного пиона, эта зависимость слабая. Отсюда становится понятным, почему до сих пор указанное утверждение экспериментально не проверено.

Исследование возможности того, что V -отклонение является следствием механизма, описанного Маор'ом и О'Наллоран'ом, было проведено С. Chung'ом и др.^{/13/} Авторы изучали реакцию $\pi^- p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^0$ при импульсах 3,2 и 4,2 Гэв/с с помощью 72-дюймовой водородной пузырьковой камеры. В анализ были включены события, которые имели только один нейтральный триплет пионов, лежащий в интервале масс ω^0 -мезона.

На рис. 8 (a-d) приведены распределение Chew-Low и диаграмма Далица для этих случаев. Можно видеть, что образование V -мезона имеет место совместно с изобарами $N^*/1238/$, $N^*/1518/$, $N^*/1688/$ и что образование изобар происходит с малыми четырехмерными переданными импульсами ($\Lambda_{N^*}^2 < 1.0$ (Гэв/с)²). Последнее качественно согласуется с тем, что наблюдалось в большинстве других реакций, описание которых производилось с помощью одномезонных диаграмм, где в качестве обменной частицы выступала векторная частица.

Для количественного сравнения экспериментальных данных с ρ -обменной моделью Chung с сотрудниками использовали только случаи, взятые из области $N^*/1238/$ - изобары и с $\Lambda_{N^*}^2 < 1.0$ (Гэв/с)². Для этих случаев были построены следующие распределения: $\cos \theta_{\pi V}$, $\phi_{\pi\gamma}$, $\cos \theta_{p p}$, где $\theta_{\pi N}$ - угол между первичным пионом и нормалью к плоскости распада ω^0 -мезона в системе покоя ω^0 -мезона, $\phi_{\pi\gamma}$ - угол Треймана-Янга ($\phi_{\pi\gamma} = 0$ в плоскости рождения), $\theta_{p p}$ - угол между первичным протоном-мишенью и протоном отдачи в системе покоя N^* -изобары. Указанные распределения представлены на рис. 8с. Здесь же приведены кривые, полученные Svensson'ом^{/14/} на

основе ρ -обменной модели с поправками на поглощение (кривые взяты из работы Aderholz 'а /15/). Экспериментальные распределения находятся в хорошем согласии с теоретическими кривыми. Для случаев, взятых из области более высоких изобар, чем $N^* /1238/$, подобный анализ не применим. Однако, по-видимому, можно предположить, что при импульсах $\leq 4,0$ Гэв/с ρ -обменная модель, приводящая к образованию $N^* /1238/$ - изобары, будет также приводить к рождению более высоких изобар, например, $N^* /1518/$ или $N^* /1688/$. Тогда для области $M_{\pi^- \rho}$, доступной при этих энергиях, сильный вклад в виртуальный процесс $\rho + \pi \rightarrow \pi + \rho$ должен быть следствием пионного обмена в t -канале, а образование изобар - в s -канале. Пионный обмен в t -канале для процесса $\rho + \pi \rightarrow \pi + \rho$ должен приводить к пику в распределении по $\cos \theta_{\rho \rho}$ при величине $\cos \theta_{\rho \rho} = \pm 1$. Как видно из рис. 9, в экспериментальных распределениях по $\cos \theta_{\rho \rho}$ действительно наблюдается пик при указанных значениях $\cos \theta_{\rho \rho}$. Чтобы показать, что V -отклонение является кинематическим следствием процесса Maor 'а и O'Halloran 'а, т.е. процесса виртуальной диссоциации взаимодействующего пиона $\pi \rightarrow \omega + \rho$ с последующим сильно асимметричным неупругим процессом $\rho + \pi \rightarrow \pi + \rho$, было построено распределение масс $\omega \pi$ -системы для случаев с $\cos \theta_{\rho \rho} > 0,6$ (см. рис. 9(с-г)). Оказалось, что V -отклонение и сильная асимметрия в распределении по $\cos \theta_{\rho \rho}$ являются результатом одних и тех же случаев. Следовательно, проведенный Chung 'ом анализ экспериментальных данных указывает на то, что пик в распределении масс $\omega \pi$ -системы при $M_{\omega \pi} = 1220$ Мэв (V -мезон) является кинематическим следствием механизма Maor 'а и O'Halloran 'а.

