

Рис. 31 Энергетика распада нейтрона

3.2. Предельные параметры и области существования решений

3.2.1 Определение функций конечных состояний

На примере пиона был рассмотрен случай распада на две частицы, одна из которых, нейтрино, обладала нулевой массой ($m_2=0$). Теперь следует рассмотреть поведение энергетических векторов в таких реакциях в общем случае, при любых массах исходной и конечной частиц, для чего проведем операцию нормирования. Она заключается в том, что энергии всех векторов делятся на энергию исходной частицы, а это позволит оценивать поведение любых частиц по единому критерию. В данном разделе, в этом смысле, под пионом и мюоном подразумеваются любые частицы

Выполним построение (рис. 32): кривая u имеет радиус m , равный массе пиона; полуокружность u_1 имеет радиус $0.5m$, прямая u_7 проведена через начало координат под углом φ , пересекая u_1 в точке a , выбранной в качестве центра окружности u_3 с радиусом $af=ab$. Окружность u_5 имеет диаметром отрезок $0a$. Прямая u_2 соединяет начало координат с точкой b пересечения кривых u_5 , u_3 . Из точки b опущен перпендикуляр u_4 в точку e . Прямоугольный треугольник oba опирается на диаметр oa , поэтому $ob^2+ab^2=oa^2$. Поскольку $m-ab=oa$, то $ab=(m^2-ob^2)(2m)^{-1}$, что соответствует известному соотношению между массой пиона m , энергией нейтрино $ab=af=v$

и массой покоя мюона $ob=\mu$. Из точки f опущен перпендикуляр fg , и радиусом og проведена кривая $u1$. Решая совместно уравнения $u1=y1$, получим координаты x_a и y_a точки a :

$$y1(x) = \sqrt{(1-x) \cdot x}, \quad og = oa = m \cdot \cos(\varphi), \quad u1(x) = \sqrt{(m \cdot \cos(\varphi))^2 - x^2},$$

$$x_a = m \cdot \cos(\varphi)^2, \quad y_a = m \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\varphi).$$

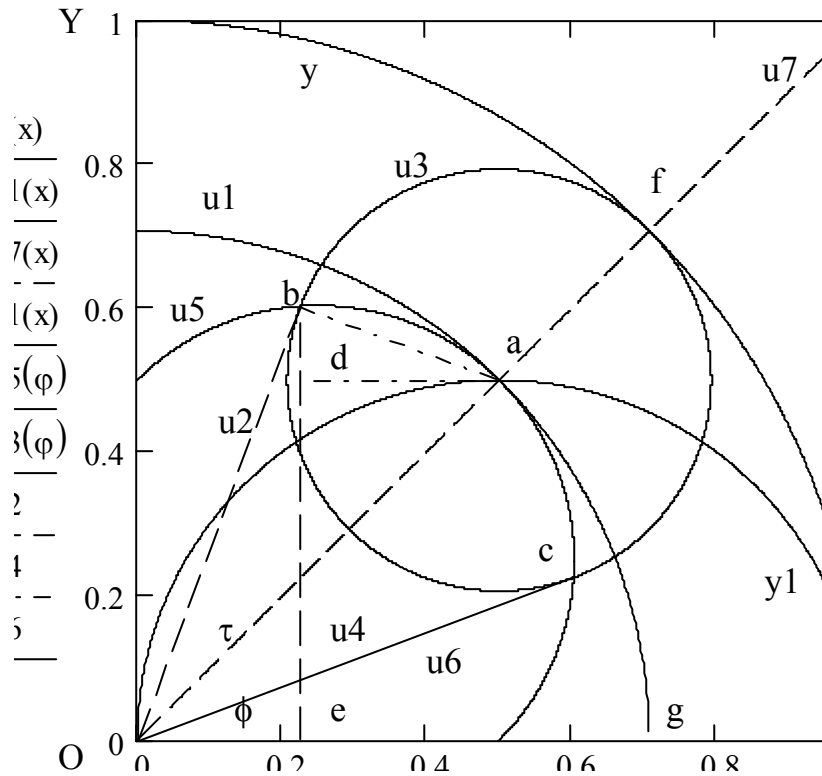


Рис. 32 Построение кривых конечных состояний ($m1=0$)

Пусть горизонталь ad пересекает вертикаль be в точке d , а

$$\angle aob = \tau = \angle dab,$$

поэтому Δobe и Δdab подобны. Тогда имеем: $\frac{v}{ad} = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 - (v - ad)^2}},$

$$ad^2(\mu^2 + v^2) - 2 \cdot x_a \cdot v^2 \cdot ad - v^2 \cdot (\mu^2 - x_a^2) = 0, \mu^2 + v^2 = m^2 \cdot \cos(\varphi)^2,$$

$$\mu^2 + v^2 = m^2 \cdot \cos(\varphi)^2, \mu^2 = oa^2 - v^2 = (m \cdot \cos(\varphi))^2 - (m(1 - \cos(\varphi)))^2.$$

Обозначим $a = \cos(j)$, тогда получим: $x_a = m \cdot a^2$, $y_a = m \cdot a \cdot \sqrt{1 - a^2}$,

$$\mu^2 - x_a^2 = m^2 \cdot (2 \cdot \cos(\varphi) - 1 - \cos(\varphi)^4) = m^2 \cdot (2 \cdot a - 1 - a^4), v = m(1 - a),$$

$\mu^2 = m^2 \cdot (2 \cdot a - 1)$. Поскольку Δobe и Δdab подобны, получим:

$$\frac{v}{ad} = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 - (x_a - ad)^2}}, \quad ad^2 - \frac{2 \cdot x_a \cdot ad \cdot v^2}{m^2 \cdot a^2} - \frac{v^2 \cdot (\mu^2 - x_a^2)}{m^2 \cdot a^2} = 0,$$

$$ad^2 - \frac{2 \cdot ad \cdot v^2}{m} - \frac{v^2 \cdot (2 \cdot a - 1 - a^4)}{a^2} = 0, \quad ad = (1 - a)^2 + \frac{1 - a}{a} \cdot \sqrt{2a - 1} \cdot \sqrt{1 - a^2}. \quad \text{Тогда}$$

абсцисса oe точки b будет равна:

$$oe(a) = xb(a) = x_a - ad = m \left(2 \cdot a - 1 - \sqrt{2a - 1} \cdot \sqrt{1 - a^2} \frac{1 - a}{a} \right), \quad (46)$$

$$a = \sqrt{\frac{x_a}{m}} = \cos(\varphi), d = \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1}, oe(\varphi) = xb(\varphi) = m \cdot [d^2 - d \cdot (\tan(\varphi) - \sin(\varphi))].$$

Аналогично получим для ординаты be точки b : $be = de + bd = y_a + bd$,

$$\frac{v}{bd} = \frac{\mu}{oe}, bd = oe \cdot \frac{1 - a}{\sqrt{2a - 1}}, be(a) = yb(a) = m \cdot \left[\frac{2a - 1}{a} \sqrt{1 - a^2} + \sqrt{2a - 1} (1 - a) \right],$$

$$yb(\varphi) = m \cdot [2 \sin(\varphi) + \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} (1 - \cos(\varphi)) - \tan(\varphi)]. \quad (47)$$

Полученная система уравнений задает положение точки b , то есть координаты x_b, y_b энергии мюона после его остановки в результате торможения при параметре x_a как независимой переменной, а уравнения (46-47) - при параметре j . Аналогично для координат x_c, y_c точки c для случая распада пиона вниз: $x_c = x_a + bd$, $y_c = y_a - ad$,

$$x_c(a) = m \sqrt{2 \cdot a - 1} \left[\sqrt{2 \cdot a - 1} + \frac{\sqrt{1 - a^2}}{a} (1 - a) \right], \quad (48)$$

$$x_c(\varphi) = m \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} \left[\sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} + \tan(\varphi) (1 - \cos(\varphi)) \right], \quad (49)$$

$$y_c(a) = m \cdot \sqrt{2 \cdot a - 1} \left(\sqrt{2 \cdot a - 1} \cdot \frac{\sqrt{1 - a^2}}{a} - 1 + a \right), \quad (50)$$

$$y_c(\varphi) = m \cdot \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} (\sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} \cdot \tan(\varphi) - 1 + \cos(\varphi)). \quad (51)$$

Для удобства переименуем функции (46-51) и построим соответствующие графики, для чего определим диапазон значений переменных и запишем новую систему уравнений:

$$a(x) = \sqrt{x \cdot m^{-1}}, x_{14}(x) = m \cdot \left(2 \cdot a(x) - 1 - \sqrt{2a(x) - 1} \cdot \sqrt{1 - a(x)^2} \frac{1 - a(x)}{a(x)} \right),$$

$$y_{14}(x) = m \cdot \left[\frac{2a(x) - 1}{a(x)} \sqrt{1 - a(x)^2} + \sqrt{2a(x) - 1} (1 - a(x)) \right],$$

$$x_{16}(\varphi) = m \cdot \left[2 \cdot \cos(\varphi) - 1 - \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} \cdot (\tan(\varphi) - \sin(\varphi)) \right],$$

$$y_{16}(\varphi) = m \cdot \left[2 \sin(\varphi) + \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} (1 - \cos(\varphi)) - \tan(\varphi) \right],$$

$$x_{15}(x) = m \sqrt{2 \cdot a(x) - 1} \left[\sqrt{2 \cdot a(x) - 1} + \frac{\sqrt{1 - a(x)^2}}{a(x)} (1 - a(x)) \right],$$

$$y_{15}(x) = m \cdot \sqrt{2 \cdot a(x) - 1} \left(\sqrt{2 \cdot a(x) - 1} \cdot \frac{\sqrt{1 - a(x)^2}}{a(x)} - 1 + a(x) \right),$$

$$x_{17}(\varphi) = m \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} \left[\sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} + \tan(\varphi) (1 - \cos(\varphi)) \right],$$

$$y_{17}(\varphi) = m \cdot \sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} (\sqrt{2 \cdot \cos(\varphi) - 1} \cdot \tan(\varphi) - 1 + \cos(\varphi)),$$

$$F_2(x) = \frac{\frac{d}{dx} y_{15}(x)}{\frac{d}{dx} x_{15}(x)}, F(x) = \frac{\frac{d}{dx} y_{14}(x)}{\frac{d}{dx} x_{14}(x)}, F_1(x) = \frac{d}{dx} y_{14}(x), F_3(x) = \frac{d}{dx} y_{15}(x).$$

На рис.33 дан график функций, где $F_1(x)$ равна:

$$\frac{1}{2} \frac{\left[\sqrt{2 \cdot x^{0.5} - 1} - 2 \cdot x^{\left(\frac{3}{2}\right)} \cdot \sqrt{2 \cdot x^{0.5} - 1} + 2 \cdot x \cdot \sqrt{1 - x} - 3 \cdot x^{\left(\frac{3}{2}\right)} \cdot \sqrt{1 - x} \right]}{\left[x^{\left(\frac{3}{2}\right)} \cdot \sqrt{1 - x} \cdot \sqrt{2 \cdot x^{0.5} - 1} \right]}$$

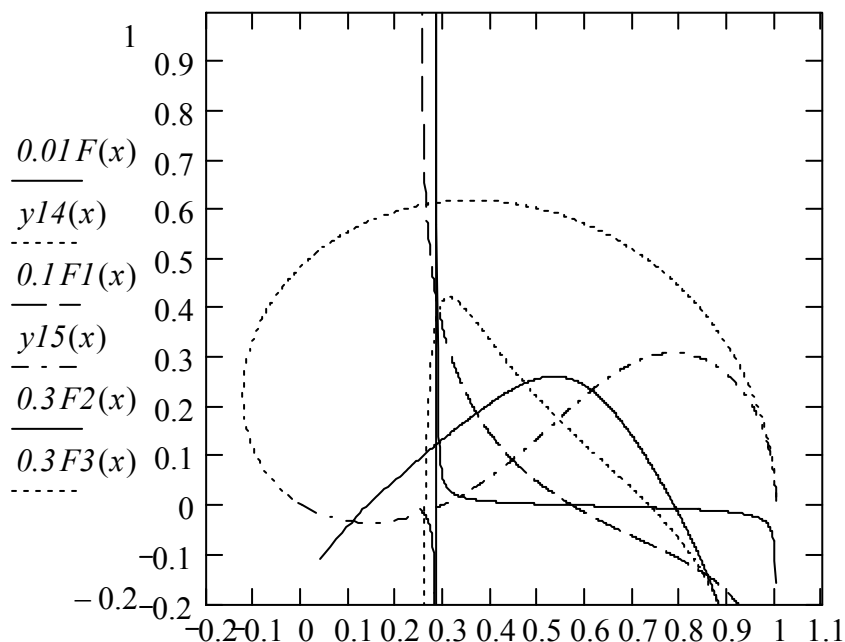


Рис. 33 Кривые конечных состояний и их производные

Найдем корни следующего уравнения и координаты экстремумов:

0.57020035	0.617905008	0.358365226
0.73299431	0.551312193	0.639027861
0.26034219	0.104591555	0.097649279
x	y14	x14

Поскольку необходимо найти максимум параметрически заданной функции, приравниваем нулю производную $F(x)$ и получаем значения корня:

$$F(x_{\max}) = 0, \quad x_{\max} = 0.57020035, \quad y14(x_{\max}) = 0.617905,$$

$$x14(x_{\max}) = 0.358365226, \quad y14(x14(x_{\max})) = 0.617905 = 0.9998\Phi.$$

Функция $y14(x14(x))$ имеет максимум $y14(0.3583) = 0.617905$ при $x = 0.57020035$; нуль при $x=1$, разрыв при $x=0$, вертикальные касательные при $x = 0.2837563$ и $x14(0.283763) = -0.124457798$, $y14(0.2837563) = 0.223351452$; также при $x=1$.

Аналогично для функции y_{15} с обратным знаком, симметричную относительно оси абсцисс: $F_3(x) = 0$ solve x

.73299431	0.308500702	0.785575622
.57020035	0.268061238	0.662099243
.26034219	-0.03556880	0.138598829
x	y_{15}	x_{15}

Подобным образом получим для функции $y_{15}(x_{15}(x))$: максимум

$$F_2(x_{\max}) = 0, x_{\max} = 0.7329943, y_{15}(x_{\max}) = 0.3085007,$$

$$x_{15}(0.7329943) = 0.785575 = 0.99927\sqrt{\Phi}; \text{ минимум } F_2(x_{\min}) = 0,$$

$$x_{\min} = 0.260342, y_{15}(x_{\min}) = -0.035568, x_{15}(x_{\min}) = 0.138598;$$

нули при $x = 0, x = 1, x = 0.2955977 = x_{15}(x)$; перегиб при $x = 0.42966$,

$$x_{15}(0.4297) = 0.532360, y_{15}(0.4297) = 0.1662008 : x_1 = 1, x_2 = 0.25, x_3 = w$$

$$w = \frac{1}{4} \cdot \left[1 + \left[\frac{1}{3} \cdot (26 + 6\sqrt{33}) \left(\frac{1}{3}\right) - \frac{8}{\left[3 \cdot (26 + 6\sqrt{33}) \left(\frac{1}{3}\right) \right]} - \frac{1}{3} \right]^2 \right]^2.$$

Корни уравнения $x_{14}(x) = 0$ равны: $x := \begin{bmatrix} 0.25 \\ 0.25 \cdot (\sqrt{5} - 1)^2 \\ 0.25 \cdot (-1 - \sqrt{5})^2 \end{bmatrix}$ Здесь

$$y_{14}(0.25) = 0, \frac{(\sqrt{5} - 1)^2}{4} = 0.381966 = \Phi^2, \frac{(-1 - \sqrt{5})^2}{4} = 2.618034 = 2 + \Phi,$$

$$y_{14}(0.381966011) = 0.4858683 = \Phi^{1.5}.$$

Решив уравнение $x_{14}(x)=x$, получим $x=1$; при $x_{15}(x)=0$, $x=0.25$; при $x_{15}(x)=0$,

$$x_2 = \frac{1}{4} \cdot \left[1 + \left[\frac{1}{3} \cdot (26 + 6 \cdot \sqrt{33}) \left(\frac{1}{3} \right) - \frac{8}{\left[3 \cdot (26 + 6 \cdot \sqrt{33}) \left(\frac{1}{3} \right) \right]} - \frac{1}{3} \right]^2 \right]^2$$

$$x_1=1, x_2=0.295597, y_{14}(0.295597743) = 0.269769,$$

$$x_{14}(0.295597743) = -0.1208417.$$

Ниже приведены графики этих функций с заменой угла ϕ на ϕ_1 в полном диапазоне изменений (рис. 34). Для параметрически заданной функции целесообразно представить изображение каждой из ее компонент в отдельности в полярных координатах. Как видно на рис. 34, максимум функции y_{14} равен Φ .

