

С 346.5
П-57

4.3.1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.В. Поплавский, Г.Г. Тахтамышев

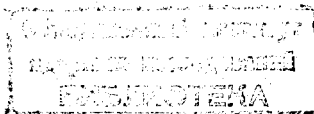
1528

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В РАСПАДЕ $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$

Дубна 1964

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В РАСПАДЕ $K_2 \rightarrow 3\pi^0$

22096



Дубна 1964

Трудность изучения распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ заключается в том, что как первичная частица, так и продукты распада нейтральны и не дают следов в трековых камерах. Поэтому представляются возможными следующие два пути получения информации об этом распаде:

1/ π^0 -мезон с вероятностью $\sim 1/80$ может распасться по схеме Далитца: $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$, причем импульсы электрона и позитрона могут быть с хорошей точностью измерены в камере;

2/ в пузырьковой камере с тяжелым наполнителем можно наблюдать конверсию одного или нескольких γ -квантов от распада π^0 -мезонов.

В обоих случаях кинематика не дает возможности однозначно идентифицировать распад K_2^0 -мезона. Получить какую-то информацию о природе электронно-позитронной пары можно лишь сравнивая экспериментальные импульсные и угловые распределения электронов и позитронов с теоретическими распределениями.

Поскольку мы не можем перевести экспериментальные распределения в систему π^0 -мезона, возникает задача построения теоретических спектров в лабораторной системе. С нашей точки зрения наилучшим методом получения таких спектров является метод Монте-Карло /или метод моделирования/ ^{1/}.

В случае распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ импульс и угол вылета γ -кванта в лабораторной системе выражаются через следующие параметры:

- q_π - импульс π^0 -мезона в системе K -мезона,
- Z_π - косинус угла вылета π -мезона в системе K -мезона,
- Z - косинус угла вылета γ -кванта в системе π -мезона,
- p_k - импульс K -мезона в лабораторной системе.

Распределение вероятностей для каждой из этих величин известно, поэтому все они легко могут быть промоделированы.

Распределение q_π получается из статистической теории множественного рождения и имеет вид:

$$\Phi(q_\pi) dq_\pi = q_\pi^2 \left[1 - \frac{4\mu^2}{(M - \sqrt{q_\pi^2 + \mu^2})^2 - q_\pi^2} \right]^{1/2} \cdot (M - \sqrt{q_\pi^2 + \mu^2})^2 - \\ - \frac{1}{3} q_\pi^2 \left[1 - \frac{4\mu^2}{(M - \sqrt{q_\pi^2 + \mu^2})^2 - q_\pi^2} \right] dq_\pi,$$

где M и μ - массы K - мезона и π - мезона соответственно, Z и Z_π распределены равномерно в интервале $[-1,1]$. Импульс K - мезона в данной работе брался постоянным.

Методы моделирования величины, распределение которой известно, описаны в литературе /см., например, /1/.

Таким образом, в расчете многократно моделировались данные величины, и по ним вычислялись импульсы и углы вылета y - квантов. Этот процесс продолжался до тех пор, пока не достигалась достаточная статистическая точность.

Данные, полученные в результате расчета, приведены на рис. 1,2.

Распределения, относящиеся к распаду $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, получались аналогичным путем. Поскольку в этом случае π - мезон распадается на три частицы, вместо угла вылета y - кванта вводились новые параметры, определяющие импульсы и углы вылета электрона и позитрона. В работе /2/ приводится распределение параметров x и y для далитцевского распада π^0 :

$$F(x, y) dx dy = \frac{1}{x} \left(1 - \frac{x^2}{\mu^2}\right)^3 (1 + y^2 + \frac{4m^2}{x^2}) dx dy,$$

где x - суммарная масса электрона и позитрона, $y = \frac{|\vec{q}_+ - \vec{q}_-|}{\vec{q}_+}$, ϵ_\pm - импульс и энергия позитрона и электрона соответственно в системе π^0 , m - масса электрона.

Моделирование этих параметров позволяет вычислить импульсы электрона и позитрона в системе π^0 . Для перехода в лабораторную систему моделировались еще следующие параметры:

Z - косинус угла вылета позитрона,

X - угол поворота импульса электрона относительно импульса позитрона

/поскольку угол разлета однозначно определяется энергиями этих частиц/.