Таким образом, суммируя результаты обсужденных выше работ, трудно прийти к какому-либо определенному выводу относительно интерпретации V -пика. В этой связи можно рассмотреть следующие возможные объяснения этого пика:

1) V -мезон на самом деле является резонансом, но он не обязательно связан с ω^0 -мезоном, который имеет квантовые числа $J^{PG} = 1^{-}$. Тогда появляются две возможности: а) V -мезон - резонанс, но его распад на $\omega \pi$ строго запрещен (например, это может быть когда $J^{PG} = 0^{+}$) и разрешен распад на четыре π -мезона; б) V -мезон - резонанс и он может распадаться на π -мезон и трехпионное состояние с массой, равной ω^0 -мезону, но с $J^P \neq 1^{-}$. Конечно, такого рода объяснения возможны, од-

нако, можно привести целый ряд фактов против. Например, если принять утверждение 1а, то сразу же потребуется объяснение, почему три из четырех π -мезонов от распада V -мезона оказываются сгруппированными вблизи массы ω^0 -мезона; а, если принять утверждение 1б, необходимо объяснять распределение плотности точек на диаграмме Далитца для трехионной системы с возможными квантовыми числами $J^{PG} \neq 1^-$ (например, $J = 0^{--}, 1^{+-}, 2^{--}$ и т.д.).

2) V -мезон не является резонансом, но есть следствие кинематического эффекта, подобно описанному Магг 'ом и О'Наллоран 'ом. Эта интерпретация V -пика нам кажется наиболее разумной, хотя и она требует дополнительных экспериментов. Прежде всего это относится, например, к проверке зависимости положения максимума V -отклонения от энергии налетающей частицы и поиску V -пика в $\bar{p}p$ -аннигиляциях, где указанный выше эффект не должен иметь места.

4. Поиски V -мезона в $\bar{P}P$ -аннигиляциях

До последнего времени попытки найти V -мезон в $\bar{P}P$ -взаимодействиях не приводили к положительным результатам^{/16/}. Только в начале 1967 года появилась единственная работа С. Baltay^{/17/}, в которой V -мезон наблюдался.

Baltay и др. изучали реакцию $\bar{P}P$ -аннигиляции в покое

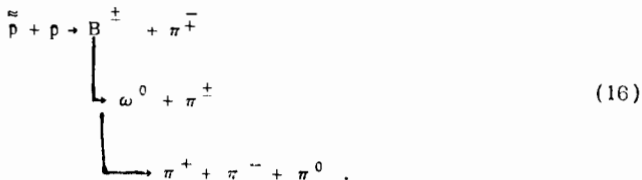


с помощью водородной пузырьковой камеры.

Из 16934 случаев реакции (14) был отобран 3221 случай с рождением ω^0 -мезона:



Для всех случаев реакции (15) был построен спектр эффективных масс системы $\omega \pi^{\pm}$ (см. рис. 10). Видно, что в распределении по массам системы ω^0 и π^{\pm} -частиц наблюдается пик при $M_{\omega \pi} = 1200$ Мэв. В аналогичных распределениях случаев из двух контрольных областей "справа" и "слева" от области ω^0 -мезона (см. рис. 10а,с) никакого пика в $\omega \pi$ -системе не наблюдалось. Отсюда авторы делают вывод, что они наблюдают рождение V -мезона в реакции:



Для того чтобы проверить, является ли пик при $M_{\omega \pi} = 1200$ Мэв действительно связанным с ω^0 -мезоном (как это ожидается для V -мезона), или же он связан с некоррелированными пионами фона, данные были разбиты на две группы. Это разделение проводилось по методу Goldhaber 'а, который описан выше. Фон в "центральной" области диаграммы Далитца приблизительно в 2 раза меньше, чем в "периферической" области. Для случаев из каждой области диаграммы Далитца были построены распределения эффективной массы $\omega \pi$ -системы. После сравнения этих распределений с кривой фона плюс брейт-вингнеровской кривой в распределении по массам случаев $\omega \pi$ из центральной области получено 218 ± 49 событий V -мезона, а в периферической области - 155 ± 54 . Эти величины находятся в лучшем согласии с 1 : 1 отношением, предсказываемым для V -мезона, когда он распадается на ω - и π^{\pm} -мезоны, чем 1 : 2 - для V -мезона, когда он распадается на некоррелированные пионы.