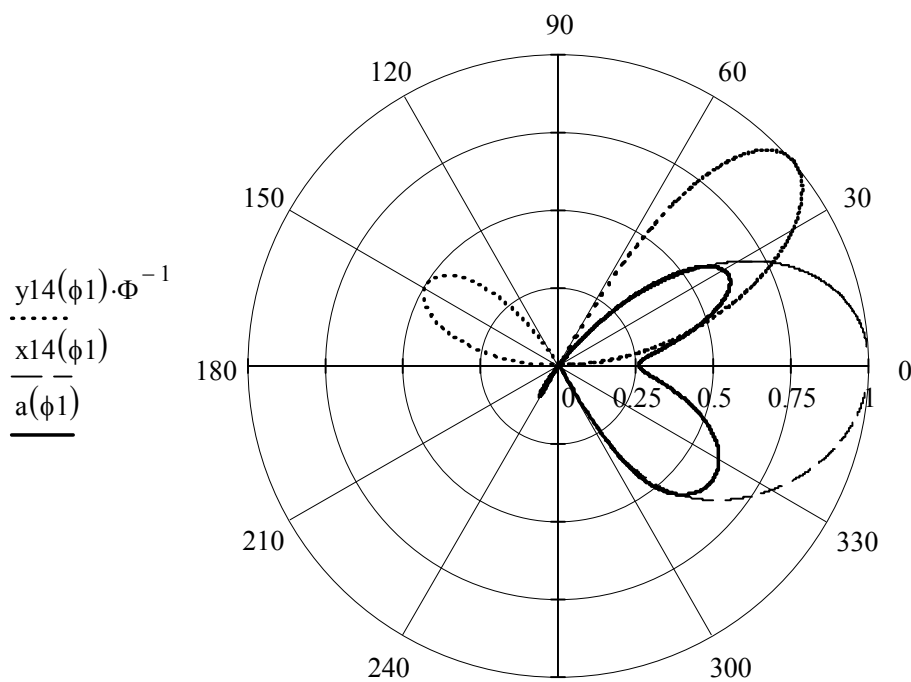


Рис. 34 Функции конечных состояний при $m_2=0$ в полярных координатах

Схема распада на две частицы (приведена на рис. 35) предусматривает два направления, через точки 5, 6 или 5а, 6а. Введем обозначения: m – масса исходной частицы (0-4); e_1 – энергия первого фрагмента (0-3); e_2 – энергия второго фрагмента (3-4); m_1 – масса первого конечного продукта (0-6, 0-6а); m_2 – масса второго конечного продукта (4-5, 4-5а); p – импульс конечных

продуктов (3-5, 3-5а, 3-6, 3-6а); e_3 – импульсная энергия (3-1); e_4 – ЭК для e_1 ; e_5 – ЭК для e_3 ; e_6 – СК для e_1 и e_3 ; τ_1 – углы 3-0-6а и 3-0-6 между e_1 и m_1 ; ψ_{1a} – угол 6а-0-1, фаза m_1 в нижнем положении; $\zeta = \tau_1 + \psi_{1a}$ – начальная фаза частицы, угол 4-0-1; $\psi_1 = \zeta + \tau_1$ – угол 6-0-3, фаза m_1 в

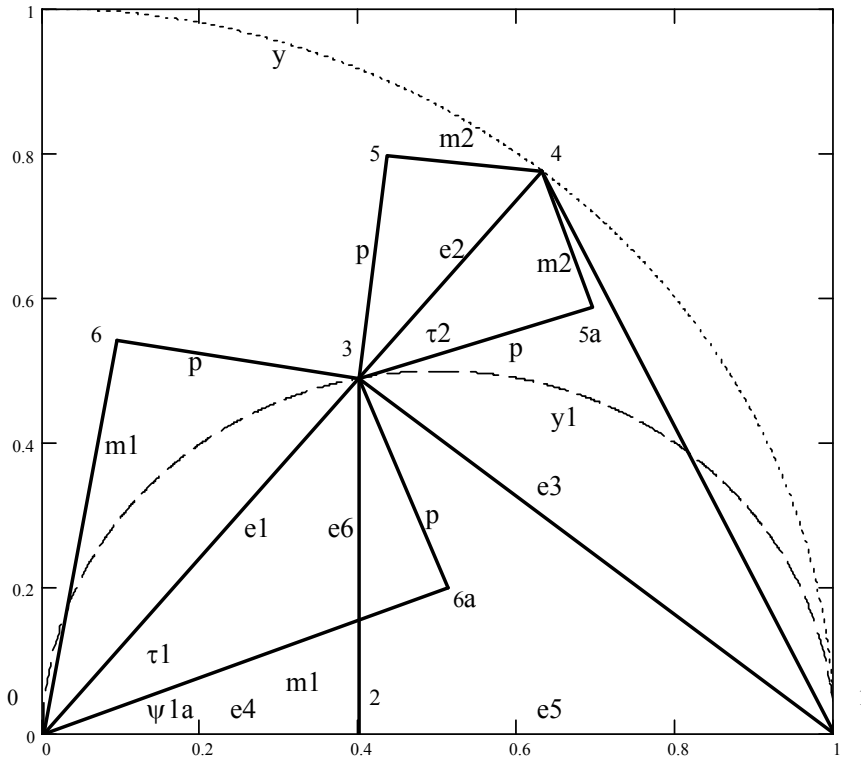


Рис. 35 Схема двухчастичного распада в обе стороны

в верхнем положении; $\zeta_1 = 0.5\pi - \zeta$ – дополнительный угол 3-1-0; τ_2 – углы 4-3-5 и 4-3-5а между e_2 и p ; $\psi_{2a} = \zeta - \tau_2$ – угол 4-3-5а, фаза p в нижнем положении; $e_7 = m - e_3$; $\psi_2 = \zeta + \tau_2$ – угол 4-3-5.

Используя известные релятивистские соотношения [75, 76]

$$p = \left[\left[m^2 - (m_1 + m_2)^2 \right] \cdot \left[m^2 - (m_1 - m_2)^2 \right] \right]^{0.5} \cdot 0.5 \cdot m^{-1} ,$$

$$e_1 = (m^2 - m_2^2 + m_1^2) \cdot 0.5 \cdot m^{-1} , \quad e_2 = m - e_1 ,$$

найдем величины остальных параметров:

$$e_3 = \sqrt{m^2 - e_1^2} ; \quad e_4 = e_1^2 \cdot m^{-1} ; \quad e_5 = e_3 \cdot \sin(\zeta) ; \quad e_6 = e_1 \cdot \sin(\zeta) ;$$

$$e_7 = m - e_3 ; \quad \zeta = \arccos(e_1 \cdot m^{-1}) ; \quad \zeta_1 = 0.5\pi - \zeta .$$

Выше были получены следующие выражения для границ областей в случае, когда выполняется условие $m_2=0$, означающее, что при двухчастичном распаде одна из частиц обладает нулевой массой, принадлежа к числу фотонов или нейтрино. Это функции $y_{14}(\phi_1)$ и $x_{14}(\phi_1)$ для точек с координатами (x_6, y_6) , а также $y_{15}(\phi_1)$ и $x_{14}(\phi_1)$ для точек с координатами (x_{6a}, y_{6a}) . Теперь запишем эти и последующие выражения в ином виде, для чего ради удобства сравнения реакций распада частиц с различными исходными массами введем относительные массы. А именно, поделив все три массы m, m_1, m_2 на m , получим относительные массы с обозначениями: $m/m=1, m_1/m=m_{10}, m_2/m=m_{20}$. Здесь, как и ранее, для определенности принято, что $m_1 > m_2$. Функция y_{14} может быть заменена функцией $y_6(m_{10})$, а функция x_{14} – функцией $x_6(m_{10})$. Пусть выполняется условие: $m_2=0$. Тогда получим:

$$y_6(m_{10}) := m_{10} \cdot \left[\frac{m_{10}}{0.5 \cdot (1 + m_{10}^2)} \cdot \sqrt{1 - 0.25 \cdot (1 + m_{10}^2)^2} + 0.5 \cdot (1 - m_{10}^2) \right],$$

$$x_6(m_{10}) := m_{10} \cdot \left[m_{10} - \frac{1 - m_{10}^2}{1 + m_{10}^2} \cdot \sqrt{1 - 0.25 \cdot (1 + m_{10}^2)^2} \right]. \quad (52)$$

Подобным образом получим выражения для координат точек (x_{6a}, y_{6a}) :

$$y_{6a}(m_{10}) := m_{10} \cdot \left[\frac{m_{10}}{0.5 \cdot (1 + m_{10}^2)} \cdot \sqrt{1 - 0.25 \cdot (1 + m_{10}^2)^2} - 0.5 \cdot (1 - m_{10}^2) \right],$$

$$x_{6a}(m_{10}) := m_{10} \cdot \left[m_{10} + \frac{1 - m_{10}^2}{1 + m_{10}^2} \cdot \sqrt{1 - 0.25 \cdot (1 + m_{10}^2)^2} \right]. \quad (53)$$

Пусть выполняется условие: $m_1=0$. После преобразований получим:

$$x_5(m_{20}) := e_1(m_{20})^2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})} \right)^2} \dots,$$

$$+ e_1(m_{20}) \cdot \left(\sqrt{\frac{1 + e_1(m_{20})}{1 - e_1(m_{20})}} \cdot m_{20} - e_1(m_{20}) \right) \cdot -1$$

$$\begin{aligned}
y_5(m_{20}) &:= e_1(m_{20}) \cdot \sqrt{1 - e_1(m_{20})^2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})}\right)^2} \dots, \\
&+ \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})} \cdot e_1(m_{20}) + \sqrt{1 - e_1(m_{20})^2}\right) \cdot e_1(m_{20}) \\
x_{5a}(m_{20}) &:= e_1(m_{20})^2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})}\right)^2} \dots, \\
&+ e_1(m_{20}) \cdot \left(\sqrt{\frac{1 + e_1(m_{20})}{1 - e_1(m_{20})}} \cdot m_{20} + e_1(m_{20})\right) \\
y_{5a}(m_{20}) &:= e_1(m_{20}) \cdot \sqrt{1 - e_1(m_{20})^2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})}\right)^2} \dots \\
&+ \left(\frac{m_{20}}{1 - e_1(m_{20})} \cdot e_1(m_{20}) - \sqrt{1 - e_1(m_{20})^2}\right) \cdot e_1(m_{20}) \cdot -1
\end{aligned} \tag{54}$$

Пусть выполняется условие: $m_1=m_2=m_0$. Координаты точек (x_5, y_5) и (x_{5a}, y_{5a}) будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
u_5(q) &:= 0.375 \cdot \sqrt{3} + \sqrt{0.25^2 - (q - 0.375)^2}, \\
u_6(q) &:= 0.125 \cdot \sqrt{3} + \sqrt{0.25^2 - (q - 0.125)^2}.
\end{aligned} \tag{55}$$

Эти пары образуют окружность с радиусом 0.25, центр которой располагается на прямой, проходящей через начало координат под углом $\pi/3$ и имеет координаты $(1/8, \sqrt{3}/8)$.

На рис. 36 даны изображения полученных функций. Поле А рисунка вне кривых u_5 и u_6 определяет область недоступности для точек излома с координатами (x_5, y_5) и (x_6, y_6) . Поле D рисунка вне кривых u_{5a} и u_{6a} определяет область недоступности для точек излома с координатами (x_{5a}, y_{5a}) и (x_{6a}, y_{6a}) . Область В недоступна для всех точек (за исключением зоны, заключенной между кривыми u_5 и u_{5a} , как показано на рис. 37), когда выбирается режим $m_1 > m_2$, также и область С. На рис. 37 изображено положение всех точек излома, как они даны на рис. 35, для 235 табличных реакций распадов.

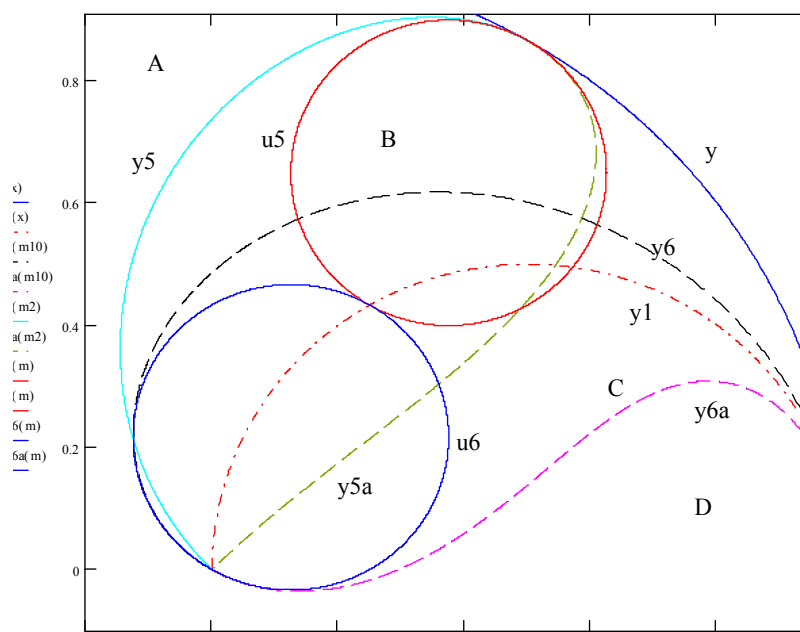


Рис. 36 Схема расположения областей существования решений

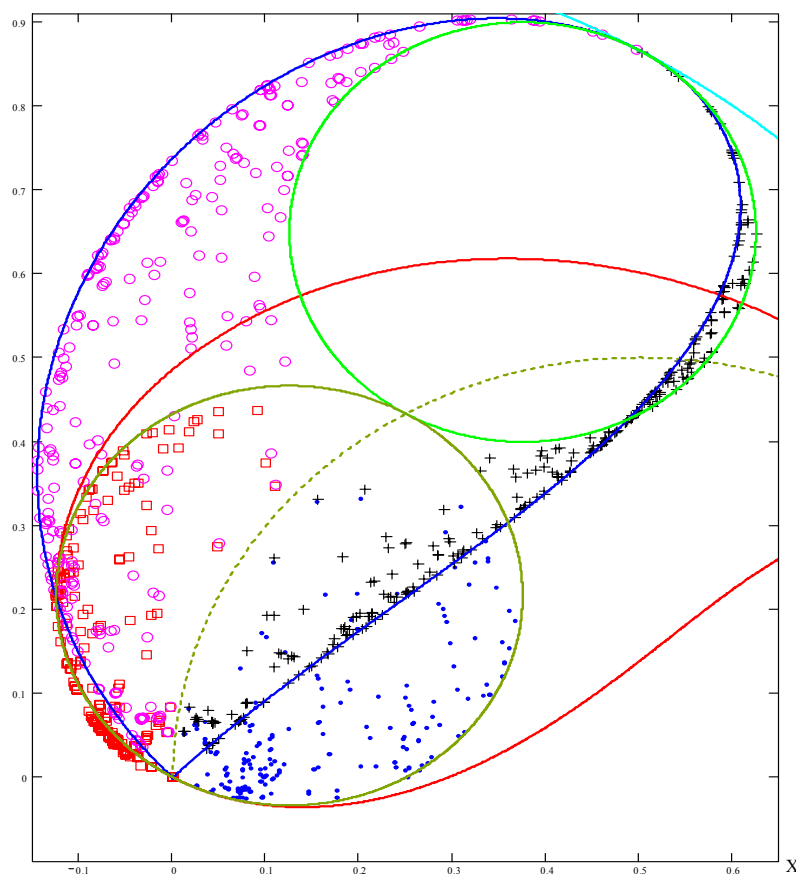


Рис. 37 Конечные состояния всех распадов при $m1 > m2$

Обозначения для координат 235 реакций: кружки-($x5, y5$); кресты-($x5a, y5a$); квадраты-($x6, y6$); точки-($x6a, y6a$).

На рис. 38 дано семейство кривых $уба(m_1, m_2)$ от $хба(m_1, m_2)$ с параметром m_2 , представляющее геометрические места точек излома.

