

К-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 3387

Х.М. Каназирски, А.М. Моисеев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСОВ  
ИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС  
ЧАСТИЦ ОТ ИХ РАСПАДА

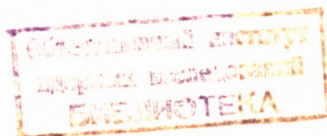
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

5210/2 м.

Х.М. Каназирски, А.М. Моисеев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСОВ  
ИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС  
ЧАСТИЦ ОТ ИХ РАСПАДА



1. Одной из важных проблем, возникающих при исследовании резонансов, является точное определение для них таких параметров как масса и ширина, а также сечение рождения. В том случае, если резонансы проявляются как "пики" в распределениях эффективных масс некоторых комбинаций частиц конечного состояния, оценки их параметров, как известно, можно получить при достаточно большой статистике непосредственно из анализа этих распределений.

Однако даже при условии высокого разрешения экспериментальной аппаратуры оценки параметров резонансов, найденные таким образом, не всегда являются достоверными и неизбежно зависят от ряда дополнительных предположений. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Распределение по эффективной массе какой-либо комбинации частиц  $\tau$  из конечного состояния какой-либо реакции является дифференциальным сечением  $\frac{d\sigma}{dM^2}$  этой реакции по полной энергии данной комбинации частиц в системе ее покоя, и форма "пика" в сечении  $\frac{d\sigma}{dM^2}$ , соответствующего промежуточному резонансному состоянию  $R$ , зависит не только от ширины и массы резонанса  $R$ , но и от его спина, четности и механизма его образования. Поэтому для нахождения несмещенных оценок параметров резонанса в общем случае нужно знать его спин и четность и уметь аналитически описать динамику его рождения. В настоящее время последнее можно сделать только в рамках определенных упрощенных моделей.

Ход сечения  $\frac{d\sigma}{dM^2}$  был рассмотрен в ряде работ /1,2,3/, в которых в некоторых приближениях были получены аналитические выражения для плотности распределения двухчастичных эффективных масс в области "пика" для различных реакций (без учета влияния нерезонансного фона).

Борде и Жуве <sup>/3/</sup> исследовали в полюсном приближении процесс рождения векторного мезона  $K^*$  в реакции, описываемой диаграммой, изображенной на рис. 1, где  $K$  и  $\pi$  - псевдоскалярные мезоны и  $p$  - барион. После интегрирования по углам рождения и распада резонанса ими было получено следующее выражение для сечения этого процесса в системе покоя ( $K\pi$ )

$$d\sigma/dM^2 = \int d\rho^4 \sigma_{\text{стаб.}}(\vec{p}, M) \rho_{\text{рез.}}(M^2) I(M^2, \Delta^2),$$

где  $\sigma_{\text{стаб}}$  - сечение рождения резонанса как стабильной частицы с массой  $M_0$ ;

$$\rho_{\text{рез.}}(M^2) = \frac{1}{\pi} \frac{\Pi(M^2)}{(M^2 - M_0^2) + \Pi(M^2)} - \text{спектральная функция для про-}$$

пагатора резонанса  $K^*$  (полное выражение для  $\Pi(M^2)$  см. в работе <sup>/3/</sup>)

$$I(M^2, \Delta^2) = \frac{F^{(1)}(-M^2, \Delta^2)}{F^{(1)}(-M_0^2, \Delta^2)} - \text{поправочный коэффициент для области } M^2 \neq M_0^2,$$

$F^{(1)}(-M^2, \Delta^2)$  - формфактор в вершине (1) и

$\Delta$  - четырех-импульс обменной частицы.

В работе <sup>/4/</sup> Джексон привел это выражение для  $d\sigma/dM^2$  к виду:

$$d\sigma/dM^2 = d\sigma_{\text{стаб.}}(M) \left[ \frac{1}{\pi} \frac{M_0 \Gamma(M)}{(M^2 - M_0^2)^2 - \Gamma^2(M) M_0^2} \right], \quad (3)$$

где  $M_0$  - масса резонанса;

$\Gamma(M)$  - ширина резонанса, зависящая от констант связи частиц распада и спина резонанса.