Для того чтобы проверить, является ли пик V кинематическим отражением $\pi^{+} \pi^{-}$ -взаимодействия вблизи больших значений эффективных масс двух пионов, менее трети случаев $\omega \pi \pi$ на диаграмме Далитца, соответствующих малым кинетическим энергиям ω^0 -мезона, были исключены из гистограммы эффективных масс $\omega \pi$. Оставшиеся случаи ясно показывают отклонение в области масс V -мезона.

Выше отмечалось, что кроме работы Valtay и др., имеется еще ряд работ /14/, в которых также искали V -мезон в $\bar{P}P$ -взаимодействиях. Основ-

ными реакциями были:

$$\bar{p} + p \rightarrow \eta^0 + \pi^+ + \pi^- \quad (17)$$

$$\rightarrow K^0 + K^{\pm} + \pi^{\mp} \quad (18)$$

$$\rightarrow K + K + \pi + \pi . \quad (18)$$

Однако ни в одной из указанных реакций V -мезон не был найден. Эти результаты и данные работы Baltay приводят к следующим оценкам (верхний предел) распада V -мезона на отдельные каналы:

$$\frac{V \rightarrow \eta \pi^{\pm}}{V \rightarrow \omega \pi} < 25\% \quad (20)$$

$$\frac{V \rightarrow K_1^0 K_1^{\pm}}{V \rightarrow \omega \pi} < 5\% \quad (21)$$

$$\frac{V \rightarrow K_1 K_1^{\pm} \pi^0}{V \rightarrow \omega \pi} < 4\% \quad (22)$$

$$\frac{V \rightarrow K_1 K_1^{\pm} \pi^{\pm}}{V \rightarrow \omega \pi} < 2\% \quad (23)$$

$$\frac{V \rightarrow K_1 K_2 \pi^{\pm}}{V \rightarrow \omega \pi} < 6\% \quad (24)$$

5. Выводы

Анализ всех приведенных выше данных, имеющихся на апрель 1967 года, приводит к следующим выводам о V -мезоне:

1) имеется убедительное доказательство существования пика в распределении по массе $\omega \pi^{\pm}$ -системы при $M_{\omega \pi} = 1220$ Мэв и с полной шириной 80 ± 120 Мэв, как в $\pi^{\pm} p$ - так и $\bar{p} p$ - взаимодействиях;

2) до сих пор нет достоверных экспериментальных данных относительно квантовых чисел этого отклонения;

3) не наблюдалось каких-либо других каналов распада V -отклонения (например, распада на 2π , $K\bar{K}$, $K\bar{K}\pi$ и др.), кроме распада на $\omega \pi$;

4) имеется ряд серьезных фактов, указывающих на то, что появление V -пика при массе 1200 Мэв является следствием кинематического эффекта некоторого периферического процесса.

Таким образом, несмотря на большое количество данных, проблема V -мезона остается нерешенной. В этой связи необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных о V -мезоне. В частности, важное место в решении этого вопроса должны иметь эксперименты по поиску V -мезона в $\bar{p} p$ - взаимодействиях.

Л и т е р а т у р а

1. A.H.Rosenfeld, P.Soding, W.Willis et al. Rev. Mod. Phys., January 1967.
2. M.Abolins, R.L.Lander, W.A.Mehlhop et al. Phys. Rev. Lett., 11, 381 (1963).
3. Nguyen-Hun Xuong, R.L.Lander, W.A.Mehlhop et al. Phys. Rev. Lett., 11, 227 (1963).
4. S.U.Chung, O.I.Dahl, R.I.Hess et al. Proceed of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles 1963, p.2019 G, Goldhaber, S.Goldhaber, I.A.Kadyk et al. Phys. Rev. Lett., 15, 118 (1965); S.U.Chung, M.Neveu-Rene, O.I.Dahl et al. Phys. Rev. Lett., 16, 481 (1966); F.Conte, G.Tomasini, P.Dittmann et al. Phys. Lett., 22, 702 (1966).