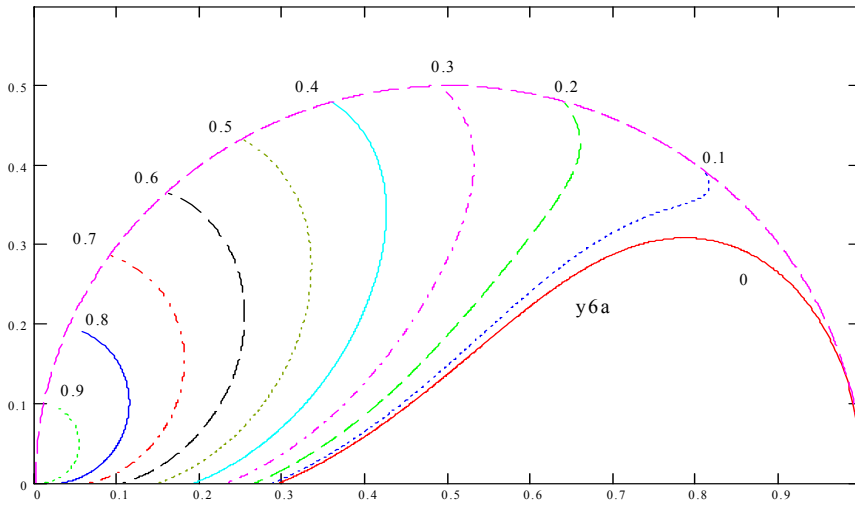


Рис. 38 Семейство кривых $уба(m_1, m_2)$ от $хба(m_1, m_2)$ с параметром m_2

На рис. 39 изображены в качестве примера первые 6 схем распадов по одному из каналов для следующих частиц: 1. $\pi \rightarrow \mu\nu(\mu)$; 2. $\pi \rightarrow e\nu(e)$; 3. $\rho \rightarrow \pi\gamma$; 4. $\rho \rightarrow \pi\eta$; 5. $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$; 6. $\rho \rightarrow \eta\gamma$. Перечень анализируемых реакций и

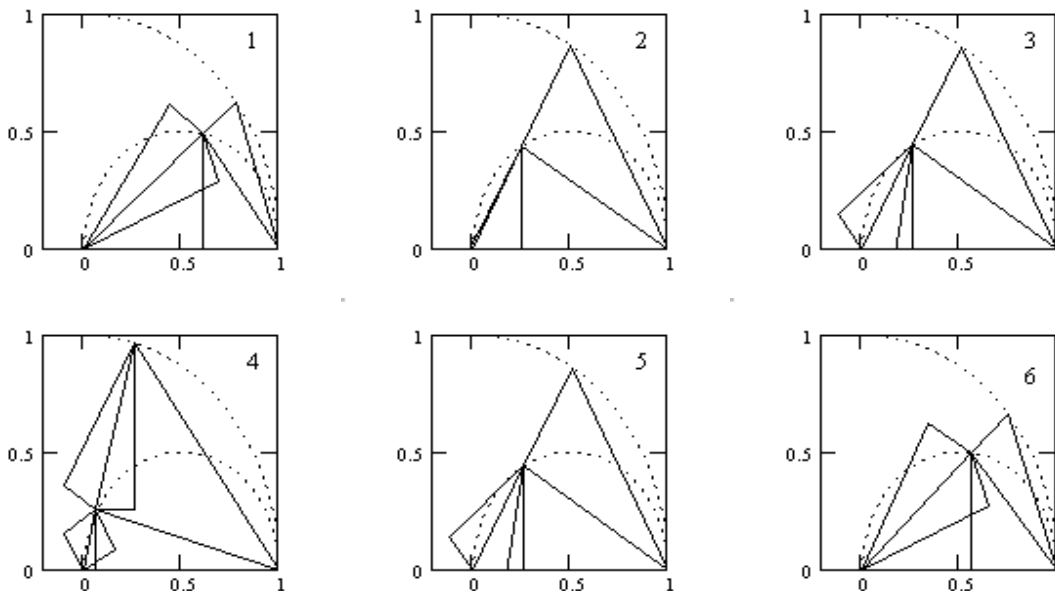


Рис. 39 Примеры схем распадов

массы участников реакций приведены в таблицах 7 и 8.

3.2.2. Энергетические векторы и классификация реакций

Система уравнений для энергетических векторов.

$x=m1$, $y=m2$, p – импульс продуктов распада, $e1$ – энергия первого продукта, $e2$ – энергия второго продукта, ζ – начальная фаза исходной частицы, $e4$ – ЭК $e1$, $e3$ – импульсная энергия $e1$, $e5$ – ЭК $e3$, $e6$ –СК $e1$, $e7$ – дополнение к $e3$, $\zeta1$ – дополнительный угол для ζ , $\zeta2$ – угол между $e2$ и хордой 4-1 (рис. 35), $\tau1$ – угол между $e1$ и $m1$, $\tau2$ – угол между $e2$ и p , $\psi1$ – фаза $m1$ верхняя, $\psi1a$ – фаза $m1$ нижняя, $\psi2$ – фаза p верхняя, $\psi2a$ – фаза p нижняя, $(x6, y6)$ – координаты точки 6, $(x6a, y6a)$ – координаты точки 6а, $(x5, y5)$ – координаты точки 5, $(x5a, y5a)$ – координаты точки 5а,

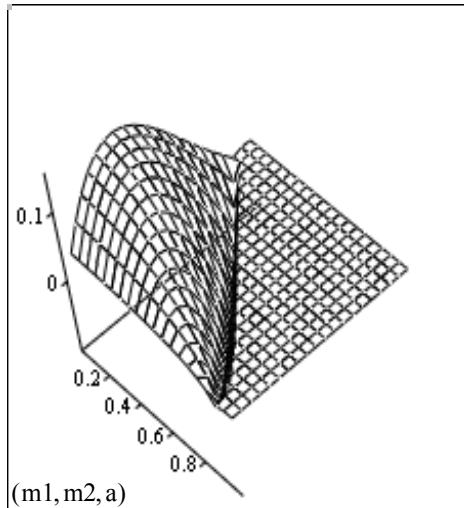
Нумерация функций:

$r1$	$r2$	$r3$	$r4$	$r5$
$\left(\begin{array}{l} p \\ e1 \\ e2 \\ e3 \\ e4 \\ e5 \\ e6 \\ e7 \\ x5 \\ x5a \\ y5 \\ y5a \end{array} \right)$	$\left(\begin{array}{l} x6 \\ x6a \\ y6 \\ y6a \\ x7 \\ x7a \\ y7 \\ y7a \\ x8 \\ x9 \\ x9a \\ x10 \end{array} \right)$	$\left(\begin{array}{l} \cos(\zeta) \\ \cos(\zeta1) \\ \cos(\tau1) \\ \cos(\tau2) \\ \cos(\psi1) \\ \cos(\psi1a) \\ \cos(\psi2) \\ \cos(\psi2a) \end{array} \right)$	$\left(\begin{array}{l} \sin(\zeta) \\ \sin(\zeta1) \\ \sin(\tau1) \\ \sin(\tau2) \\ \sin(\psi1) \\ \sin(\psi1a) \\ \sin(\psi2) \\ \sin(\psi2a) \end{array} \right)$	$\left(\begin{array}{l} \tan(\zeta) \\ \tan(\zeta1) \\ \tan(\tau1) \\ \tan(\tau2) \\ \tan(\psi1) \\ \tan(\psi1a) \\ \tan(\psi2) \\ \tan(\psi2a) \end{array} \right)$
	$\left(\begin{array}{l} z13 \\ z14 \\ z15 \\ z16 \\ z17 \\ z18 \\ z19 \\ z20 \\ z21 \\ z22 \\ z23 \\ z24 \\ z25 \\ z26 \\ z27 \end{array} \right)$			

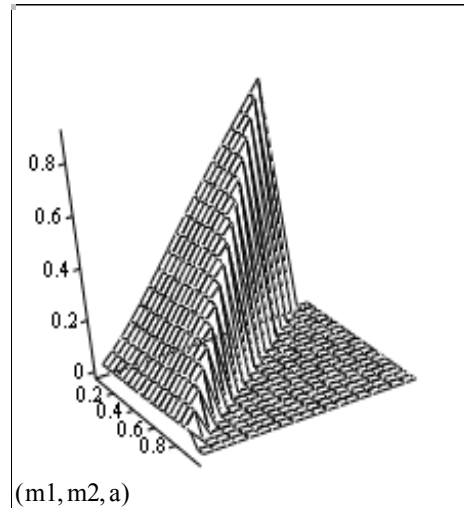
$x7$ – величина горизонтальной проекции для p вверх, $x7a$ – величина горизонтальной проекции для p вниз, $y7$ – величина вертикальной проекции для p вверх, $y7a$ – величина вертикальной проекции для p вниз,

x_8, y_8 – горизонтальная и вертикальная проекции для e_2 , x_9 – величина горизонтальной проекции для m_2 вверх, x_{9a} – величина горизонтальной проекции для m_2 вниз, y_9 – величина вертикальной проекции для m_2 вверх, y_{9a} – величина вертикальной проекции для m_2 вниз, x_{10} – длина хорды 4-1. Для удобства использования в таблицах, функции перенумерованы (к ним добавлены тригонометрические) и размещены в разделе 4.3.

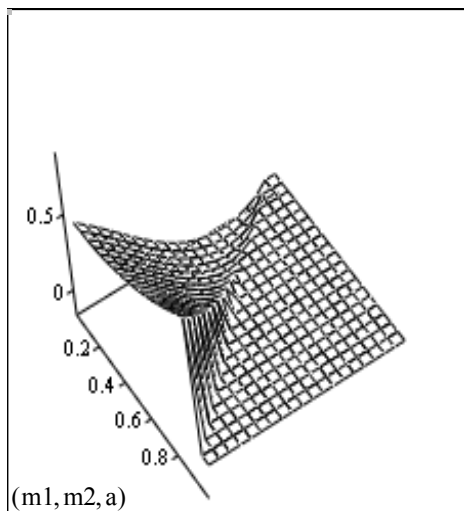
Примеры зависимостей представлены на рис. 40.



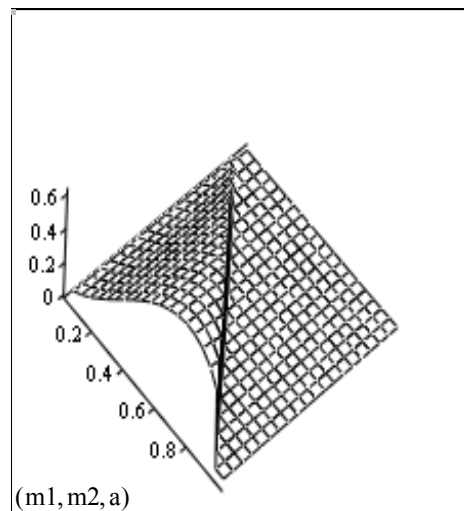
$a=z_{24}$



$a=z_{26}$



$a=z_9$



$a=z_{10}$

Рис. 40 Зависимости координат от масс m_1 и m_2 продуктов распада в относительных единицах

Классификация реакций

Предварительная классификация будет состоять в выделении однородных по схеме распада групп реакций. Выделим реакции, в которых отсутствует одна из компонент в конечных продуктах распада, то есть у векторов m_1 , m_2 . Например, как показано на рис. 41, в реакции $\eta \rightarrow 2\pi$ распада эта-мезона на два пиона наблюдается горизонтальное расположение векторов m_1 и m_2 . Это означает, что частицы, рождающиеся в реакции распада исходной частицы, являются компонентами

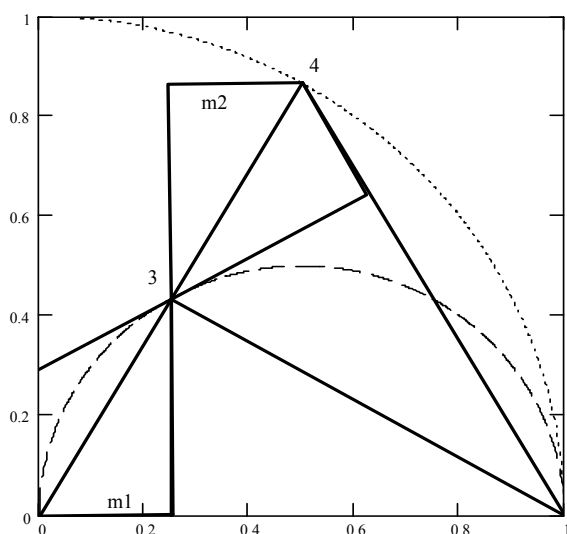


Рис. 41 Реакции с горизонтальным расположением вектора m_2

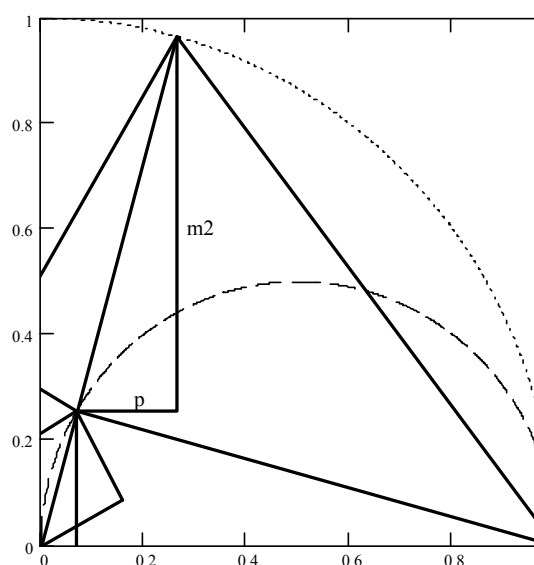


Рис. 42 Реакции с вертикальным расположением векторов m_1 и m_2

соответствующих энергий e_1 и e_2 , а их энергия заключена в энергии поля только одного вида. Относительную погрешность δ выразим в промилле (0.001, ‰). В дальнейшем ради краткости часто вместо ссылки на таблицу 7 и выписывания схемы самой реакции будем писать P1 и тому подобное, где цифра означает порядковый номер реакции.

В реакциях типа Pa вектор m_1 горизонтален и не имеет СК, а вектор p вертикален. Критерий отбора таких реакций: $1 - |\cos(\psi_{1a})| < 0.003$.

Выражение для $\frac{m_2}{m} = b$ при $\frac{m_1}{m} = a$ имеет вид: $b(a) := \sqrt{1 + a^2} - 2\sqrt{a}$. Общий критерий, выраженный через исходные

параметры: $\frac{m_2 \cdot m^{-1}}{\sqrt{1 + \left(\frac{m_1}{m}\right)^2} - 2\sqrt{\frac{m_1}{m}}} - 1 < \delta$. В частности, при $b = 0$ получим:

$a = 0.29559774$ – одно из чисел Фидия. Всего таких реакций 25 прямых и 31 обратных.

В реакциях типа Pв вектор m_2 горизонтален и не имеет СК, а вектор p вертикален, то есть $\tau_2 = 0.5\pi - \zeta$. Критерий имеет вид: $\frac{m_2}{e_2} = \frac{e_1}{m} = \frac{1 + a^2 - b^2}{2}$,

откуда путем решения уравнения $\frac{1 + a^2 - b^2}{2} \cdot \left(1 - \frac{1 + a^2 - b^2}{2}\right) = b$ solve, а найдем выражения для a и b :

$a(b) = \sqrt{b^2 + \sqrt{1 - 4 \cdot b}}$ (см. рис. 42). Отметим следующие особенности:

$a(\Phi^{1.5}) = 0.78602 + 0.61787i$, причем $\frac{0.78602}{\sqrt{\Phi}} = 0.99983$, $\frac{0.61787}{\Phi} = 0.99973$; и

$a(\Phi^{1.5})^2 = 0.23607 + 0.97133i$, $\frac{0.23607}{\Phi^3} = 1.00000857$, $\frac{0.97133}{\sqrt{4\Phi^{1.5} - 1}} = 1.00000471$.

Общий критерий $1 - |\sin(\psi_2)| < 0.003$, выраженный через исходные параметры,

имеет вид: $\frac{\sqrt{\left(\frac{m_2}{m}\right)^2 + \sqrt{1 - 4 \cdot \frac{m_2}{m}}}}{m_1} \cdot m < \delta$. Всего таких реакций 26 прямых и 26

обратных.

В реакциях типа Pс вектор m_1 вертикален и не имеет СК, а вектор p горизонтален. Критерий имеет вид: $\frac{m_1}{e_1} = \frac{e_3}{m} = \sin(\zeta)$, откуда получим:

$$a = \frac{e_1}{m} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{e_1}{m}\right)^2}, \text{ и } b(a) = \sqrt{1 + a^2} - \sqrt{2 - 2 \cdot \sqrt{1 - 4a^2}}. \text{ Предельные точки:}$$

$$b(0) = 1, \frac{d}{da} b(0) = -1, b(\Phi^{1.5}) = 0 \text{ — одно из чисел Фидия. Общий критерий}$$

$1 - |\sin(\psi_1)| < 0.003$, выраженный через исходные параметры, имеет вид:

$$\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{m_1}{m}\right)^2} - \sqrt{2 - 2 \cdot \sqrt{1 - 4\left(\frac{m_1}{m}\right)^2}}}{m_2} \cdot m - 1 < \delta.$$

Всего таких реакций 21 прямых и 21 обратных.