Тогда энергии и импульсы частиц в лабораторной системе получают обычными лоренцовыми преобразованиями:

$$\text{энергия пиона } E_\pi = \frac{E_K \epsilon_\pi + p_K q_\pi z_\pi}{M} / \epsilon_\pi - \text{энергия пиона в системе } K,$$

E_K и p_K - энергия и импульс K - мезона в лабораторной системе; энергия позитрона $E_+ = \frac{q_+ p_\pi z + \epsilon_+ E_\pi}{\mu} / p_\pi$ - импульс пиона в лабораторной системе;

косинус угла разлета электрона и позитрона в лабораторной системе

$$\cos \omega = \frac{E_+ E_- - (\epsilon_+ \epsilon_- - q_+ q_- \cos y)}{p_+ p_-} / \gamma - \text{угол разлета тех же частиц в системе } \pi^0.$$

На рис. 3-5 приводятся полученные таким образом распределения. Как и в случае $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распада расчет проводился для трех значений импульса K - мезона:

$$p_K = 0; 500; 1000 \text{ Мэв/с.}$$

Здесь нужно отметить, что используемый метод позволяет учесть искажения, которые накладываются на распределения самим применяемым детектором - в данном случае трековой камерой.

К таким искажениям относится геометрический фактор /3/, т.е. влияние геометрии камеры на экспериментальное распределение.

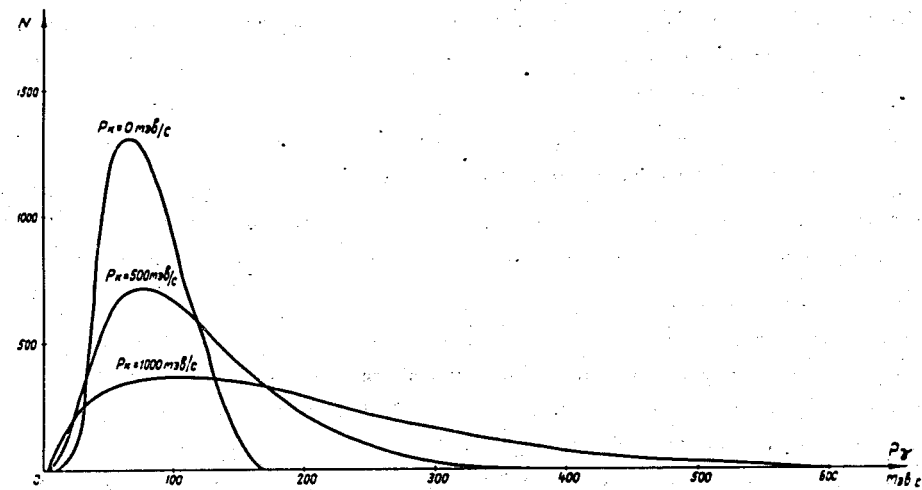
Искажение возникает также в том случае, когда в камере идентифицируются лишь электроны с энергией меньше какой-то определенной /идентификация по ионизации/.

При расчете методом Монте-Карло не представляет труда после моделирования одного события решить, будет ли оно зарегистрировано и идентифицировано в данной камере. В зависимости от этого оно включается или не включается в статистику, по которой строятся распределения. Это обстоятельство очень важно для определения вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, так как при этом необходимо точно знать долю регистрируемых событий.

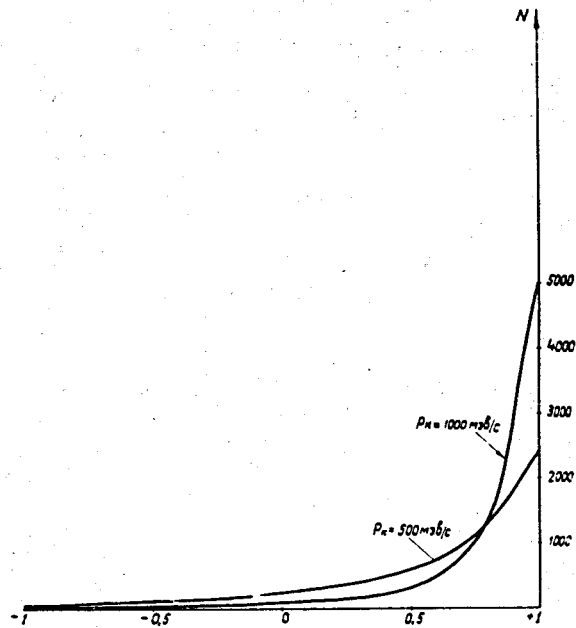
Л и т е р а т у р а

1. Н. Бусленко и др. Метод статистических испытаний. Физматгиз, 1962.
2. N. Kroll, W. Wada, Phys.Rev., 98, 1355 (1955).
3. Н. Мельникова. ПТЭ, № 1, 32-6 /1962/.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 января 1964 г.