5. D.D.Carmory, R.L.Lander, C.Rindfleisch et al. Phys.Rev.Lett.12,254 (1964).
6. F.R.Halpern. Phys.Rev.Lett. 12,252 (1964).
7. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1963, стр. 325.
8. Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий.
Дубна, 1964г., стр. 422.
9. N.Gelfand, G.Lütjens, M.Nussbaum et al. Phys.Rev.Lett,12, 567 (1964);
G.Banson, L.Lovell, E.Marquit et al.Phys.Rev.Lett. 12,600(1964);
ABBBHLM- Collaboration Phys.Lett. 10,240(1964); F.Bruyant, M.Gold-
berg, M.Holder et al. Phys.Lett. 10,232 (1964); S.U.Chung, O.I.Dahl,
L.M.Hardy et al. Phys.Rev.Lett 12,621 (1964).
10. G.Goldhaber, S.Goldhaber, I.A.Kadyk et al. Phys.Rev.Lett,15,118(1965).
11. U.Maor, T.A.O'Halloran. Phys.Lett,15,281(1965).
12. R.T.Deck Phys. Rev.Lett. 13, 169 (1964).
13. S.U.Chung, M.Nevenu-Rane, O.I.Dahl et al.Phys.Rev.Lett,16,481(1966).
14. B.E.Y.Svensson, Nuovo Cim. 37,714 (1965).
15. ABBBHLM- Collaboration Nuovo Cim,35,659 (1965).
16. N.Barash, P.Franzini, L.Kirsch et al,Phys.Rev.139,B 1659 (1965);
N.Barash, L.Kirscz, D.Miller et al.Phys.Rev.145, B 1095 (1966).
17. C.Baltay, I.C.Severiens, N.Yeh et al.Phys.Rev.Lett,18,93 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 июня 1967 года.

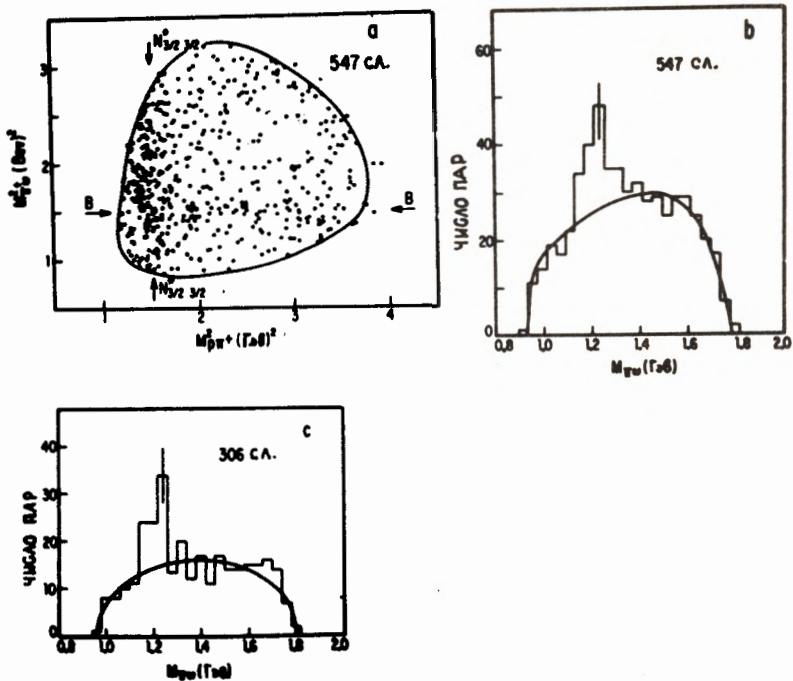


Рис. 1. (а) Диаграмма Далитца для реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \omega$.
 (в) Гистограмма эффективных масс системы $\omega \pi^+$.
 (с) Гистограмма эффективных масс системы $\omega \pi^+$ из реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \omega$, когда случаи с $1150 \leq M_{p\pi^+} \leq 1350$ Мэв исключены из рассмотрения.