В реакциях типа Pd вектор m_2 вертикален и не имеет СК, а вектор p горизонтален, то есть $1 - \cos(\psi_{2a}) < 0.003$. Введя обозначение

$$x = \frac{e_1}{m} = \frac{1 + a^2 - b^2}{2}, \text{ получим требуемое условие в неявном виде:}$$

$$b^2 = 1 - 2 \cdot x + 2 \cdot x^3 - x^4. \text{ Всего таких реакций 33 прямых и 100 обратных.}$$

Реакции типа Pad протекают по общей для реакций Pa–Pd схеме, в них одновременно могут выполняться условия нескольких типов, как это видно на рис. 41. В реакциях типа Pe (на рис. 43 дана схема реакции $\eta \rightarrow 2\mu$) условия: $m_1 = m_2 = m$, $e_1 = e_2 = 0.5m$, $e_3 = 0.5 \cdot 3^{0.5}m$, $e_4 = 0.25m$, $e_5 = 0.75m$, $e_6 = 0.25 \cdot 3^{0.5}m$, $\zeta = \pi/3$, $\zeta_1 = \pi/6$ выполняются точно. Для этих реакций выполняется соотношение: $\cos(\zeta_1)/\cos\varphi_{11} = 1.00096$, что означает фактически соответствие ряду косинусов по Фидию. В реакциях типа Pg массы конечных состояний близки друг к другу, но не равны точно: $m_1 = m_2 + \delta$ при малых δ (условный критерий здесь $\delta < 1\%$, то есть $(m_1 - m_2)/m_1 < 0.001$).

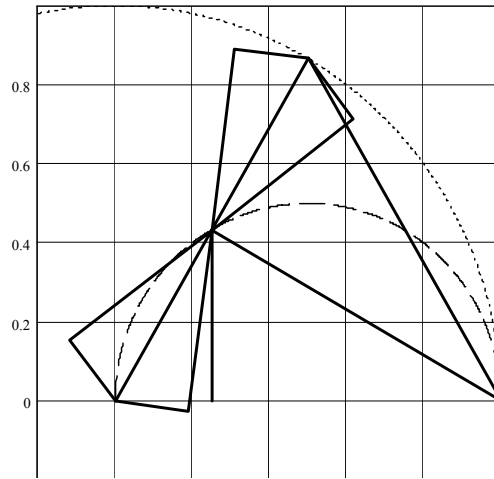


Рис. 43 Реакция распада на две частицы с равными массами

Анализ реакций (на примере пиона) начинается с построения графика

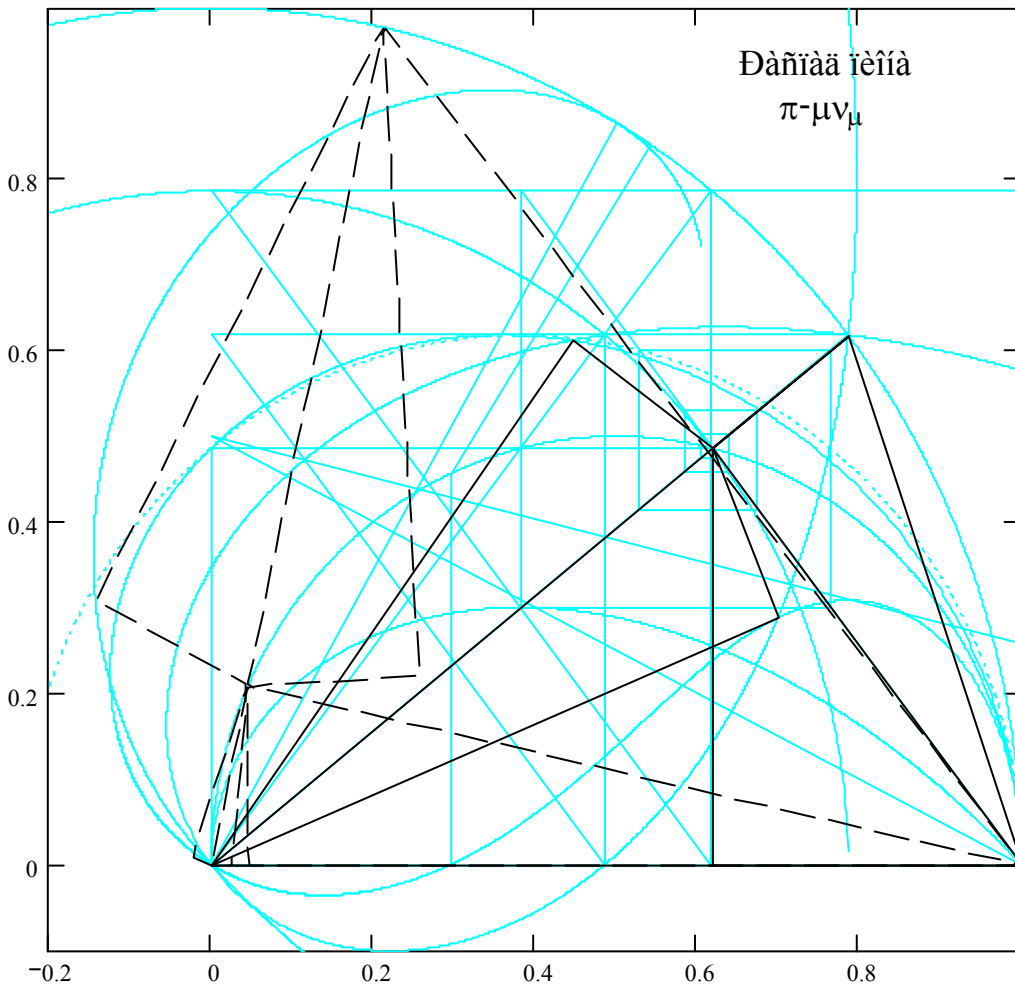


Рис. 44 Полная схема распада пиона (штриховой линией дана обратная реакция – e1 и p переставлены местами)

(см. рис. 44) с нанесенной на нем сеткой из основных кривых, и вычисления значений функций z_1-z_{51} . Обозначения прежние, а R_1 и R_2 – абсолютные значения векторов r_1 r_2 . Первые три строчки R_1 – массы пиона, мюона и нейтрино.

r_1	r_2	R_1	R_2	r_3	r_4	r_5
$(0.213456 \ 1)$	$(0.446217 \ 13)$	$(1 \ 139.57)$	$(13 \ 62.278543)$			
$0.786544 \ 2)$	$0.699957 \ 14)$	$2 \ 105.658)$	$14 \ 97.692983)$			
$0.213456 \ 3)$	$0.611537 \ 15)$	$3 \ 0)$	$15 \ 85.352188)$			
$0.617535 \ 4)$	$0.288353 \ 16)$	$1 \ 29.792118)$	$16 \ 40.245422)$	(0.617535)	(0.786544)	(0.785125)
$0.618651 \ 5)$	$0.167893 \ 17)$	$2 \ 109.777882)$	$17 \ 23.432798)$	$0.786544)$	$0.617535)$	$1.273683)$
$0.381349 \ 6)$	$0.167893 \ 18)$	$3 \ 29.792118)$	$18 \ 23.432798)$	$0.271385)$	$0.962471)$	$0.281967)$
$0.485718 \ 7)$	$0.131817 \ 19)$	$4 \ 86.189336)$	$19 \ 18.397671)$	$0)$	$1)$	$0)$
$0.382465 \ 8)$	$0.131817 \ 20)$	$5 \ 86.345083)$	$20 \ 18.397671)$	$0.807816)$	$0.589435)$	$1.370491)$
$0.786544 \ 9)$	$0.167893 \ 21)$	$6 \ 53.224917)$	$21 \ 23.432798)$	$0.380903)$	$0.924615)$	$0.411958)$
$0.786544 \ 10)$	$0.131817 \ 22)$	$7 \ 67.791665)$	$22 \ 18.397671)$	$0.617535)$	$0.786544)$	$0.785125)$
$0.617535 \ 11)$	$0 \ 23)$	$8 \ 53.380664)$	$23 \ 0)$	(0.617535)	(0.786544)	(0.785125)
$(0.617535 \ 12)$	$0 \ 24)$	$9 \ 109.777882)$	$24 \ 0)$			
	$0 \ 25)$	$10 \ 109.777882)$	$25 \ 0)$			
	$0 \ 26)$	$11 \ 86.189336)$	$26 \ 0)$			
	$(0.653386 \ 27)$	$(12 \ 86.189336)$	$(27 \ 91.193048)$			

3.3. Особые точки на энергетической плоскости

3.3.1. Энергетическая плоскость и функциональные связи

Как следует из вышеизложенного, обнаруживаются многочисленные численные совпадения фазовых и амплитудных характеристик различных частиц в относительных единицах. Фундаментальным необходимо признать факт проявления четко выраженной связи найденных выше соотношений с принципом гармонической пропорциональности. Известно, что числа Фидия, подобно связанными с ними числами Фибоначчи, образуют функциональные ряды [110-113]. Как было показано в данной работе, энергетика элементарных частиц может быть описана своеобразным набором формул, неизменными элементами которых являются полуцелые степени числа Фидия Φ .

Поэтому, наряду с введенным выше рядом фаз, определяемых числом Φ , следует определить также и обобщенный ряд чисел Фидия, встречающихся в исследуемой здесь области. Для этого рассмотрим энергетическую плоскость в целом, без привязки к параметрам отдельных частиц, с тем, чтобы проявить физическое содержание формально полученных выражений.

На рис. 45 дано совмещенное изображение основных функций, описывающих процессы распадов частиц. Предварительно определим ранее не упоминаемые функции.

Функция $y_5(x) = 0.5(1 - x)$: ее ордината определяет величину импульса p конечного продукта распада при $m_2=0$, равную энергии e_2 ; а абсцисса – горизонтальную проекцию массы конечного продукта, то есть его электромагнитную компоненту. Уравнение обозначает прямую, которая используется для графического золотого сечения отрезка и построения золотого треугольника. Ее длина равна $0.5 + \Phi = 0.5 \cdot \sqrt{5} = 1.118034$, где 0.5 – радиус полуокружности $y_9(x)$, а Φ – малый катет золотого треугольника. Эта линия обладает важным свойством определять величину импульса по следующей причине. Выше доказано, что при любом угле φ_1 (здесь это $\angle 7-0-24$) выполняется условие $\sin(\varphi_2) = 2 \sin(0.5\varphi_1)$, где φ_2 здесь равно углу $\angle 8-0-24$. Горизонтальная проекция отрезка $0-8$, то есть абсцисса точки 8, равна $\cos(\varphi_2)^2$, а проекция отрезка $8-24$ (она же есть импульсная энергия прямого перехода мюона в пион) равна удвоенному импульсу нейтрино $1 - \cos(\varphi_2)^2 = \sin(\varphi_2)^2 = 4 \sin(0.5\varphi_1)^2 = 2 \cdot (1 - \cos(\varphi_1))$. Следовательно, $1-x=2p$, а $p=0.5(1-x)$. Таким образом, данная функция задает зависимость величины энергии нейтрино или фотона, а также импульса промежуточного продукта, от массы конечного продукта.

Функции: $y_6(x) := x \cdot \sqrt{\Phi}$ – уравнение прямой линии, на которой лежит

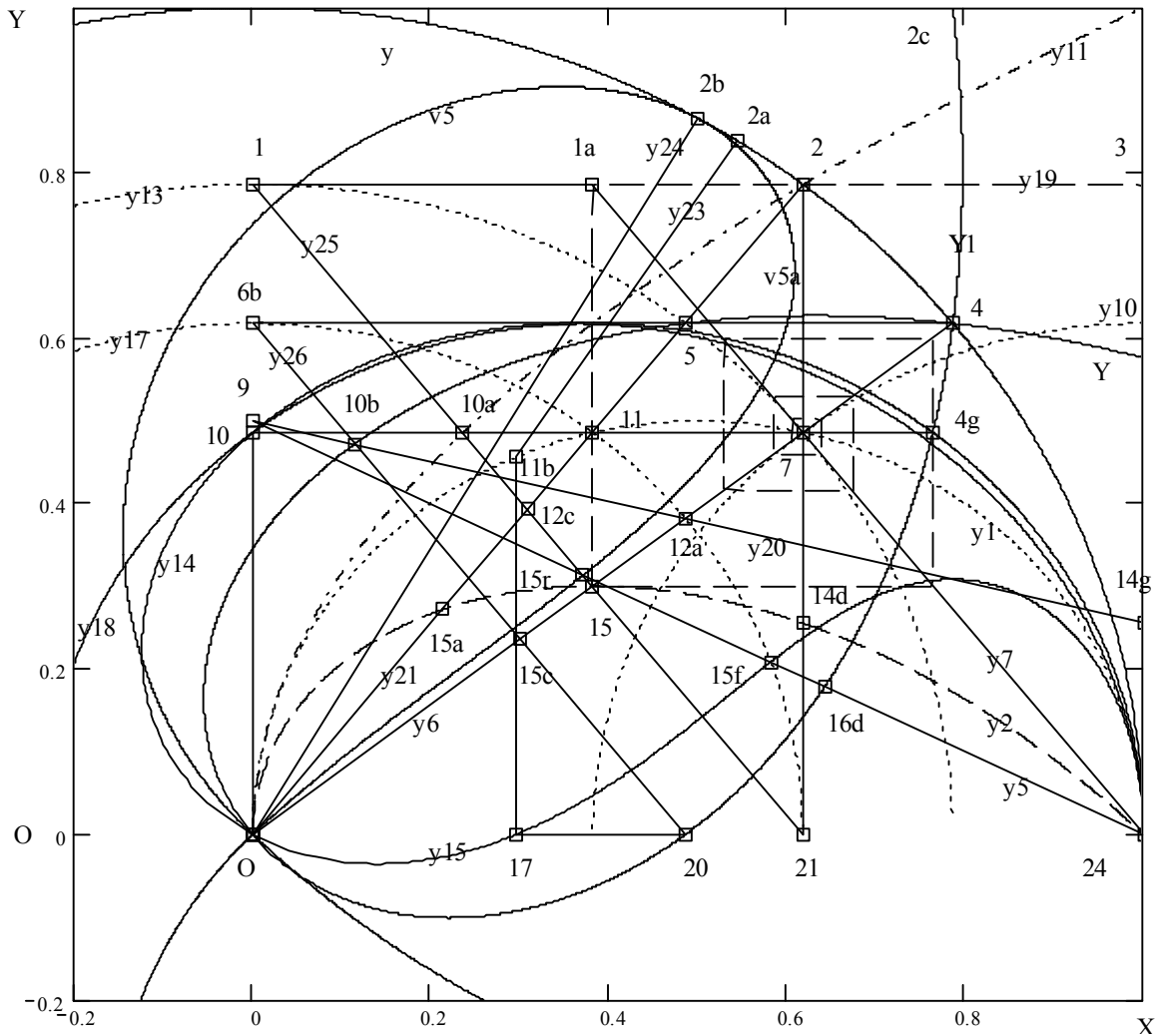


Рис. 45 Полная схема распадов

большой катет золотого треугольника (промежуточный продукт есть энергия

$e_1 = \Phi^{0.5}$), линия распада пиона; $y_7(x) := \frac{1-x}{\sqrt{\Phi}}$ – уравнение прямой линии, на

которой располагается малый катет золотого треугольника; импульсная энергия

пиона при $x = \Phi$ равна $\Phi^{1.5}$; $y_8(x) = \frac{1-x}{\tan(0.1\pi)}$ – уравнение для стороны

десятиугольника; $y_9(x) := 0.5 + \sqrt{0.25 - x^2}$ – полуокружность с радиусом 0.5 и

диаметром на оси ординат; $y_{10}(x) := \sqrt{\Phi^2 - (x-1)^2}$ – дуга радиуса Φ с центром

с координатами $(1, 0)$; $y_{11}(x) = \sqrt{x}$ – энергия промежуточного продукта в зависимости от его ЭК; $y_{12}(x) = \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1 - x^2}$ – дуга с радиусом, равным массе конечного продукта (мюона в частном случае); $y_{13}(x) = \sqrt{\Phi - x^2}$ – дуга с радиусом, равным массе промежуточного продукта; $y_{17}(x) = \sqrt{\Phi^2 - x^2}$ – дуга радиуса Φ с центром в начале координат; $y_{18}(x) = \sqrt{\Phi^2 - (x - \Phi^2)^2}$ – дуга радиуса Φ с центром в точке с координатами $(\Phi^2, 0)$, приближение для y_{14} ;

$x_{19_i} := \Phi - \Phi^{0.5(i+1)}(\cos(0.5\pi \cdot i) \cdot \sqrt{\Phi} + \sin(0.5\pi \cdot i))$,

$y_{19_i} := \Phi^{1.5} + \Phi^{0.5(i+1)}(\cos(0.5\pi \cdot i) - \sin(0.5\pi \cdot i) \cdot \sqrt{\Phi})$ – ломаная спираль;