Для двухчастичных распадов в теории возмущения получено следующее выражение <sup>/4/</sup> для  $\Gamma(M)$

$$\Gamma(M) = \Gamma_0 \left( \frac{q}{q_0} \right)^{2\ell+1} \frac{\rho(M)}{\rho(M_0)}, \quad (4)$$

где  $q$  - импульс частицы от распада резонанса в системе его покоя,  $\ell$  - спин резонанса,  $\Gamma_0$  - истинная "ширина" резонанса при  $M = M_0$  и  $q_0$  - импульс  $q$

при  $M = M_0$ ;  $\rho(M)$  — некоторая зависящая от спина резонанса функция, вид которой для двухчастичного распада может быть получен в теории возмущений или подобран эмпирически (см. работу <sup>4/</sup>). Если резонанс имеет не только двухчастичный, но и другие распады, формула (3) остается справедливой для каждого отдельного вида распада, причем  $\Gamma(M)$  должна быть посчитана как парциальная ширина для данного распада.

В выражении для сечения рождения резонанса как стабильной частицы с массой  $M_0$

$$d\sigma_{\text{стаб.}}(M) \approx \text{const} \left| \mathcal{M}_{\text{стаб.}}(M, W) \right|^2 F_R(M, W) \quad (5)$$

$F_R(M, W)$  — релятивистский фазовый объем промежуточного состояния, в котором резонанс рассматривается как стабильная частица с массой  $M_0$ . Этот фазовый объем может быть получен следующим образом. Пусть имеется  $n$  —частичное конечное состояние, описываемое релятивистским фазовым объемом

$$F_n(W) = \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2 \dots d^3 p_n}{(2\pi)^{3n} (2E_1) \dots (2E_n)} \delta(p_1 + p_2 + \dots + p_n - P) \quad (6)$$

и две какие-либо частицы этого состояния являются продуктами распада резонанса. Тогда фазовый объем для  $(n-1)$  —частичного состояния, в котором резонанс рассматривается как стабильная частица, запишется следующим образом

$$F_R(M, W) = 4\pi^2 \frac{M}{q} F_n(W), \quad (7)$$

где  $q$  — импульс частицы от распада резонанса в системе его покоя и  $M$  — масса резонанса.

Матричный элемент  $\mathcal{M}(M, W)$  в общем случае неизвестен. Для некоторых реакций его вид может быть получен на основе конкретных моделей <sup>2,5/</sup>.

Все предыдущие рассуждения относились к случаю, когда в промежуточном состоянии имеется один резонанс или несколько резонансов, имеющих одинаковый вид распада. Однако во многих случаях одно и то же конечное состояние может образовываться через различные промежуточные состояния, содержащие резонансы с разными видами распада.

В этом случае одномерные распределения эффективных масс частиц от распада каждого резонанса будут сильно искажены влиянием других резонансов, и поэтому для получения несмещенных оценок параметров резонансов нужно изучать уже многомерные распределения.

Рассмотрим подробнее случай, когда трехчастичное конечное состояние  $(m_1, m_2, m_3)$  может образовываться через два различных квазидвухчастичных промежуточных состояния  $R_0 + m_j$ . Так как резонансы  $R_0$  могут интерферировать, сечение образования трехчастичного состояния нужно брать пропорциональным квадрату суммы амплитуд промежуточных состояний <sup>/6,7/</sup>.

$$\frac{d^2 \sigma(M_1^2, M_2^2)}{dM_1^2 dM_2^2} = f(W) \left[ \alpha_1 F_1(\vec{p}_1, \vec{p}'_1, \vec{q}_1, W) \frac{\sin \delta_1}{[\Gamma_1(M_1) M_{01}]^{1/2}} e^{i\Delta_1} + \alpha_2 F_2(\vec{p}_2, \vec{p}'_2, \vec{q}_2, W) \frac{\sin \delta_2}{[\Gamma_2(M_2) M_{02}]^{1/2}} e^{i\Delta_2} \right], \quad (8)$$

где

$$\frac{\sin \delta_0}{[\Gamma_0 M_{00}]^{1/2}} e^{-i\delta_0} = (\sigma_{\text{рез.}})^{1/2}$$

$$\delta_0 = \arctg \frac{\Gamma_0(M_0) M_{00}}{M_0^2 - M_{00}^2}, \quad \Delta_0 = \phi_0 - \delta_0,$$

$\alpha_0 F_0(\vec{p}, \vec{p}', \vec{q}, W) e^{i\phi_0}$  — некоторая функция, учитывающая механизм рождения резонанса  $R_0$ , в которой  $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$  — импульсы одной из первичных частиц до и после взаимодействия,  $\vec{q}$  — импульс частицы от распада резонанса в его системе покоя.