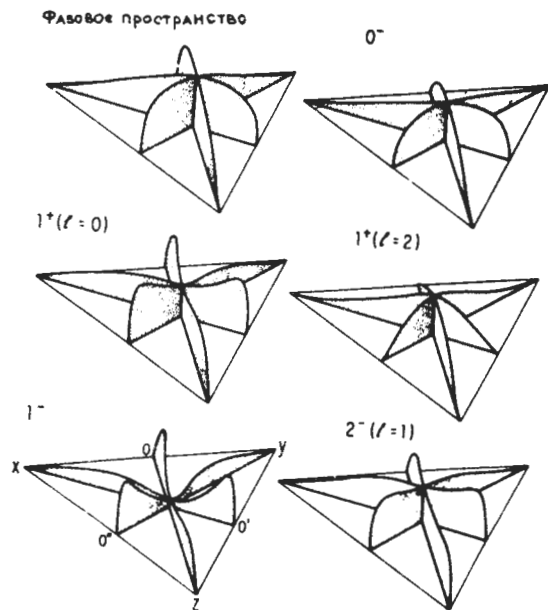


Рис. 2. Пространственные распределения плотности точек для распада $B \rightarrow \pi + \omega$ с различными значениями J^P .

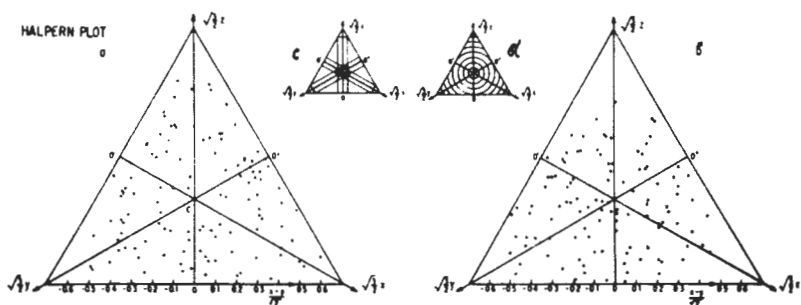


Рис. 3. Диаграмма Halpern'a для 114 случаев из области В-пика ($1120 < M_{\omega\pi} < 1320$ Мэв); (b) то же самое, но для 111 случаев из контрольной области ($1340 < M_{\omega\pi} < 1600$ Мэв).