$y_{20}(x) = \Phi^2 - 0.5 \cdot \Phi^{1.5} \cdot (x - \Phi^{1.5})$ – линия, соединяющая точки 9 и 14g, соответствует линии 15-21 при повороте оси абсцисс на угол φ_6 , параллельна касательной в точке 7; $y_{21}(x) = \frac{x}{\sqrt{\Phi}}$ – линия, симметричная уб относительно биссектрисы угла 10-0-24; $y_{23}(x) = x \cdot \tan(0.99597)$ – линия, соединяющая точки 2a и 11b; $y_{24}(x) = x \cdot \sqrt{3}$ – линия под углом 60° , делящаяся пополам окружностью y_1 ; $y_{25}(x) = \frac{\Phi - x}{\sqrt{\Phi}}$; $y_{26}(x) = \frac{\Phi^{1.5} - x}{\sqrt{\Phi}}$;

$y_{27}(x) = \sqrt{x \cdot (\sqrt{\Phi} - x)}$ – полуокружность, касающаяся оси ординат, диаметр $\Phi^{0.5}$ которой лежит на оси абсцисс; $y_{28}(x) = x \cdot \tan(0.5 \cdot \varphi_6)$ – биссектриса угла φ_6 ; $y_{29}(x) = 0.5(1 + x)$ – энергия e_1 ; $y_{30}(x) = (0.5 + \Phi)x$;

$y_{31}(x) = x \cdot \tan(\varphi_5) = x \cdot \frac{1 - \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi} - 0.5}$ линия 0-8-4c; $y_{32}(x) = \sqrt{3}(1 - x)$ – сторона равнобедренного треугольника 0-2b-24; $y_{33}(x) = \frac{1 - x}{\tan(\varphi_5)}$,

$y_{33}(x) := (1 - x) \cdot \frac{\sqrt{\Phi - 0.5}}{1 - \sqrt{\Phi}}$ – прямая линия, проходящая через точки 8-24;

$y_{34}(x) = 1 - x \cdot \sqrt{\Phi}$ – линия, проходящая через точки (0, 1) и 5, аналог линии уб при повороте системы координат; $y_{35}(x) = 1 - x$ – обратная диагональ, прямая линия, соединяющая точки с координатами (0, 1) и (1, 0), удвоенная энергия нейтрино (2у5);

$y_{36}(x) = \sqrt{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \sqrt{\Phi} - 1} - 1 - x^2} = \sqrt{\cos(\varphi_4)^2 - x^2}$ – следующая за дугами у13 и

у12 дуга для φ_4 ; $y_{37}(x) = x \cdot \Phi$; $y_{38}(x) = \sqrt{\Phi^3 - x^2}$ – дуга радиуса $\Phi^{1.5}$ с

центром в начале координат; $y_{39}(x) = x \cdot \tan(0.2 \cdot \pi) = x \cdot \sqrt[4]{5} \Phi^{1.5}$ – радиус в

вершину десятиугольника; $y_{40}(x) = x \cdot \frac{3\Phi - 1}{\sqrt{\Phi(3 - \Phi)}}$;

$y_{41}(x) = \sqrt{2(1 - \sqrt{\Phi}) - (x - 1)^2}$.

3.3.2. Вычисление координат узловых точек дано в разделе 4.5.

3.3.3. Формирование критериального ряда чисел Фидия

Предварительная обработка информации позволила выявить многочисленные функциональные связи между параметрами исследуемых объектов. Это дает возможность теперь приступить к статистической обработке всего числового массива исходных данных, для чего в данном разделе требуется лишь формализовать, обезличить найденные соотношения, исключить совпадения и упорядочить. Полученный набор назовем для краткости числами Фидия, причем степень их важности будет определяться по результатам вычисления частот их появления. Этот ряд перенесен в раздел 4.6.

3.4. Статистика

3.4.1 Статистический анализ энергетических параметров объектов

В предыдущем разделе кратко изложены результаты анализа нескольких часто встречающихся реакций. Очевидно, что объем информации по всем реакциям был бы слишком велик, чтобы быть здесь представленным, да это и не является целью данной работы, так как задача состоит в отыскании закономерностей в рассматриваемом физическом процессе. Хотя изложенное выше обобщенное теоретическое рассмотрение и анализ частных фактов убедительно демонстрирует наличие преобладания приоритетного механизма золотого сечения в исследуемом явлении, следует объективно и непредвзято исследовать весь диапазон экспериментальных данных [138-144], представляющих собой исходный информационный блок, нуждающийся в статистической обработке.

С целью выявления особенностей была разработана программа обработки результатов, суть которой состоял в следующем. Производилась стандартная процедура разбиения на интервалы, сканирование всего диапазона изменения величин энергий с переменным шагом, с тем, чтобы относительная погрешность, задаваемая величиной шага, не превышала 0.001, для чего диапазон был разбит на 20 участков. Таким образом, была проведена оцифровка данных, перевод их в табличную форму и подсчет количества событий в каждом шаге. Результат представлен на рис. 46 в виде гистограмм зависимостей количества событий от величины энергии по всем векторам (на примере поддиапазона 0.8-1.0, все величины по оси абсцисс следует уменьшать в 10^4 раз). Полученные результаты наглядно демонстрируют ярко выраженную спектральную характеристику энергетического спектра, как это и предполагалось во введении. Поскольку во всем диапазоне насчитывается около 160 групп линий, здесь не представляется возможным проанализировать все группы на предмет выявления характера распределения, однако в большинстве случаев в

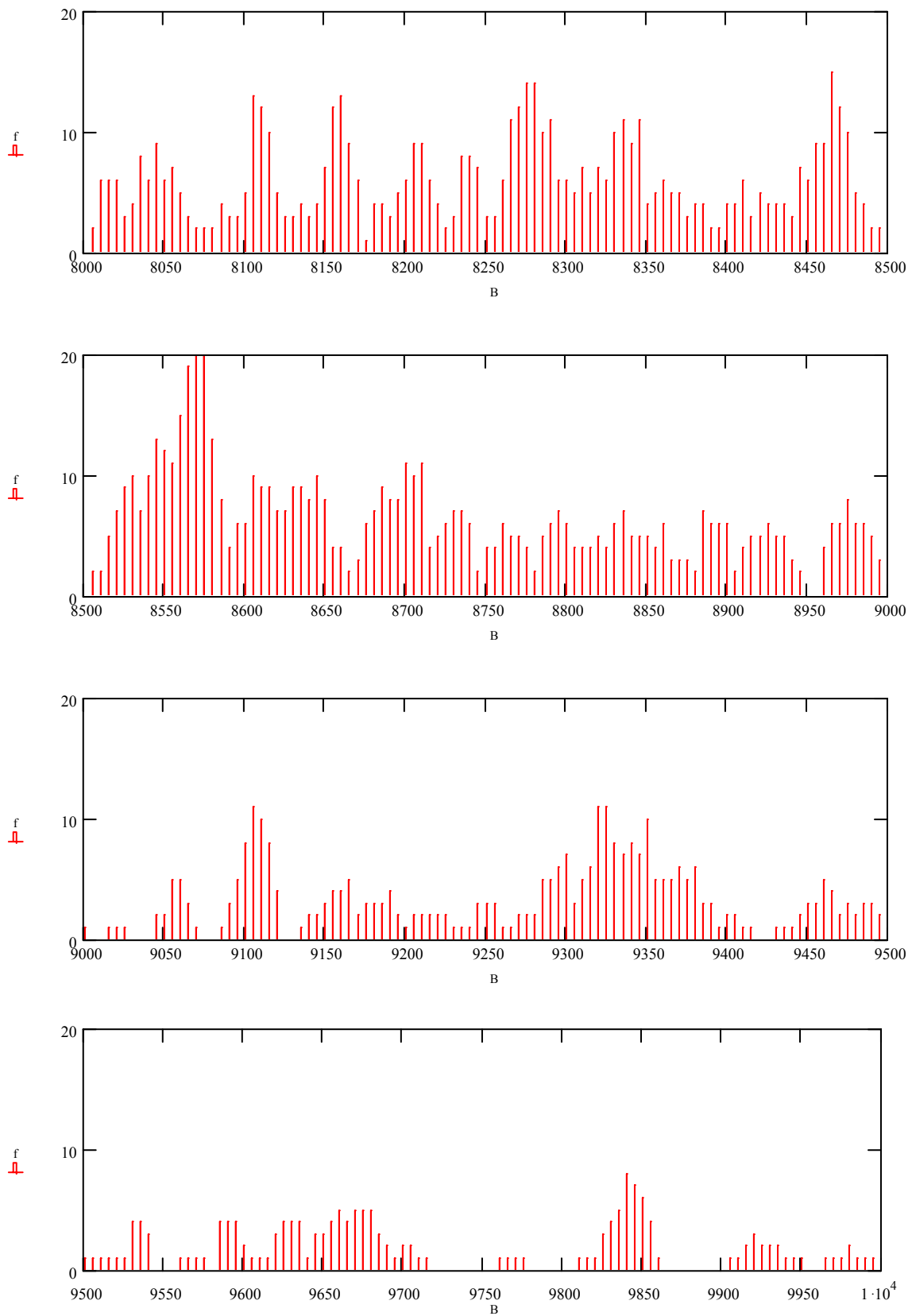


Рис. 46 Гистограмма зависимости количества событий от величины энергии по всем 27 векторам в диапазоне 0.8-1.0

физических исследованиях имеют дело с распределением Пуассона, частным видом биномиального распределения. Следующий этап обработки данных заключался в отыскании координат максимумов энергетического спектра. Прежде всего, производилось сравнение положения максимумов функции, полученной при построении гистограммы, с числовым рядом Фидия. Найдено 109 совпадений, а это означает наличие корреляции.

Проведено сравнение величин векторов с числами из ряда Фидия. Базовый критерий совпадения принимался таким, что относительная погрешность приближения не превышала $\delta=0.001(1\%)$. Гистограмма частот событий, приходящихся на каждое число Фидия, дана на рис. 47 (общее количество событий 2043). По вертикали отложено количество событий, по горизонтали – номера чисел Фидия.

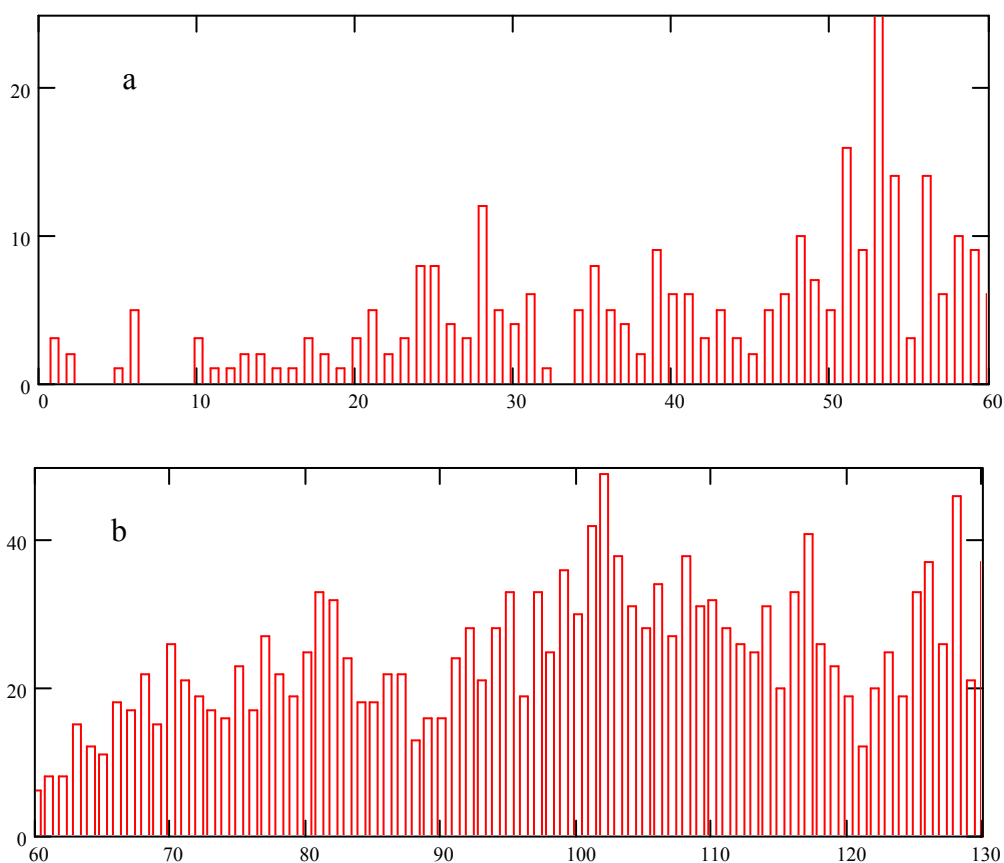


Рис. 47 Количество событий, при которых имеет место совпадение величин векторов с числами Фидия

Насколько эти результаты могут считаться убедительными, зависит от того, как принятый критерий соотносится с экспериментальными разбросами масс частиц, приведенными в таблице 8. Автор не полностью уверен в том, что, за исключением масс 20 так называемых стабильных частиц, значения масс полностью корректны. Например, нередко нельзя признать верными приемы усреднения результатов измерений, полученных в различных лабораториях. Поэтому автор не ставил перед собой задачу вычислить ожидаемые значения масс частиц, усредненные по совокупности реакций.

Ниже описан прием вычисления, применимый к отдельным реакциям. Прием заключался в том, что находилась такая комбинация масс участников реакции, чтобы величины предварительно найденных векторов совпадали с числом из ряда Фидия точно, но массы участников реакции оставались бы в пределах экспериментального разброса. В результате оказалось, что часть совпадений пришлось отбросить, но количество совпадений в целом возросло, поскольку для большинства реакций первоначальный критерий можно существенно смягчить.

Относительные погрешности вычисления значений функций z как отношения относительных погрешностей аргумента $a=m_l/m$ и функции z .

вычислялись по формуле:

$$u(a) = \frac{\delta a}{\delta z} = \left[\left(\frac{d}{da} z(a) \right) \cdot \frac{a}{z(a)} \right]^{-1} \quad (56)$$

Примеры для всех функций при $b=0$ даны на рис. 48.

Пример расчета погрешностей в реакции P1: $\pi-\mu+\nu$. Имеем согласно

табличным значениям масс пиона и мюона: $a = \frac{m_l}{m} = \frac{m_\mu}{m_\pi} = \frac{105.658}{139.57} = 0.757025$,

$z = e^1 = 0.5(1 + a^2) = 0.786543$. Примем для z приближение:

$z[p]=0.786151=F120$ (ближайшее число

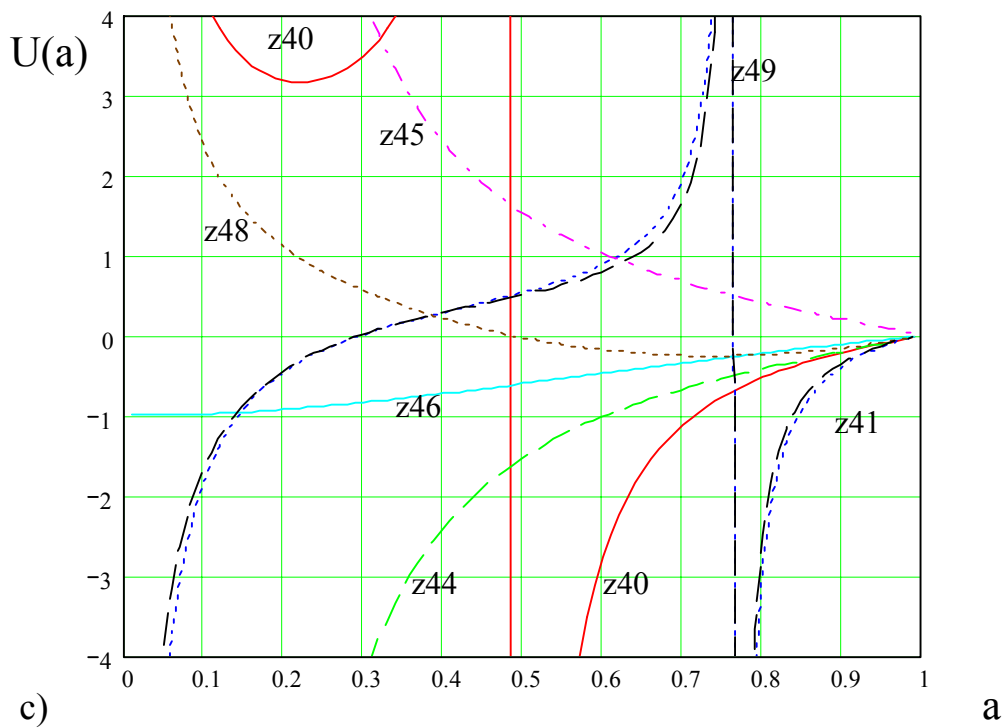
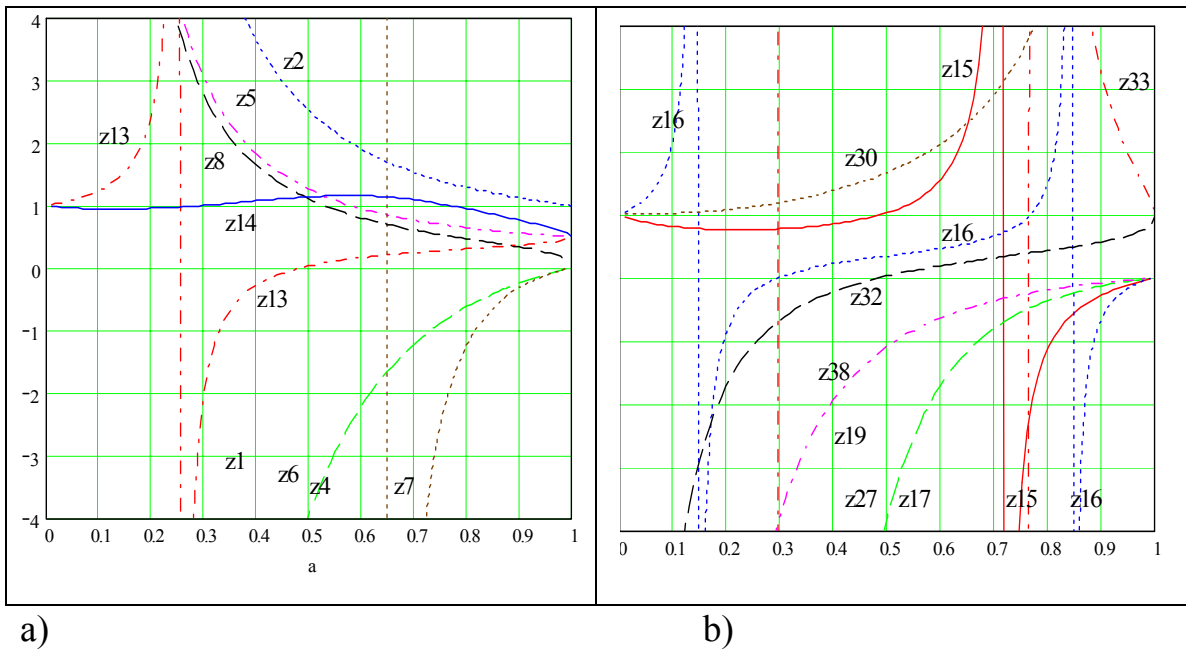