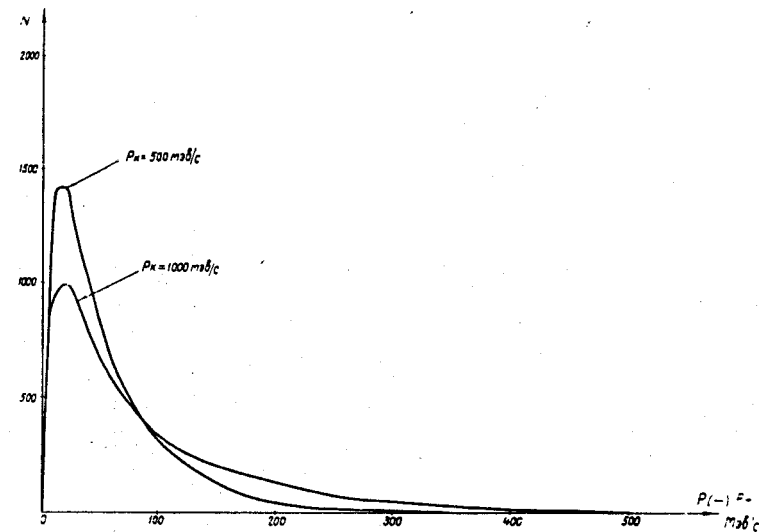


Распределение импульсов γ -квантов
в распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma$
Р и с. 1.



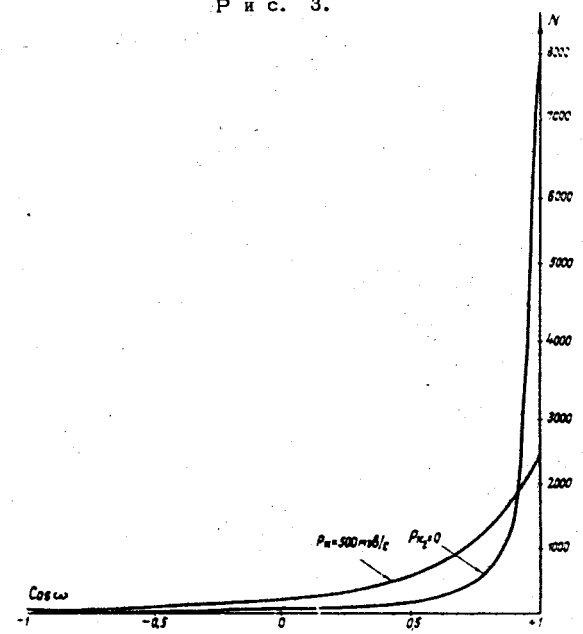
Распределение
косинусов углов вылета γ -кванта θ_γ
в распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 e^+ e^- \gamma$

Р и с. 2.



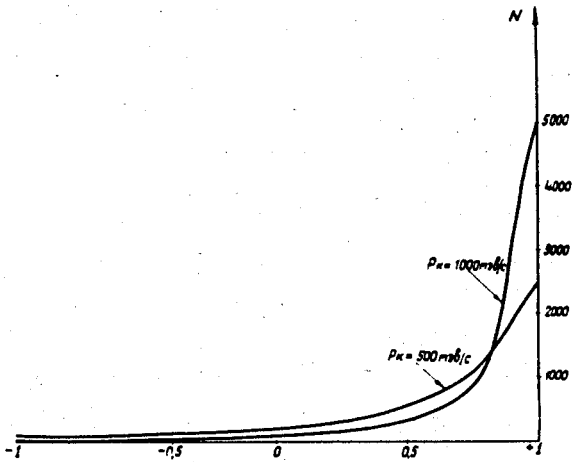
Распределение импульсов электрона ($P(-)$)
в распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 e^+ e^- \gamma$

Р и с. 3.



Распределение косинусов углов разлета (ω)
в распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 e^+ e^- \gamma$

Р и с. 4.



Распределение
косинусов углов былета электрона (θ)
в системе $K1 - \dots - e-e-\gamma$

Рис. 5.