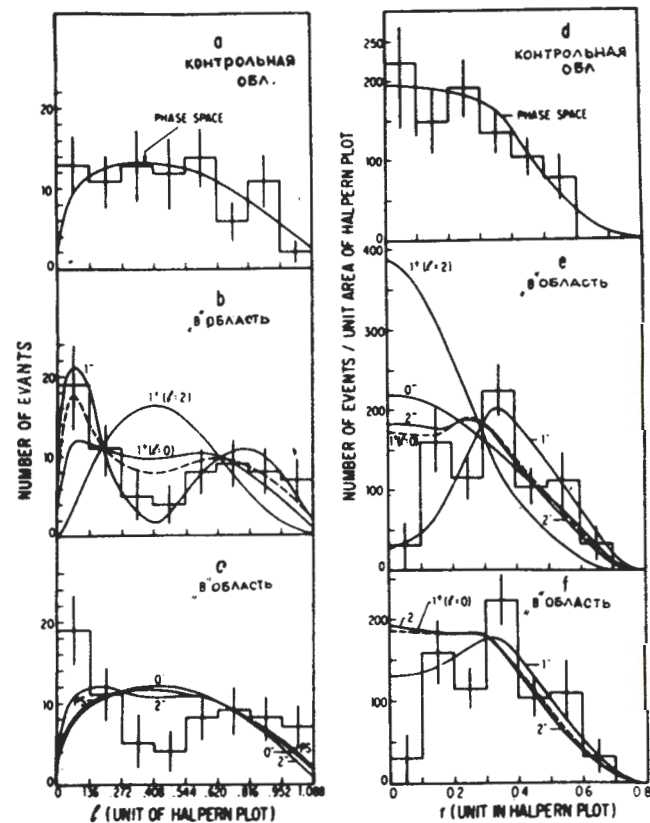


Рис. 4. Распределения плотности точек на диаграмме Halpern'a : (a-c) в полосах O'Z, O'X, O''Y (см. рис. 3c) (d-f) по р-диусу (см. рис. 3).

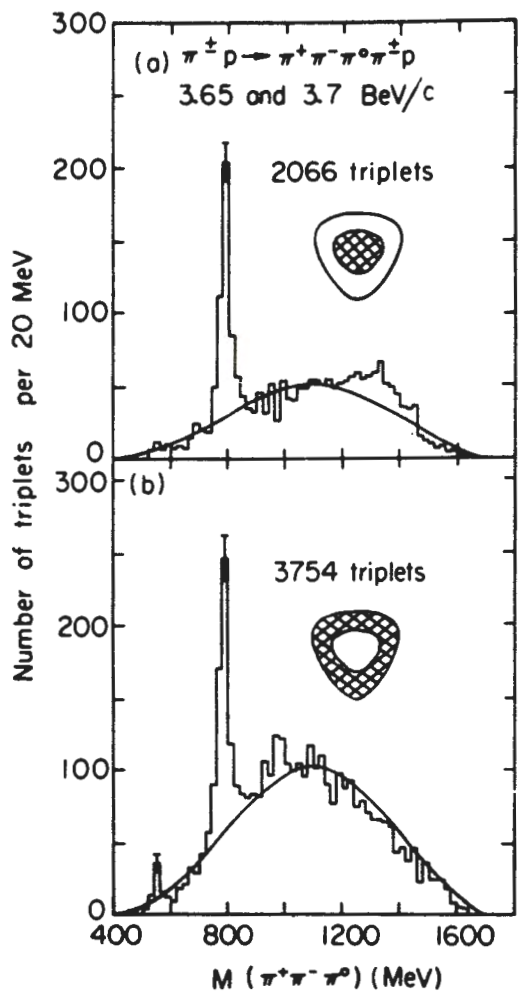


Рис. 5. Гистограммы $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для случаев реакции $\pi^\pm p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^\pm p$ для

- (А) центральной области диаграммы Далитца,
- (в) периферической области диаграммы Далитца.