Введение подобной функции вызвано тем обстоятельством, что в случае двумерного распределения эффективных масс (далее будет везде подразумеваться диаграмма Далитца) плотность распределения на диаграмме с осями  $M_1^2$  vs  $M_2^2$ ,  $D(M_1^2, M_2^2)$  резонанса  $R_0$ , проявляющегося в эффективной массе  $M_1$ , может иметь зависимость и от  $M_2$ , поэтому сечение рождения  $R_0$  нельзя уже усреднять по всем переменным, кроме  $M_1$ .

Основной характер зависимости плотности распределения резонанса  $R_0$  от  $M_2$  можно пояснить следующим образом.

Известно, что для трехчастичного конечного состояния существует связь между квадратом эффективной массы одной пары частиц, например,  $M_{2,3}^2 = M_2^2$  и угловым распределением  $I(\theta^*)$  одной из частиц другой пары (например,  $m_1, m_2$ ) в системе ее покоя относительно направления  $M_{1,2} = M_1$  в с.ц.м. Эта зависимость имеет вид <sup>/8/</sup>

$$M_{2,3}^2 = 2\gamma p_2^* (\beta E_3 + p_3) \cos \theta^* + m_2^2 + m_3^2 + 2\gamma E_2^* (E_3 + \beta p_3), \quad (9)$$

где 
$$\gamma = \frac{E_{12}}{M_{12}}, \quad \beta = \frac{p_{12}}{E_{12}}, \quad E_3 = \frac{W^2 + m_3^2 - M_{12}^2}{2W},$$

$E^*$  - полная энергия частицы  $\pi^+$  в системе покоя  $M_{1,2}$ ,  $\cos \theta^* = \frac{(\vec{p}_R \cdot \vec{q})}{|\vec{p}_R| |\vec{q}|}$

$\vec{p}_R$  - импульс  $M_{1,2}$  в с.ц.м.,  $\vec{q}$  - импульс частицы  $m_2$  в системе покоя  $M_{1,2}$ ,  $E_{1,2}$ ,  $p_{1,2}$  - энергия и импульс системы частиц (1,2) в с.ц.м.

Поэтому плотность распределения  $D(M_2^2)$  на диаграмме Далитца будет пропорциональна  $I(\theta^*)$ , которое изотропно только для резонансов со спином 0. Для получения точной зависимости  $\frac{d^2\sigma}{dM_1^2 dM_2^2}$  нужно знать амплитуду рождения

резонанса  $R_e$  в форме, учитывающей плотность заселенности подуровней с различными магнитными числами  $m_1$  относительно направления первичного пучка и дающей правильную зависимость дифференциального сечения по квадрату переданного импульса.

Поскольку точный вид таких амплитуд неизвестен, для учета зависимости  $D(M_1^2, M_2^2)$  от  $M_2$  пользуются некоторыми феноменологическими функциями. Например, можно записать в борновском приближении инвариантную амплитуду рождения резонансов с определенным спином и четностью (см., например, работу <sup>/9/</sup>), и в качестве  $F(\vec{p}, \vec{p}', \vec{q}, W)$  взять ту ее часть, которая наиболее существенно влияет на распределение по  $M_2^2$ , оставляя при этом зависимость от  $M_1^2$  в виде  $\frac{\sin \delta_e}{[\Gamma_e M_{0e}]^{1/2}} e^{-i\delta_e}$ . Например, Г. Гольдхабер и др. <sup>/9/</sup>, изучавшие рождение  $K_{890}^*$  и  $N_{1238}^*$  в реакциях  $K^+ p \rightarrow K_{890}^* p$ ,  $K^+ p \rightarrow N_{1238}^* K$ , взяли для амплитуды  $K_{890}^*$

$$F_{K^*}(\vec{p}, \vec{p}', \vec{q}, W) = (\vec{p} \times \vec{p}' \cdot \vec{q})$$