Рис. 48 Относительные погрешности $u(a)$ вычисления функций z в зависимости от аргумента a

Фидия). Относительная погрешность δz приближения функции z вычисляется по формуле:

$$\delta z = 1 - \frac{z(\text{приближения})}{z(\text{табличное})} = 1 - \frac{z_p}{z} = 1 - \frac{F120}{z} = 1 - \frac{0.78615}{0.786543} = 0.499 \cdot 10^{-3}.$$

Плюс означает, что исходное значение функции больше приближенного значения. Погрешность по аргументу δa определяет такое необходимое его изменение, чтобы функция z стала равной $F120 = \sqrt{\Phi}$, и вычисляется по

$$\text{формуле: } \delta a = \left(\frac{dz}{da} \cdot \frac{a}{z} \right)^{-1} \cdot \delta z = 0.685 \cdot 10^{-3}. \text{ Новое значение аргумента } a[p], \text{ то}$$

есть предсказываемая величина отношения масс частиц, будет равна:
 $a_p = a \cdot (1 - \delta a) = 0.756505 = F116 = \sqrt{2\Phi - 1}.$

Пример для реакции P6: $\rho \rightarrow \eta \gamma$. Погрешность функции $z_2 = 0.751883$ равна $\delta a := 0.56$. Относительные экспериментальные погрешности ρ - и η -мезонов равны $\delta m = u_7 = 1.17$ и $\delta m_1 = u_6 = 0.22$. Погрешность

δa распределяем между двумя частицами пропорционально их экспериментальным погрешностям: для m $\delta a \cdot \frac{-\delta m}{\delta m + \delta m_1} = -0.471$ и для m_1

$\delta a \cdot \frac{\delta m_1}{\delta m + \delta m_1} = 0.089$. Делаем проверку, чтобы при исправленных m , m_1

значение $z_2(a, b) = 0.751601$ совпало с числом Фидия $F115 = 0/7516$, для чего

$$\text{вычисляем новое } a = m_1/m: \quad a := \frac{V2_k \cdot \left(1 - \delta a \cdot \frac{\delta m_1 \cdot 0.001}{\delta m + \delta m_1} \right)}{V1_k \cdot \left(1 - \delta a \cdot \frac{-\delta m \cdot 0.001}{\delta m + \delta m_1} \right)}.$$

Теперь рассмотрим случай распада на две частицы с ненулевыми массами, например, реакцию P116: $D^0 \rightarrow K^*(892)^+ K^-$. переменные для функций z равны

$$a(m, m_1) = \frac{m_1}{m}, \quad b(m, m_2) = \frac{m_2}{m}; \quad \text{функция связи векторов в реакции}$$

$t(m, m_1, m_2) = z_{19}(a(m, m_1), b(m, m_2))$ (подстановка t для сокращения записи);

относительные экспериментальные погрешности масс известны;

относительная погрешность приближения функции z числом F равна

$$de := 0.139; \quad \text{частные производные равны} \quad f := \frac{d}{dm} t(m, m1, m2),$$

$$f1 := \frac{d}{dm1} t(m, m1, m2), \quad f2 := \frac{d}{dm2} t(m, m1, m2); \quad \text{частные погрешности равны}$$

$$g := \frac{f \cdot m}{t(m, m1, m2)} \cdot dm, \quad g1 := \frac{f1 \cdot m1}{t(m, m1, m2)} \cdot dm1, \quad g2 := \frac{f2 \cdot m2}{t(m, m1, m2)} \cdot dm2;$$

величина изменения dm , чтобы при пропорциональном изменении их всех

$$\text{выполнить равенство } z=F, \text{ равна } h := \frac{|de|}{|g| + |g1| + |g2|}, \quad h = 0.224119$$

(сумма частных погрешностей равна расчетной); подбор знаков для dm таких,

чтобы все частные погрешности были равны по знаку с z

$$dm := \begin{cases} dm & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g) \\ (-dm) & \text{otherwise} \end{cases}, \quad dm1 := \begin{cases} dm1 & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g1) \\ (-dm1) & \text{otherwise} \end{cases},$$

$$dm2 := \begin{cases} dm2 & \text{if sign}(de) = \text{sign}(g2) \\ (-dm2) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (\text{минимизация по } dm); \quad \text{расчет}$$

минимальных отклонений масс от номинала: $dm \cdot h = 0.061$, $dm1 \cdot h = -0.061$,

$dm2 \cdot h = -0.007$. Проверка: предполагаемые расчетные массы, при которых $z=F$,

равны $m := m \cdot (1 - dm \cdot h \cdot 0.001)$, $m1 := m1 \cdot (1 - dm1 \cdot h \cdot 0.001)$,

$m2 := m2 \cdot (1 - dm2 \cdot h \cdot 0.001)$; теперь ошибка приближения равна

$$\left[1 - t(m, m1, m2) \cdot (F_{47})^{-1} \right] \cdot 1000 = -0.0001.$$

Ниже даны результаты анализа всех реакций. В таблице 10 (см. раздел 4.2.)

для реакций с $m1=0$ или $m2=0$ приведены все случаи равенства величин

векторов числам из ряда Фидия, причем погрешности за счет сдвига масс для

точного выполнения этих равенств не превышают экспериментальных

значений погрешностей масс. При этих же условиях в таблице 11 даны все

случаи равенств величин векторов z каким-либо массам из таблицы 8.

Физическое содержание выявленных таким образом феноменов здесь не

обсуждается. Детальный анализ в рамках данной работы не проводился,

поскольку эта процедура не относится к обработке информации, а должна быть включенной в технологический процесс ускорительных комплексов на этапах отбора событий из общего объема всех событий и при первичной обработке материала. Неясно, например, в каких из приводимых в таблицах реакциях указываемые продукты распада действительно оставляли следы, а в каких восстанавливались по следам вторичных распадов.

Как видно из анализа чисел Фидия (раздел 4.6.), имеются жесткая функциональная связь между ними. Чтобы сделать ее более четко выраженной, была выполнена следующая процедура. В графические функции (описаны в разделе 3.3.1. и даны списком в разделе 4.7.) подставлялись в качестве аргументов числа из ряда Фидия, а из значений функций отбирались те, что точно (с погрешностью $<10^{-9}$) совпадали с другими числами этого ряда. Получено 430 таких значений (приведены в таблице 12 раздела 4.2. без расшифровки функциональных связей). Ниже в первых столбцах даны номера функций, а во вторых – количество событий.

(0 22)	(9 6)	(18 6)	(32 1)	
1 11	9.1 5	21 26	33 3	
2 15	10 6	24 1	34 16	
2.1 10	11 15	25 11	35 34	(48 1)
2.2 7	12 10	26 7	36 2	62 2
2.3 11	13 17	27 5	37 23	64 5
5 14	14 2	28 6	38 6	65 3
6 27	14.1 1	29 11	39 8	66 5
7 16	15.1 3	30 10	40 1	67 3
8 5	17 10	31 4	42 5	

Далее приведены (частично, с целью сокращения объема монографии) данные для реакций, в которых $m_1 > 0$ и $m_2 > 0$. В таблицах 13, 14 (раздел 4.2.) собраны данные на реакции, в которых величины каких-либо энергетических векторов равны числам Фидия (таблица 13) или массам частиц известных частиц (таблица 14). Статистика отклонений масс участников реакций от номинала только для выполнения условия $z=F$

такова: число частиц 972, среднее отклонение 0.005%, среднеквадратичное 0.239%. Отдельная выборка данных для 29 частиц со значимой статистикой дана в таблице 15. По столбцам: 1 - номер частицы, 2 - число событий, 3 - среднее погрешностей, 4 – среднеквадратичное погрешностей

Таблица 15

1	2	3(%)	4(%)	1	2	3(%)	4(%)
2	26	0.000	0.005	50	21	-0.078	0.085
3	138	0.000	0.004	62	18	0.021	0.065
4	71	0.002	0.014	63	16	0.193	0.269
5	18	0.001	0.017	68	13	0.000	0.006
6	42	0.003	0.168	70	22	0.002	0.006
7	62	-0.042	0.334	71	13	0.003	0.038
8	12	0.008	0.039	75	15	-0.025	0.061
9	22	0.001	0.107	76	16	0.027	0.061
10	37	0.010	0.186	84	25	-0.012	0.081
14	18	-0.005	0.021	86	48	-0.011	0.113
16	27	0.382	0.695	90	11	0.035	0.190
17	10	0.067	0.683	91	21	-0.106	0.375
30	9	-0.234	0.359	101	15	0.185	0.668
47	36	-0.055	0.143	106	10	0.000	0.006
48	17	-0.006	0.104				

3.4.2. Выявление взаимных связей между массами частиц

Вычислялись отношения масс частиц из таблицы 8 и сравнивались с числами из ряда Фидия. Общее количество событий оказалось равным 2043 (см. рис. 47). Обобщенные результаты для наиболее статистически значимых чисел в количестве 772 представлены в таблице 16. В столбцах: 1 – номера чисел Фидия, равных найденным отношениям масс, 2 – количество событий, приходящихся на это число, 3 – средняя погрешность, 4 – среднеквадратичная погрешность. На рис. 49 даны частоты упоминания масс – делимых для каждого числа F Фидия.

Таблица 16

1	2	3	4	1	2	3	4
28	12	-0.58	0.904	95	33	-0.068	1.186
35	8	-0.502	0.783	97	33	0.157	1.158
39	9	0.024	1.134	99	36	-0.255	1.176
48	10	-0.008	1.18	101	42	-0.053	1.116
51	16	0.136	1.06	102	49	-0.202	1.199
53	26	-0.208	0.97	103	38	-0.339	1.087
54	14	0.233	1.259	106	34	-0.144	1.103
56	14	0.271	1.282	108	38	0.214	1.042
70	26	0.257	1.032	114	31	-0.327	1.047
75	23	-0.029	1.051	117	41	0.119	1.245
77	27	0.338	1.075	126	37	0.109	1.311
81	33	-0.009	1.262	128	45	0.335	0.994
82	32	0.01	1.134	130	37	-0.164	1.273
92	28	0.091	0.887				

На пиках проставлены имена частиц – делимых с порядковым номером из таблицы 8. Отметим также следующие особенности реакций:

- в реакциях 105, 107, 123, 157, 254 один из векторов равен продукту вторичного распада (например, в реакции 123 e_1 равна массе частицы К, а m_1 есть частица D, которая, в свою очередь, распадается с образованием частицы К);
- в реакциях 117-120, 136, 191, 211, 232, 240, 258-263, 273-276 один из векторов (например, e_1 или e_2) равен массе конечного продукта;
- в большинстве других реакций одна из проекций равна массе другой частицы, причем иногда в распадах мезонов виртуально присутствуют барионы;
- найдено 296 случаев, когда одна из тригонометрических функций z_{32} - z_{35} равна 1. Чаще всего это значит, что один из продуктов распада имеет нулевую компоненту СК или ЭК.

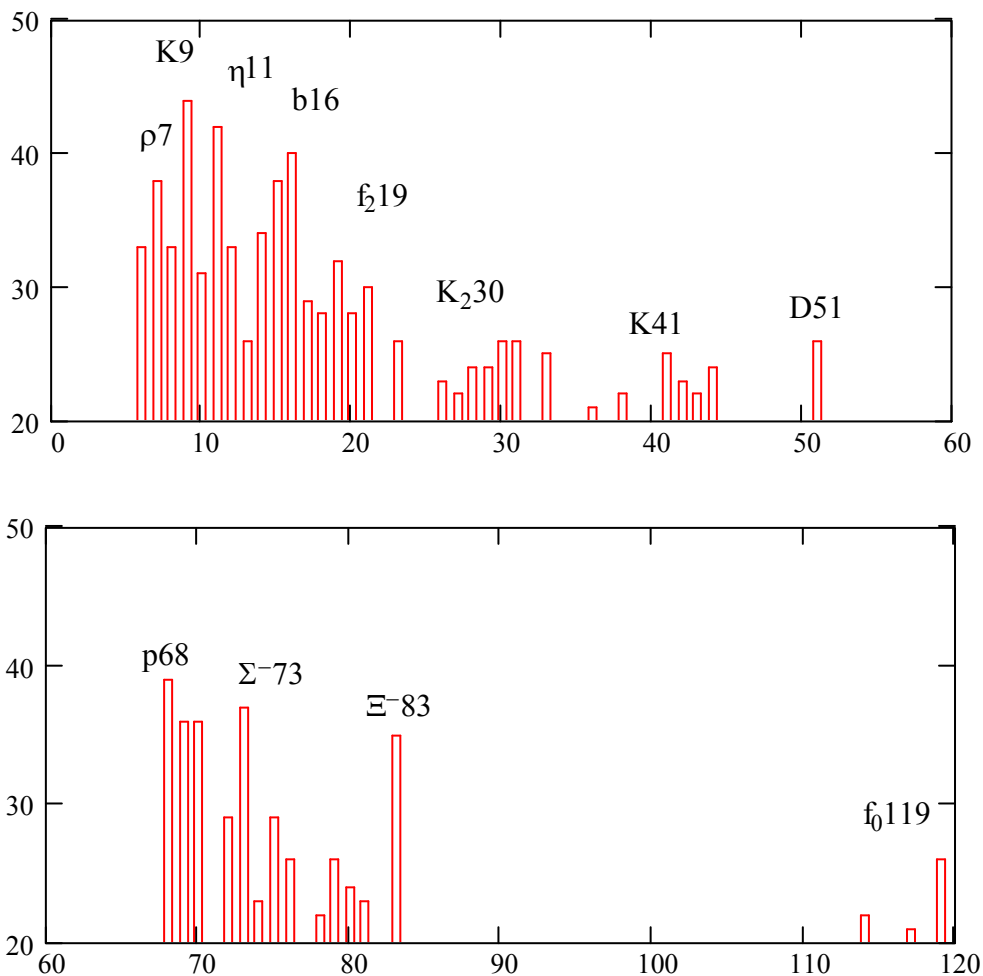


Рис. 49 Частоты событий, при которых отношения масс двух частиц равны числу Фидия.