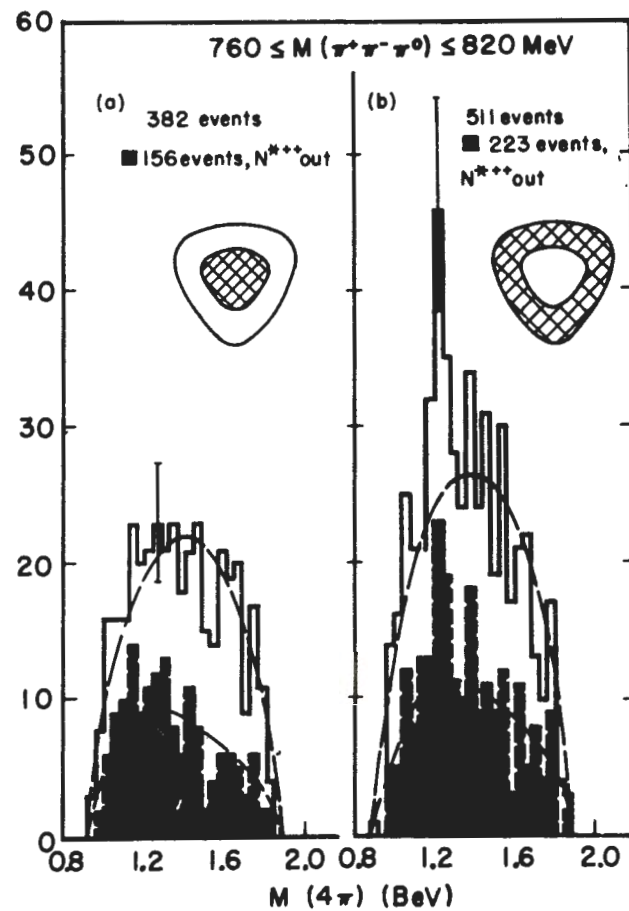


Рис. 6. Гистограммы $M_{4\pi}$ с триплетами пионов ($\pi^+\pi^-\pi^0$) из: (а) центральной области диаграммы Далитца; в) периферической области диаграммы Далитца. Заштрихованы случаи без изобары N^{*++}

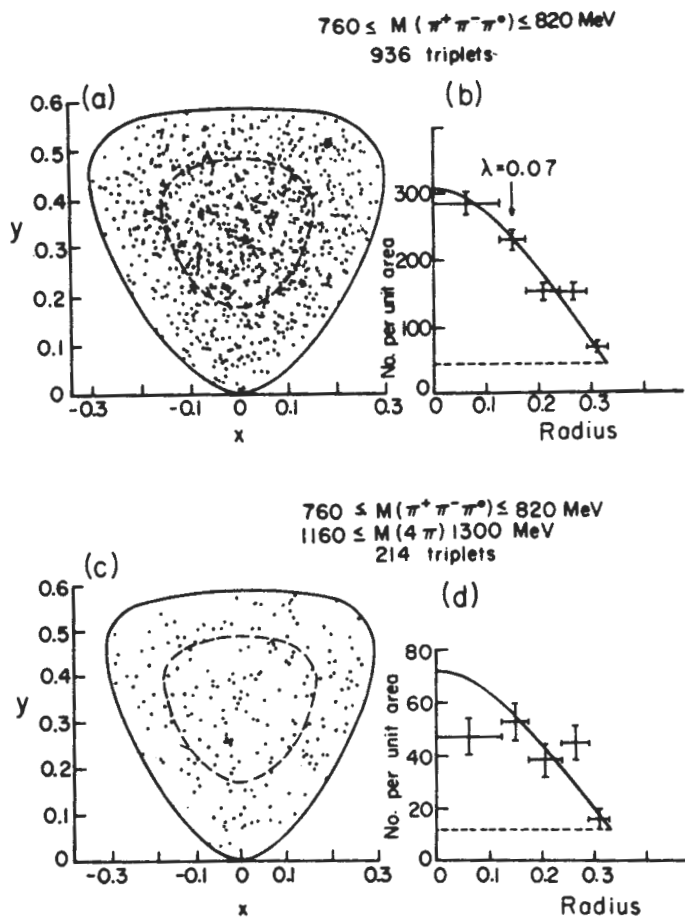


Рис. 7. Диаграммы Далитца и распределения плотности случаев по радиусу для триплетов пионов ($\pi^+\pi^-\pi^0$) из контрольной области и области В-мезона. Объяснение кривой в тексте.