и для изобары  $N_{123}^*$  (на основании  $\rho$ -фотонной аналогии, предложенной Сакураи и Стодольским /5/)

$$F_{N^*}(\vec{p}, \vec{p}', \vec{q}, W) e^{i\phi_{N^*}} \approx (\vec{p} \times \vec{p}') (2\vec{q} + i\vec{\sigma} \times \vec{q}).$$

Нужно подчеркнуть, что правильное описание плотности двумерного распределения резонансов особенно существенно при изучении интерференционных эффектов.

Выражение (8) легко распространить на произвольное число резонансов, распадающихся на те пары частиц, квадраты эффективных масс которых отложены по осям диаграммы Далитца. Однако, если у исследуемого конечного 3-частичного состояния в промежуточном состоянии имеется резонанс, который распадается на другую пару частиц, то на диаграмме Далитца появится его "отражение", и полную плотность распределения событий на диаграмме Далитца уже нельзя описать выражением вида (8).

Такая ситуация осуществляется, например, в реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , когда любая двухчастичная комбинация является каналом распада одного из резонансов.

Аналитическое выражение для описания плотности распределения "отражения" резонанса можно получить следующим образом.

Известно, что в трехчастичном конечном состоянии все три двухчастичные эффективные массы  $M_{1j}$  связаны соотношением

$$M_{1,2}^2 + M_{2,3}^2 + M_{1,3}^2 = W^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2, \quad (9)$$

где  $W$  - полная энергия в с.ц.м. и  $m_i$  - массы частиц в конечном состоянии. Запишем этот соотношение сокращенно как

$$M_{1,3}^2 = C - (M_{1,2}^2 + M_{2,3}^2).$$

Пусть по осям диаграммы Далитца отложены квадраты эффективных масс  $M_{1,2}^2 \equiv M_1^2$ , и  $M_{2,3}^2 \equiv M_2^2$ . Тогда плотность распределения резонанса  $R_3 \rightarrow m_1 + m_3$ , не интерферирующего с другими резонансами, будет описываться на этой диаграмме выражением:

$$\frac{d^2 \rho_3(M_1^2, M_2^2)}{dM_1^2 dM_2^2} = d\sigma_{\text{ст}} \frac{M_{0,3} \Gamma_3'(M_1, M_2)}{[C - M_1^2 - M_2^2 - M_{0,3}^2]^2 + [\Gamma_3'(M_1, M_2) M_{0,3}]^2}. \quad (10)$$



Выражение (10) примет особенно простую форму в случае  $\Gamma_j' = \text{const}$ .

Практически оценки параметров резонансов находятся с помощью метода максимального правдоподобия при аппроксимации экспериментального распределения одним из приведенных выше выражений. Действительно, для случая двумерного распределения эффективных масс отнормированное соответствующим образом сечение

$$\frac{d^2 \sigma(M_1^2, M_2^2, \beta_1)}{N} = W(M_1^2, M_2^2, \beta_1) dM_1^2 dM_2^2,$$

где  $\beta_1$  - массы, ширины и относительное содержание резонансов, дает вероятность попадания события в элемент  $dM_1^2 dM_2^2$  при данных значениях параметров  $\beta_1$ . Поэтому, согласно методу максимального правдоподобия, лучшими оценками истинных значений параметров будут те их значения, при которых функция правдоподобия

$$L(\beta_1) = \prod_j \rho_j W_j(M_1^2, M_2^2, \beta_1) \quad (11)$$

(где  $\rho_j$  - вес событий) достигает максимума.

В выражении (11) произведение берется по всем событиям, эффективные массы которых  $M_1$ ,  $M_2$  лежат в заданной области. В частности, для трехчастичного конечного состояния берется произведение  $\prod_j \rho_j W_j$  всех событий, квадраты эффективных масс которых будут лежать внутри контура на диаграмме Далитца.