3.4.3. Статистический анализ фазовых параметров объектов

Разработана программа вычисления количества совпадений экспериментальных значений всех фаз векторов распадов и их тригонометрических функций со стандартным рядом. В сводной таблице 17 в среднем столбце указана последовательность фаз, в первых трех столбцах даны количества совпадений по функциям углов в прямых реакциях, а в последних трех столбцах – в обратных реакциях. В качестве примера в таблице 18 приведены данные по основной, исходной для распадающейся частицы, фазе. Здесь $q_1 = \cos(\zeta)$, в первом столбце указаны номера реакций, во втором столбце – номера

соответствующих фаз стандартного ряда, в третьем столбце – погрешности в промилле. Таблица 17. Количества совпадений фаз распадов экспериментального и стандартного рядов фаз

cos	sin	tan		cos	sin	tan
40	14	6	ζ	0	57	0
14	40	10	ζ_1	57	0	0
24	8	4	τ_1	9	15	4
15	9	6	τ_2	8	24	4
14	30	1	ψ_1	0	12	0
88	0	0	ψ_{1a}	43	2	4
12	35	0	ψ_2	0	20	0
39	6	7	ψ_{2a}	21	3	2

$\bar{q}_1 =$

79	2	0.911
82	2	0.125
93	2	0.532
86	3	0.245
95	3	-0.008
89	4	0.679
124	5	0.571
77	6	-0.379
1	6	0.499
62	6	-0.384
160	7	-0.233
134	8	-0.611
129	9	-0.293
58	9	0.557
137	10	-0.031
151	10	0.128
150	11	-0.779
127	14	-0.013
155	18	0.576
190	18	0.231

$\bar{q}_1 =$

189	18	0.913
188	18	-0.449
55	23	0.68
56	24	0.381
131	24	-0.673
53	24	-0.49
54	25	-0.702
57	25	0.158
71	25	-0.156
182	25	0.194
181	25	0.647
180	25	0.043
191	26	-0.121
70	26	-0.423
179	26	-0.213
178	26	-0.061
146	27	0.876
177	32	-0.195
176	32	-0.041
132	38	0.136

3.5. Закономерности, обусловленные квантованием энергий

3.5.1 Квантование волновых объемов: целочисленные отношения для энергий элементарных частиц

Известные эмпирически найденные закономерности в явлениях природы, определяемые целочисленными отношениями (веса реагентов по Дальтону, объемы газов по Гей-Люссаку), обусловили введение понятия атома. Понятие гена возникло из открытого Менделеем закона передачи наследственных признаков. Квантование электронных уровней в атоме - из спектральных отношений Бальмера [137]. Добавим к этому целочисленность масс ядер атомов.

Конечная информация, получаемая с ускорителей, представляет собой набор сведений о массах нескольких сот элементарных частиц, только две из которых являются стабильными, а также о путях их распадов. «Существуют только две элементарные частицы – барион и лептон, и эти частицы имеют различные конфигурации, могут находиться в различных состояниях, как атомы водорода. Протон и нейтрон являются двумя состояниями бариона... Λ , Σ и Ξ являются возбужденными состояниями протона. Систематика всех этих состояний представляет собой то, что я люблю называть третьей спектроскопией» [151].

Выше было показано, что из единого полевого характера всех известных составляющих наблюдаемой материи следует с неизбежностью правила целочисленного квантования, то есть три вида спектроскопии. Другими словами, и возрастающие и убывающие энергетические ряды имеют выделенные величины, определяющие положения промежуточных очагов стабильности. Поэтому не прекращаются попытки найти эти особенности в спектре масс элементарных частиц, подобные целочисленному ряду масс ядер атомов и формуле Бальмера для энергии термов излучения атомов. Иначе говоря, «теоретическое понимание физики частиц может означать одно и только одно: понимание спектра

частиц». (Гейзенберг В. // Успехи физических наук. 1977. Т.121. №4. С. 669)
Здесь излагается возможное обоснование найденной автором [8] формулы, точно описывающей спектр масс легких нейтральных мезонов, которую удалось распространить и на группу из почти двухсот барионов. Нужно признать, что, имея в виду важность открывшихся нам обстоятельств, мы находимся лишь в начале пути, и потребуются немало усилий теоретиков и экспериментаторов для раскрытия физического содержания найденных закономерностей.

Излучающий атом выше рассматривался как объемный резонатор с набором частот, существенно меньших собственных частот электрона. Это обусловлено тем, что резонирующая полость заполняется через трубку последовательно, как следствие действия кольцевой волны, то есть скорость обмена энергией между взаимодействующими частицами ограничена скоростью c , размерами трубки и объемом полости. Раз существуют квантования (целочисленные отношения) энергий и объемов ядер атомов и фотонов, следует ожидать того же и для области промежуточных энергий, а именно масс элементарных частиц и резонансов (третья или корпускулярная спектроскопия, по Вайскопфу). В частности, ряд масс резонансов (траектории Редже [152]) уподобляется энергетическому спектру атома водорода с целым параметром $n = 1, 2, 3 \dots$

Известны модели взаимодействия барионов $\bar{B}B$ и $\bar{N}N$ с целым спектром связанных и резонансных состояний ядерного типа, причем характерное для $\bar{N}N$ аннигиляции расстояние пропорционально комptonовской длине протона $\lambda_p \sim 10^{-15}$ [30, 31]. Их распад описывается квазиклассически как постепенное расширение от начального малого

объема $\sim 1/m_p^3$, то есть $\sim \lambda_p^3$. Если же образуются пионы, то объем взаимодействия $\sim 1/m_{0p}^3$ ($\sim \lambda_{0p}^3$).

Когда сталкиваются предварительно ускоренные частицы, то рождаются более тяжелые фотоны (гамма-кванты) или мезоны с массой m_m , распадающиеся, например, на пару фотонов, поскольку малые λ_b позволяют достичь взаимодействия при малых расстояниях и больших энергиях, то есть рождение мезонов происходит при сильных резонансах. Так, при импульсе протона ~ 1 ГэВ/с $\lambda_b \approx \lambda_p$, имеет место сильное взаимодействие, и объем резонирующей полости определяется размером протона, то есть в области значительных энергий обе резонирующие полости сближаются настолько, что каждый нуклон становится сферическим резонатором.

Известно, что радиус R атомного ядра зависит от числа нуклонов A : $R = r A^{1/3}$, где $r = (1.3 \div 1.7) \cdot 10^{-15}$ м. На резонирующей полости радиуса $r \approx \lambda_p$ может формироваться мезон с длиной волны $\lambda_\pi = 2\pi r = 2\pi \lambda_p (1 \div 1.31)$ и массой $m_\pi = hc/\lambda_\pi = (114 \div 149)$ МэВ, что соответствует пику в области масс π^0 , π^+ и π^- мезонов (например, в реакции $d + p \rightarrow He^3 + \pi^0$, $d + p \rightarrow H^3 + \pi^+$ [5.2-5.6]). Поскольку $r > \lambda_p/2\pi$, нуклон в ядре окружен сильным полем, энергия которого превышает энергию электрического поля протона $m_{0p}\alpha/2 = 3,42$ МэВ на энергию связи, равную по порядку величины ~ 1 МэВ на нуклон. Подобно тому, как объемы ядер $\sim R^3$ содержат целое число объемов $\sim r^3$, кратных комптоновским объемам протона λ_p^3 , дебройлевские объемы возбужденных протонов могут служить сферическими резонаторами для фотонов [9].

Пусть на протоне с энергией $m_p = m_{p0} + E_\gamma$ формируется фотон с энергией E_γ . Собственная частота протона $\nu_0 = c/\lambda_{p0}$, частота возбужденного протона $\nu_1 = c/\lambda_p$, где $\lambda_p = \lambda_{p0}/(1 + E_\gamma/m_{p0})$. Разность частот $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_0 = E_\gamma/h$ определяет длину волны фотона $\lambda_\gamma = hc/E_\gamma$, который формируется в резонирующей полости, заключенной между сферами радиусов $\lambda_{p0}/2\pi$ и $\lambda_p/2\pi$, что эквивалентно шару с резонирующим объемом $\sim \lambda_\gamma^3$. Если

полуголый адрон, далекий от массовой поверхности (например, партон), распадается на много адронов, то этот распад можно описывать квазиклассически как постепенное расширение от начального малого объема (его характерный размер обратно пропорционален массе) [153].

Как и в атоме, длина волны λ_γ коррелирует с длиной волны λ_{p0} протона, на котором идет процесс фотообразования, поэтому будем искать резонансные длины волн исходя из условия квантования волновых объемов $\lambda_\gamma^3 = \lambda_{p0}^3 \cdot V$, где $V = 1, 2, 3 \dots$ – объемное квантовое число. Отсюда получим массы мезонов m_m , выраженные через массу протона m_{p0} :

$$m_m^3 = m_{p0}^3 / V. \quad (56)$$

Ниже дана таблица 19 рассчитанных по формуле (56) значений масс нейтральных мезонов m_m и экспериментальные массы с погрешностью Δm из работы [154-157] с дополнениями из [31, 158, 159]. В столбцах дано: 1– значения числа V , 2– рассчитанные массы в МэВ, 3– экспериментальные массы в МэВ, 4– экспериментальные погрешности $\pm \Delta m$ в МэВ, 5– названия частиц. Видно, что разности рассчитанных и экспериментальных масс на порядок меньше ошибок измерения.

Частицы с недостающими номерами V хотя и не указываются, но легко опознаются как пички. Например, в работе [159] помимо указанного авторами η^0 – мезона просматриваются частицы с массами 455, 470, 518 и 585 МэВ ($V=9,8,6,4$). В области малых масс аппаратура не позволяет пока различать отдельные линии, поэтому спектр пар фотонов и, следовательно, мезонов выглядит сплошным [154], особенно если учесть распад мезонов на лету [75]. Поэтому π^0 мезон может быть центром группы мезонов с выделенной резонансной энергетической характеристикой. Рассмотрим реакцию

рождения π^0 мезона при столкновении двух протонов с энергией T вблизи порога:

$$pp \rightarrow pp\pi^0. \quad (57)$$

При $2T = 135$ МэВ $\lambda_{pb} \approx \lambda_{p0} (E_{p0}/2T)^{0.5}/\pi \approx 2,6\lambda_{p0}/\pi$, поэтому за счет кулоновского взаимодействия даже при движении строго по одной прямой частицы теряют на пути эффективного взаимодействия от $2,6\lambda_{p0}/\pi$ до λ_{p0}/π около $0,6 E_{p0}/\alpha = 5$ МэВ энергии, что сказывается на траектории. Однако на расстоянии λ_{p0}/π взаимодействие определяется уже величиной не e^2 , а $4\epsilon_0\hbar c$, поэтому в результате торможения и уменьшения T растет λ_{pb} до некой величины x такой, что энергия взаимодействия протонов становится равной 135 МэВ ($W = \lambda_{p0}E_{p0} / 2\pi x = 135$ МэВ, $x = 1,1\lambda_{p0}$), поскольку формирование фотонов происходит за счет увеличения энергии поля протонов. Как установлено выше, в протоне узлы на орбите

располагаются на расстояниях $\varphi r < \pi r/2$. Квазиустойчивой будет орбита λ_{p1} при таком уровне возбуждения протона, что $\lambda_{p1}/\lambda_{p0} = 2\varphi/\pi = m_{p0}/m_{p1}$. Тогда $m_{p1} = 997.07$ МэВ $= m_{p0} + 58.79$ МэВ, и следует ожидать большой частоты появления фотонов с энергией ~ 60 МэВ.

Иначе обстоит дело в случае формирования π^0 мезона как системы связанных фотонов, так как его энергия больше энергии исходных фотонов на энергию связи. Поэтому $m_{\pi^0} = 134.974$ МэВ $= m_{p0}(336)^{-1/3} > 120$ МэВ, и это порог образования таких мезонов. При больших импульсах нейтрона в реакции $pn \rightarrow d\pi^0$ [154] винтовая линия превращается в плоскую спираль с диаметром λ_{p1}/π , причем длина витка λ_{p0} больше λ_{p1} , что приводит к частичному перекрытию витков. Тогда процесс образования мезона заключается в подгонке этих длин под указанное

Таблица 19.

Массы легких нейтральных мезонов с двухфотонным распадом

1	2	3	4	5
1	938,28	938,28	< 0,01	ρ
2	744,71	745	5	ρ^0
3	650,57	650	3	2γ
4	591,08	591		2γ
5	548,71	548,8	0,6	η_0
6	516,35	510		2π
7	490,49	490	10	2γ
8	469,14	465 470	20 17	DEF 2γ
9	451,08	450	20	DEF
10	435,51	440	30	“
11	421,89	420	17	2γ
12	409,83	408	53	2γ
13	399,04	398	20	2γ
14	389,30	389	10	2γ
15	380,45	380		μe
16	372,36	372		ABC
17	364,91	365	23	“
18	358,02	356		2π
19	351,63	352	23	ABC
20	345,66	345	16	“
21	340,09	340	13	“
22	334,86	335	16	“
24	325,28	325	10	“
25	320,89	320	14	“
26	316,72	316	11	“
27	312,76	312	13	“
28	309,0	310	12	“
29	305,4	305	12	“
30	01,97	302	7	“
31	98,68	300	19	“
32	95,54	297	12	“
33	92,52	292		2γ
34	89,63	290	24	ABC
35	86,84	286	12	“
36	84,16	284		“
38	79,09	280	28	“
40	74,35	274		“
43	67,82	268		“
336	134,96	134,96	<0,04	π^0

соотношение. Если условия симметрии не выполняются, реакция может пойти по типу перезарядки:

$$pp \rightarrow pp\gamma\gamma \rightarrow pp \bar{e} e \bar{\nu}_e \nu_e \rightarrow p + pe \bar{\nu}_e + \bar{e} \nu_e \rightarrow p n\pi^+, \quad (58)$$

причем $E(\nu_e) = E(\bar{\nu}_e) = 0.782319 \text{ МэВ} = m_{n0} - m_{p0} - m_{e0}$, то есть равна максимальной энергии антинейтрино из распада нейтрона.

Масса π^+ мезона тогда также оказывается квантованной

$$\{m_{p0} / [m_{\pi} - E(\nu_e)]\}^3 = 309 \pm 0.002.$$

Для тяжелых фотонов и частиц с $\lambda_{\gamma}^3 = \lambda_{p0}^3$ ($B=1$) объем резонирующего шара совпадает с объемом протона, и когда $m_M > m_{p0}$ создаются условия, при которых каждый протон является резонатором для другого. Можно представить, что создается квазиядро с массой M : в объеме ядра содержится целое число объемов нуклона, а в объеме протона содержится целое число волновых объемов квазиядра [51-53]. Отсюда $\lambda_{p0}^3 = B \lambda_M^3$,

$$M^3 = m_{p0}^3 B. \quad (59)$$

3.5.2. Представление сечения взаимодействия функциями распределения.

Для проверки данного предположения на примере реакции $\bar{p}p \rightarrow$ что-нибудь были использованы освобожденные от фона данные по полному сечению взаимодействия σ_{tot} [163-165]. Если имеющуюся совокупность первоначальных экспериментальных данных $x_i, y_i, \Delta y_i$, где $i=1, \dots, N$ (N – количество экспериментальных точек) представить в графическом виде, отложив на оси абсцисс значения $\ln(x_i - 2m_{p0})$, а по оси ординат – значения y_i , то нанесенные на графике экспериментальные точки расположатся в полосе, имеющей форму гиперболы. Для выявления требуемых для анализа координат точек необходимо было найти уравнение гиперболы и отделить фон. Невырожденная гипербола вполне определяется пятью своими точками, если никакие три из них не лежат на одной прямой. Уравнение гиперболы, проходящей через пять предварительно визуально выбранных точек x_j, y_j ($j=1, \dots, 5$) имеет вид:

$$A_1x^2 + A_2xy + A_3y^2 + A_4x + A_5y + A_6 = 0, \quad (60)$$

где коэффициенты $A_1 \dots A_6$ определяются при раскрытии определителей следующим образом:

$$A_1 := \begin{pmatrix} x_1 \cdot y_1 & y_1^2 & x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 \cdot y_2 & y_2^2 & x_2 & y_2 & 1 \\ x_3 \cdot y_3 & y_3^2 & x_3 & y_3 & 1 \\ x_4 \cdot y_4 & y_4^2 & x_4 & y_4 & 1 \\ x_5 \cdot y_5 & y_5^2 & x_5 & y_5 & 1 \end{pmatrix}, \quad A_2 := \begin{pmatrix} x_1^2 & y_1^2 & x_1 & y_1 & 1 \\ x_2^2 & y_2^2 & x_2 & y_2 & 1 \\ x_3^2 & y_3^2 & x_3 & y_3 & 1 \\ x_4^2 & y_4^2 & x_4 & y_4 & 1 \\ x_5^2 & y_5^2 & x_5 & y_5 & 1 \end{pmatrix},$$

$$A_3 := \begin{pmatrix} x_1^2 & x_1 \cdot y_1 & x_1 & y_1 & 1 \\ x_2^2 & x_2 \cdot y_2 & x_2 & y_2 & 1 \\ x_3^2 & x_3 \cdot y_3 & x_3 & y_3 & 1 \\ x_4^2 & x_4 \cdot y_4 & x_4 & y_4 & 1 \\ x_5^2 & x_5 \cdot y_5 & x_5 & y_5 & 1 \end{pmatrix}, \quad A_4 := \begin{pmatrix} x_1^2 & x_1 \cdot y_1 & y_1^2 & y_1 & 1 \\ x_2^2 & x_2 \cdot y_2 & y_2^2 & y_2 & 1 \\ x_3^2 & x_3 \cdot y_3 & y_3^2 & y_3 & 1 \\ x_4^2 & x_4 \cdot y_4 & y_4^2 & y_4 & 1 \\ x_5^2 & x_5 \cdot y_5 & y_5^2 & y_5 & 1 \end{pmatrix},$$

$$A_5 := \begin{pmatrix} x_1^2 & x_1 \cdot y_1 & y_1^2 & x_1 & 1 \\ x_2^2 & x_2 \cdot y_2 & y_2^2 & x_2 & 1 \\ x_3^2 & x_3 \cdot y_3 & y_3^2 & x_3 & 1 \\ x_4^2 & x_4 \cdot y_4 & y_4^2 & x_4 & 1 \\ x_5^2 & x_5 \cdot y_5 & y_5^2 & x_5 & 1 \end{pmatrix}, \quad A_6 := \begin{pmatrix} x_1^2 & x_1 \cdot y_1 & y_1^2 & x_1 & y_1 \\ x_2^2 & x_2 \cdot y_2 & y_2^2 & x_2 & y_2 \\ x_3^2 & x_3 \cdot y_3 & y_3^2 & x_3 & y_3 \\ x_4^2 & x_4 \cdot y_4 & y_4^2 & x_4 & y_4 \\ x_5^2 & x_5 \cdot y_5 & y_5^2 & x_5 & y_5 \end{pmatrix}.$$