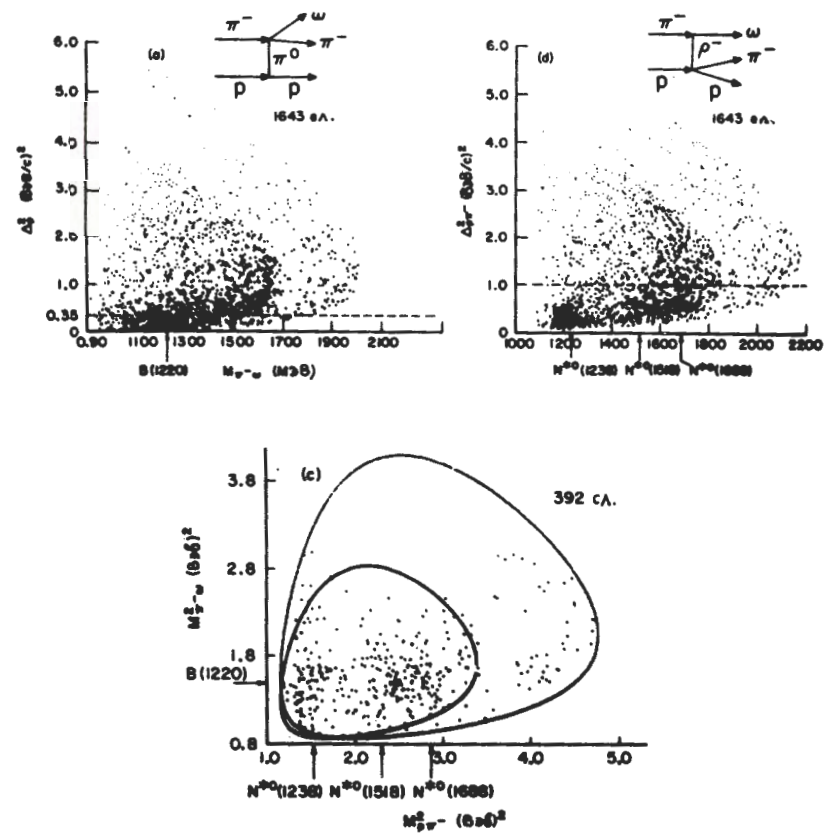


Рис. 8. (а, б) Распределение Chew-Low для случаев ω^0 -мезона и изобары; (с) диаграмма Далитца для случаев с $\Delta_p^2 < 0,35$ (Гэв/с)².

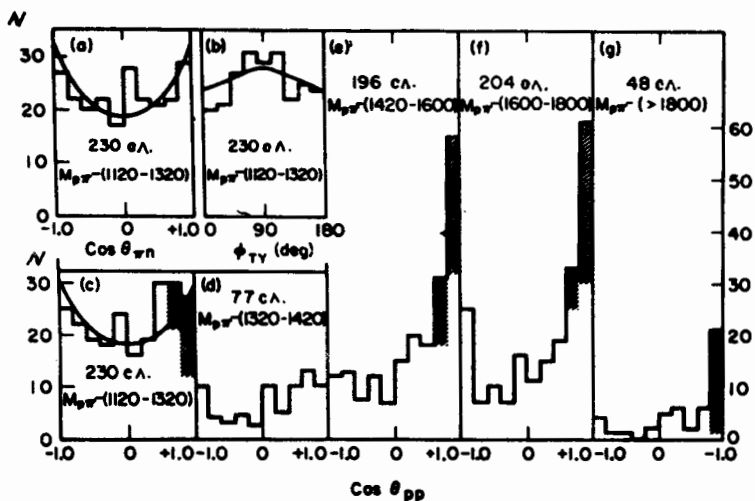


Рис. 9. Распределение по углам:
 (а) $\text{Cos } \theta_{pN}$ (в) ϕ_{TY} для случаев с $M_{p\pi^-}$ в области
 изобары N^* (1238) и (с-д) $\text{Cos } \theta_{pp}$ для случаев из различных
 интервалов $M_{p\pi^-}$.

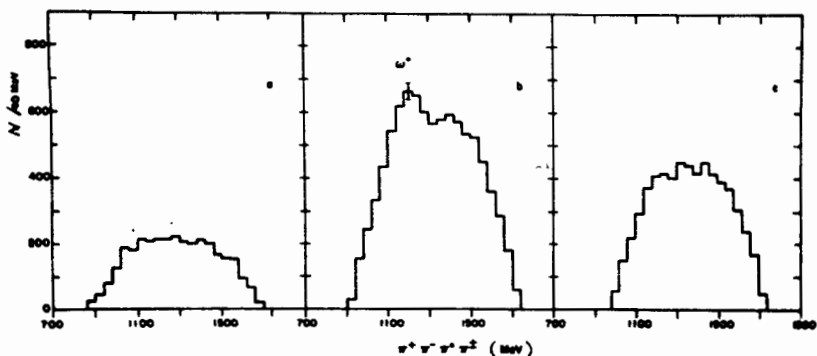


Рис. 10. Гистограммы эффективных масс $M_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+}$
 (а,с) из контрольных областей;
 (в) из области В-мезона.