Реально обычно отыскивается не максимум  $L(\beta_1)$ , а минимум функции

$$V(\beta_1) = \sqrt{-2 \ln L(\beta_1)} = \sqrt{-2 \sum_j \ln[\rho_j W_j(M_1^2, M_2^2, \beta_1)]}, \quad (11a)$$

так как в этом случае можно использовать стандартные методы нахождения минимума функции.

Изложенный выше способ нахождения оценок параметров резонансов был использован авторами при написании программы для анализа трехчастичного конечного состояния реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$  (программа "РЕП").

Плотность распределения эффективных масс на диаграмме Далитца с осями  $M_1^2 \equiv M^2$  и  $M_2^2 \equiv M^2$  была аппроксимирована выражением:

$$W(\beta_1, \beta_2, \beta_3) dM_1^2 dM_2^2 = \left\{ \frac{1 - \beta_1 - \beta_2 - \beta_3}{N_1} + \frac{\beta_1 F_1^2}{N_2(\beta_4 \beta_5)} BW_1(\beta_4, \beta_5, M_1^2) + \frac{\beta_2 F_2^2}{N_3(\beta_6 \beta_7)} BW_2(\beta_6, \beta_7, M_2^2) + \frac{\beta_3 F_3^2}{N_4(\beta_8 \beta_9)} BW_3(\beta_8, \beta_9, M_1^2, M_2^2) \right\} dM_1^2 dM_2^2,$$

где  $N_1 = \iint dM_1^2 dM_2^2$ ;  $N_2 = \iint BW_1(\beta_4, \beta_5, M_1^2) dM_1^2 dM_2^2$ ;  $N_3 = \iint BW_2(\beta_6, \beta_7, M_2^2) dM_1^2 dM_2^2$ ;  $N_4 = \iint BW_3(\beta_8, \beta_9, M_1^2, M_2^2) dM_1^2 dM_2^2$ ; (12)

учитывающим образование  $\rho^+(M_1)$ -мезона, изобары  $N_{3/2, 3/2}^{++}(M_2)$ , отражения изобары  $N_{3/2, 3/2}^+(M_3)$  и нерезонансного фона.

В выражении (12)  $\beta_1, \beta_2$  и  $\beta_3$  - относительные содержания резонансов;  $\beta_4, \beta_5$  - масса и ширина  $\rho^+$ ;  $\beta_6, \beta_7$  - масса и ширина  $N_{3/2, 3/2}^{++}$ ;  $\beta_8, \beta_9$  - масса и ширина  $N_{3/2, 3/2}^+$ ;  $BW_{1,2}(\beta_1, \beta_2, M_1^2)$  - выражение вида (3) и  $BW_3(\beta_8, \beta_9, M_1^2, M_2^2)$  - выражение вида (10).

В функции (12) не учитывается интерференция между резонансами  $\rho^+$  и  $N_{3/2, 3/2}^{++}$ , поскольку есть основания полагать, что вклад этого эффекта должен быть весьма мал [9].

При выводе выражения (12) было также сделано предположение, что резонансы  $\rho^+$  и  $N_{3/2, 3/2}^{++}$  не интерферируют с нерезонансным фоном. Для учета такой интерференции нужно использовать разложение по парциальным волнам, которое будет содержать большое число неизвестных параметров. В рассматриваемом случае такой подход практически невыполним.

Поскольку при анализе экспериментального распределения событий по эффективным массам обычно требуется а) точно определить положение и экспериментальные ширины наблюдаемых "пиков" и б) найти оценки "истинных" значений масс, ширины и процентного содержания резонансов, было написано 2 варианта программы "РЕП".

В первом варианте было взято  $\Gamma_1 = \text{const}$ ,  $F_1 = 1$ ,  $W_3 = 0$ , т.е. распределение события на диаграмме Далитца аппроксимировалось простыми выражениями  $\frac{\Gamma_1 M_{01}}{(M_1^2 - M_{01}^2) + (\Gamma_1 M_{01}^2)}$  плюс изотропный нерезонансный фон.