Подставив в выражение (60) значения x_i , получим некоторое множество чисел z_i , которое, вообще говоря, не совпадает с множеством y_i , и между ними существует некоторое ненулевое среднеквадратичное отклонение. Если осуществить минимизацию этого отклонения, то гипербола будет проведена

наилучшим образом, а ее уравнение будет являться уравнением фона. Для этого строим график в координатах y_i, z_i , на котором нанесено N точек вдоль некоей прямой с уравнением $z=my+c$. Для проведения наилучшей прямой применим метод наименьших квадратов в случае неодинаковых статистических весов величин y_i [160], согласно которому выражения для коэффициентов m и c , а также их среднеквадратичные ошибки имеют следующий вид:

$$\bar{y} = \frac{\sum w_i \cdot y_i}{\sum w_i}, \quad D = \sum w_i \cdot (y_i - \bar{y})^2, \quad m = \frac{\sum w_i \cdot (y_i - \bar{y}) \cdot z}{D},$$

$$\bar{z} = \frac{\sum w_i \cdot z_i}{\sum w_i}, \quad c = \bar{z} - m \cdot \bar{y}, \quad d_i = z_i - m y_i - c, \quad \delta m^2 = \frac{\sum w_i \cdot d_i^2}{N - 2},$$

$$\delta c = \left[\frac{1}{\sum w_i} + \frac{(\bar{y})^2}{D} \right] \cdot \frac{\sum w_i \cdot d_i^2}{N - 2}, \quad w_i = \delta y_i^{-2}.$$

Итерационный процесс продолжается до достижения заданной точности, после чего находятся искомые ординаты очищенных от фона точек.

Следующий шаг заключается в аппроксимации полученной табличной функции многочленами Чебышева, а затем полученная функция представляется приближенной суммой функций распределения Пуассона с управляемыми высотами и полуширинами. В табл. 20 даны результаты вычислений эффективных масс резонансов.

Среднее арифметическое значение разностей масс, приведенных в столбцах 2 и 4, равно 5,0 МэВ, что составляет 10% от средней величины

интервала между соседними резонансами. Среднеквадратичное значение разности равно 8,8 МэВ, что составляет 17% от этого интервала, 1,6% от данного диапазона масс и 0,4% от массы среднего резонанса 2364 МэВ.

Изложенное позволяет сделать вывод о справедливости соотношения (59) для масс протон-антипротонных пар в диапазоне (2÷3) ГэВ, причем вид сечения взаимодействий определяется суммой величин сечений, характеризующих отдельные резонансы [31].

$$\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p)$$

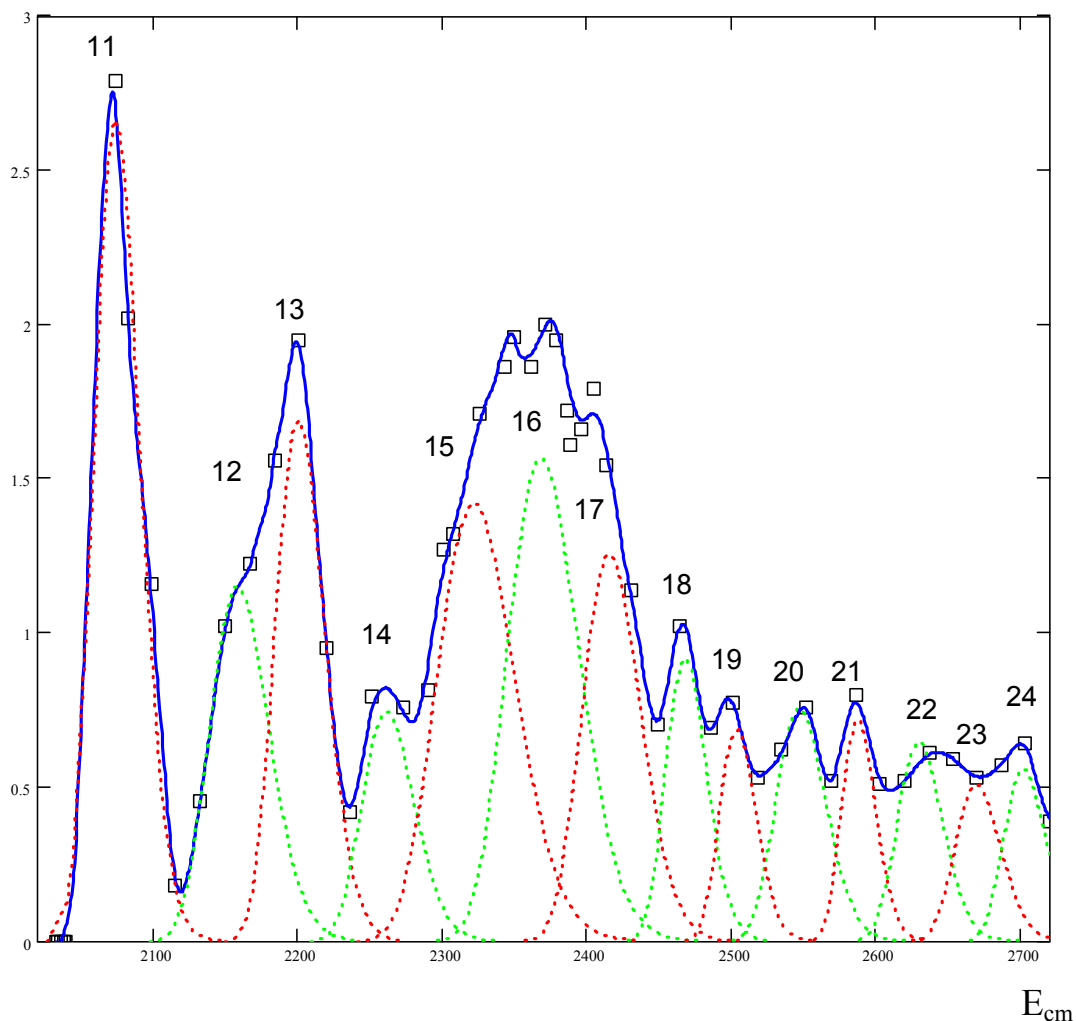


Рис. 50 Представление сечения взаимодействия суммой функций распределения Пуассона

На рис. 50 представлены результаты аппроксимации зависимости $\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p)$ от энергии в системе центра масс E_{cm} , где пунктирными линиями

показаны функции распределения Пуассона с центрами в точках $E_{cm} = M(B)$, сплошной жирной - аппроксимация полиномами Чебышева (полиномиальная регрессия) исходной табличной функции.

Среднеквадратичная ошибка приближения исходной функции ее представлением (суммой) равна 0,08 mb, что соответствует среднеквадратичному разбросу экспериментальных данных.

Таблица 20. Эффективные массы резонансов $\bar{p}p$

B	Рассчитанные величины масс резонансов ($m_{po}B^{1/3}$), МэВ	Аппроксимация, МэВ	Максимумы функции распределения, МэВ	Ширина резонансов, МэВ
1	2	3	4	5
11	2087	2092	2074	18
12	2148	2156	2160	45
13	2206	2199	2200	45
14	2261	2263	2261	46
15	2314	2343	2325	58
16	2364	2374	2380	48
17	2413	2402	2423	47
18	2459	2466	2468	34
19	2504	2499	2501	28
20	2547	2550	2549	28
21	2589	2585	2586	26

Примером неверной интерполяции может служить работа [157].

Обозначения: по оси абсцисс – энергия в системе центра масс при столкновении протона с антипротоном; по оси ординат – сечение взаимодействия в мБ (превышение над фоном около 1%); квадраты – координаты экспериментальных точек; сплошная линия – полиномиальная регрессия (среднеквадратичное отклонение 0.044, коэффициент корреляции 0.9978 с ошибкой $5 \cdot 10^{-4}$); точечные линии – функции распределения Пуассона, сумма которых относительно сплошной линии имеет коэффициент корреляции 0.9937 с ошибкой $8 \cdot 10^{-4}$ при среднеквадратичном отклонении 0.065. Цифрами обозначены предсказываемые положения максимумов. Как видно, интервал между массами соседних состояний, например, тяжелых ипсилон частиц, уменьшается пропорционально массе кварка. [164]. Этот вывод также опровергает бытовавшее ранее мнение о том, что в области больших масс интервалы между массами соседних состояний уменьшаются.

Легко убедиться в наличии этого спектра масс на графиках, приводимых различными авторами, например, в работах: [165]–
В = 68 - 75, 79 - 81; [166] – В = 39 - 45; [167] – В = 13 - 20; [168, 169] – В = 39 - 56. Особо нужно выделить группу частиц ипсилон [170, 171], связь разнообразных резонансов [172] (где отмечается, что узкие мезонные резонансы в области масс вблизи 2 ГэВ могут быть объяснены как узкие барион-антибарионные состояния), и группу дибарионов [173-190].

3.5.3. Сравнение рассчитанных и экспериментальных значений масс частиц

В литературе [76] имеются данные по более чем двумстам частицам и резонансам, удовлетворяющим условию (59). Некоторые из них приведены в таблице 21 (раздел 4.2.).

3.6. Заключение

1. Разработана физическая модель прикладного объекта исследования, представляющего собой совокупность элементарных частиц, свойства которых являются предметом изучения в области физики высоких энергий.

Принципиальная новизна модели заключается в том, что элементарные «кирпичики» вещества, «атомы микромира» признаются чисто полевыми объектами, причем собственная их энергия есть вектор, компоненты которого суть поля, свойственные сильному и электромагнитному взаимодействиям. Это позволило применить к таким объектам векторный анализ. Вектор адекватно описывается также величиной модуля, известного как энергия (масса покоя), и аргументом (фазой), новым параметром, характеризующим особенности каждого члена семейства частиц.

2. Разработан метод использования информации об объекте, заключающейся в наборе известных данных о продуктах распада частицы, для вычисления всех векторных составляющих и их проекций. Метод позволяет выявлять скрытые системные связи в ансамбле частиц, закономерности их спектра. Приведены основные параметры наиболее распространенных частиц.

3. В процессе анализа зон энергетической плоскости обнаружены случаи численного совпадения фазовых и амплитудных характеристик различных частиц в относительных единицах. Фундаментальным признан факт совпадения найденных характеристик с принципом гармонической пропорциональности.

4. Найдено, что числа Фидия, подобно связанными с ними числами Фибоначчи, образуют функциональные ряды.

5. Преобразование информации и переход от одномерного к двумерному представлению позволил осуществить визуализацию анализируемой информации. Погрешность расчетов не превышала величины 0.001 в относительных единицах. Результаты анализа наглядно демонстрируют ярко выраженный спектральный характер энергетики 278 реакций распадов частиц. Сделан вывод, что в большинстве случаев проявляется закономерность,

закрывающаяся в соответствии энергетических процессов принципу гармонической пропорциональности.

6. Из того обстоятельства, что спектр проявляется в массиве, суммирующем данные по большой группе объектов, делается заключение о наличии статистически значимой взаимосвязи компонентов энергий этих объектов. Причина, по которой эти, всеми исследователями предполагаемые, связи не были ранее обнаружены, заключается в том, что они проявляются не в виде прямых соотношении между энергиями различных частиц, а как соотношения компонент энергий.

7. Установлено, что возрастающие и убывающие энергетические ряды имеют выделенные величины, определяющие положения промежуточных очагов стабильности. Данное обстоятельство позволило сформулировать рабочую гипотезу, положенную в основу программы обработки экспериментальных данных, относящихся к сечениям взаимодействия частиц. Согласно гипотезе, пары протон-антипротон образуют возбужденные образования по типу квазиядер, поэтому их объемы квантуются целочисленно, подобно ядрам атомов. Анализ экспериментальной кривой заключался в представлении ее суммой упорядоченно расположенных функций распределения. В результате достигнуто приближение: среднеквадратичное значение разности предсказываемых и полученных масс составило 1.6% от данного диапазона масс и 0.4% от массы среднего резонанса 2364 МэВ. Полиномиальная регрессия имеет среднеквадратичное отклонение 0.044 и коэффициент корреляции 0.9978 с ошибкой $5 \cdot 10^{-4}$. Сумма функций распределения Пуассона относительно интерполяционной линии имеет коэффициент корреляции 0.9937 с ошибкой $8 \cdot 10^{-4}$ при среднеквадратичном отклонении 0.065.

Перспективными можно считать следующие практические приложения:

- сокращение сроков исследований, увеличение точности благодаря калибровке аппаратуры и усовершенствованию методики обработки результатов, получение регулярного ряда новых частиц на ускорительных комплексах;

- в близкой перспективе разработка способов управления сильными полями и создание новых атомных машин с обратимым и управляемым циклом;

- изменение свойств и создание новых материалов не только благодаря использованию в технологическом процессе традиционных приемов, но и путем применения полей, свойственных сильному взаимодействию.

А. Модель, согласно которой большая часть упругой силы имеет не электромагнитную природу, а относится к области сильного взаимодействия, может быть использована для определения количественных соотношений между компонентами упругих сил. Метод заключается в фиксации сильных полей, возникающих при резких перепадах давления, сопровождающихся фазовыми переходами (рабочее тело – водород и смеси газов), и исследовании электромагнитных излучений и потока частиц. Ожидаемые результаты: понимание природы резкого снижения сжимаемости материалов при высоких давлениях.

Проблема механики, заключающаяся в поиске источника упругих сил, возрастающих с ростом давления и противостоящих сдавливанию атомов, не разрешима путем исследования только ЭМВ. И вообще, статическая система любых однотипных зарядов (электрических, магнитных или гравитационных) не может быть самоуравновешена. Утверждается, что устойчивость атома обеспечивается расталкивающей силой, как проявлением СВ, причем она растет при сжатии быстрее, чем r^2 . Иначе говоря, энергия внутриатомных связей двухкомпонентна, векторна. Поэтому необходимо разрабатывать способы управления сильными полями.

В. Причина низкой экономичности современных источников света массового применения заключается в том, что большая часть подводимой к ним энергии рассеивается в виде теплового излучения, приходящегося на невидимую часть спектра. Сказанное относится к светильникам с накаливаемой нитью или горячей плазмой. Светильники других классов не нашли широкого применения по причине их низкой световой отдачи.

Создание высокоэкономичного источника света возможно путем разработки методики накачки излучателя энергией, исключающей поглощение ее тепловыми движениями атомов и молекул. Решение данной задачи позволит также создать более эффективные преобразователи солнечной энергии. Тривиальные примеры: КПД фосфоров и эффективность биолюминисценции светлячков близка к 100 %.

В основу теоретического обоснования работ в этом направлении может быть положена созданная автором модель процесса излучения атома, согласно которой излучение есть преобразование энергий полей, свойственных электромагнитному и сильному взаимодействиям.

В основу технического решения данной проблемы закладываются два известных физических явления: повышение энергии фотона при рассеянии на электронах (обратный эффект Комптона) и накопления энергии атомом (многофотонный фотоэффект).

Возможные эксперименты:

1. Зависимость явления дифракции на краю от материала стенки, способа обработки края, влияния внешних полей, вида излучения. Цель: изучение взаимодействия фотона как кванта сильного поля с наружным полем материала.
2. Измерение дефекта массы при фазовых переходах. Чтобы заметить дефект массы, относительная погрешность измерения должна быть $6 \cdot 10^{-10}$ при испарении бора В.
3. Измерение электромагнитных импульсов при фазовых переходах и разрывах вращающихся колец, фотонного состава излучения биообъектов, сильных полей.
4. Изучение структуры полос при лэмбовском сдвиге: обнаружение разности длин волн соседних полос, по величине равных длине волны электрона.