Во втором варианте для  $\Gamma_{1,2}(M)$  использовалось выражение (4). При этом для  $\rho^+$ -мезона было взято  $\rho_{\rho^+}(M_1) = M_1$  и для изобары  $\rho_{N^+, \Delta^+}(N) = \frac{(M_2 + m_p)^2 - m_\pi^2}{\pi}$ . Проведенный Джексоном анализ <sup>/4/</sup> показал, что учет функции  $F_1^{M^2}$  особенно существенен для резонансов, масса которых лежит близко к "порогу" их распада, т.е.  $m_1 + m_2$ , где  $m_{1,2}$  - массы частиц распада, поскольку для таких резонансов экспериментальное положение пика оказывается существенно сдвинутым в область  $M < M_0$ , и  $\Gamma_{\text{эксп}} < \Gamma_0$ . Поскольку масса  $\rho$ -мезона лежит значительно выше порога, при расчетах было положено  $F_1 = 1$ . Для изобары функция  $F_2$  была взята равной  $\rho_{\pi^0}$ , так как такую зависимость имеет матричный элемент в модели Сакураи-Стодольского. Такая простая форма  $F_2$  была выбрана, во-первых, из-за ограниченной памяти БЭСМ-3М, и, во-вторых, потому, что, как показал Джексон <sup>/4/</sup>, введение такой зависимости часто оказывается достаточным для правильного определения  $M_0$  изобары  $N_{3/2, 3/2}^{++}$ . Для "отражения"  $N_{3/2, 3/2}^{++}$  было взято  $F_3 = 1$ ,  $\Gamma = \text{const}$ . Для минимизации функции  $V(M_1, M_2, \beta_1)$  использовалась стандартная программа СП-123, измененная для случая функции правдоподобия И.Н. Силиным.

Работа программы была проверена на искусственных событиях, сгенерированных с помощью программы "Форс" <sup>/11/</sup>. Результаты обчета генерированных событий приведены в таблице 1.

Первый вариант программы "РЕП" был использован для анализа предварительных данных по реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$  <sup>/10/</sup>.

В случае необходимости программа "РЕП" может быть легко расширена на большее количество резонансов.

В заключение авторы благодарят И.Н. Силина, И.М. Граменицкого и Г.И. Копылова за помощь в работе и неоднократные обсуждения работы, а также В. Комолову за моделирование событий.

Т а б л и ц а 1

	Заданные значения параметров	Подогнанные значения параметров
$\beta_1$ (%)	37,7	37,1 $\pm$ 3,2
$\beta_2$ (%)	25,2	27,7 $\pm$ 2,5
$\beta_3$ (%)	12,6	13,4 $\pm$ 2,0
$\beta_4$ (Гэв)	0,768	0,767 $\pm$ 0,005
$\beta_5$ (Гэв)	0,120	0,101 $\pm$ 0,014
$\beta_6$ (Гэв)	1,238	1,244 $\pm$ 0,007
$\beta_7$ (Гэв)	0,120	0,109 $\pm$ 0,028
$\beta_8$ (Гэв)	1,238	1,240 $\pm$ 0,006
$\beta_9$ (Гэв)	0,120	0,077 $\pm$ 0,018

## Л и т е р а т у р а

1. S.Lindenbaum, R.Sternheimer. Phys.Rev., 105,1874 (1957).
2. S.M.Abillon. C.R.Acad. Sci. Paris, 257,1011 (1963).
3. G.Bordes, B.Jouvet. C.R.Acad.Sci.,Paris, 257,1007 (1963).
4. J.D.Jackson. Nuovo Cim., v.34, 1645 (1964),.
5. Leo Stodolsky, J.J.Sacurai. Phys.Rev.Lett., v.11,90 (1963).
6. S.Bergia et al. Nuovo Cim., 16, 1078 (1965).
7. J.M.Perrau. Частное сообщение.
8. O.Czyzewski. "Ecole internationale de la physique des particules elementaires", Herceg-Novvi, 1965.
9. G.Goldhaber et al. Phys.Rev.Lett., 17, 934 (1966).
10. П.Ангелов и др. Препринт ОИЯИ, Р1-2997 (1966).
11. В.Е.Комолова, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ Р-2027 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1967 года

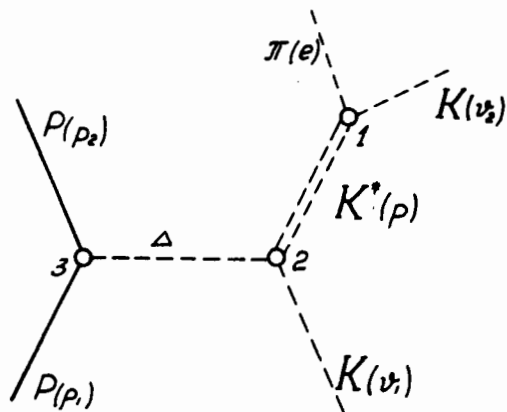


Рис. 1. Диаграмма рождения резонанса при одночастичном обмене.

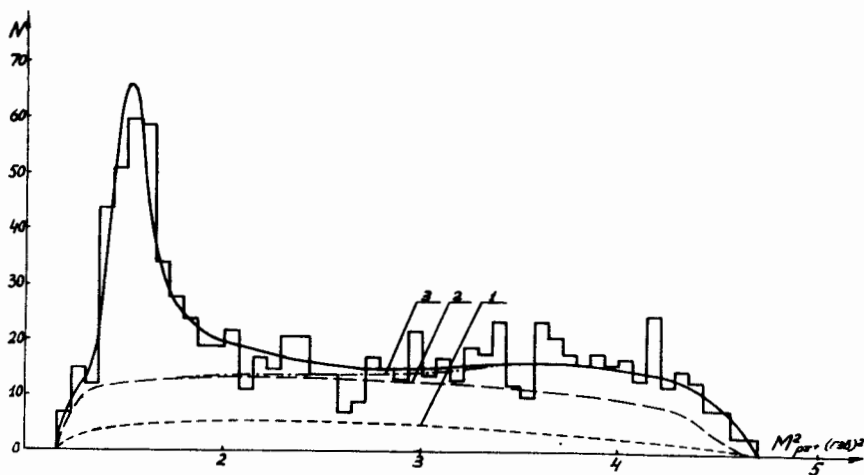


Рис. 2. Распределение генерированных событий по  $M^2$ . Кривой (1) обозначен вклад фазового объема, кривой (2) - вклад фазового объема и изобары  $N^{*++}_{3/2,3/2}$ , кривой (3) - вклад фазового объема, изобары

$N^{*++}_{3/2,3/2}$  и отражения изобары  $N^{*++}_{3/2,3/2}$ .

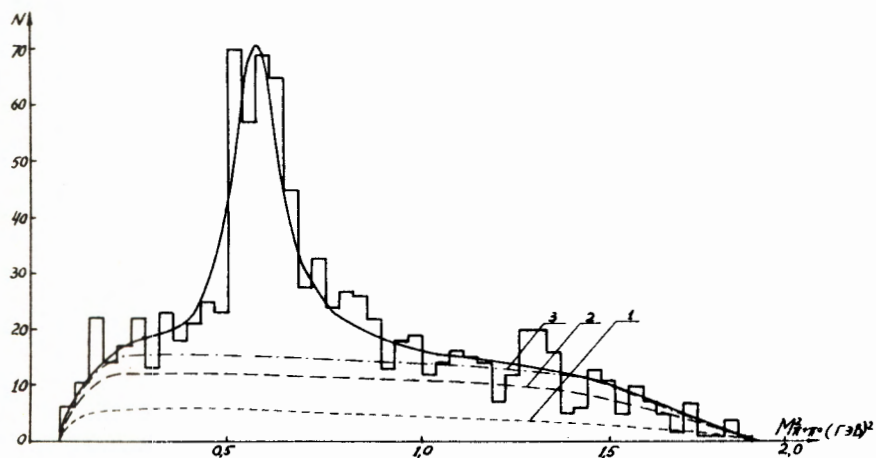


Рис. 3. Распределение генерированных событий по  $M_{\pi^+\pi^-}^2$ . Кривой (1) обозначен вклад фазового объема, кривой (2) — вклад фазового объема и  $\rho$ -мезона, кривой (3) — вклад фазового объема,  $\rho$ -мезона и отражения изобары  $N^{*+}$ .