ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

П.В.Шляпников

10 - 4053

МЕТОДЫ УЧЕТА КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТРЕКОВ В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОСТЯМИ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук В.Б.Флягин

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук М.И.Соловьев,

доктор технических наук А.И.Филлипов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт физики высоких энергий.

Автореферат разослан " " 1968 г.

Защита диссертации состоится " " 1968 г. на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь ЛЯП

10 - 4053

П.В.Шляпников

МЕТОДЫ УЧЕТА КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТРЕКОВ В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОСТЯМИ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Большинство экспериментов, проводимых в настоящее время на ускорителях с помощью пузырьковых камер, немыслимо без применения сложного кинематического анализа, необходимого для выделения исследуемых взаимодействий элементарных частиц из всей совокупности кинематически подобных процессов. Эффективность такого кинематического анализа и последующей статистической обработки экспериментальных данных, в первую очередь, зависит от точности, с которой определены кинематические параметры треков.

Одним из основных факторов, ухудшающих точность вычисления кинематических параметров, является искажение треков, вызываемое кулоновским многократным рассеянием, которое тем сильнее, чем больше плотность среды. Поэтому, если в жидководородных пузырьковых камерах влияние кулоновского рассеяния на ошибки вычисления кинематических параметров сравнимо с другими факторами (такими, как неоднородность магнитного поля, неточности измерения координат и т.д.), то в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями эти ошибки, в основном, определяются именно кулоновским рассеянием. Для электронных и позитронных треков в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями не меньший вклад в эти ошибки дает и тормозное излучение. В результате, несмотря на большую эффективность регистрации γ-квантов в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями (которая позволяет ставить на них эксперименты, в ряде случаев недоступные для жидководородных пузырьковых камер) точности определения кинематических параметров в таких камерах оказываются значительно ниже, чем в жидководородных. Вследствие этого проблема корректного учета кулоновского рассеяния и тормозного излучения при вычислении кинематических параметров треков особенно в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями приобретает первостепенное значение.

В диссертации обобщается методика вычисления кинематических параметров треков в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями, разработанная в работах /1-8/. Эта методика основана на применении впервые введенной нами матрицы кулоновского рассеяния и новых методов учета тормозного излучения.

Диссертация состоит из четырех глав. В первой из них рассмотрены разработанные автором методы учета кулоновского рассеяния и тормозного излучения. Во второй главе описывается содержание программы для ЭВМ, в которой вычисление кинематических параметров треков основано на предложенных методах учета кулоновского рассеяния и тормозного излучения. В третьей главе описывается программа идентификации V^0-частиц и γ-квантов. Наконец, в четвертой главе обсуждаются результаты проверки разработанных методов вычисления кинематических параметров треков, полученные при обработке фотографий с метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ /1/.

1. Кулоновское рассеяние

Под кинематическими параметрами трека понимаются его кривизна и азимутальный угол в плоскости XY, перпендикулярной направлению магнитного поля, и тангенс угла наклона трека к этой плоскости, определенные в первой точке трека.

Вычисление кривизны и азимутального угла основано на методе наименьших квадратов, в котором минимизируется функционал:

$$\chi^2 = \sum_{i,k=1}^{n} (y_i - y(\vec{a}, x_i))\, G_{ik}^{(\Sigma)} (y_k - y(\vec{a}, x_k)) \qquad (1)$$

по параметрам $\vec{a}\{a_1, a_2, \ldots a_m\}$ аппроксимирующей трек кривой $y(\vec{a}, x)$:

$$\partial\chi^2 / \partial a_j = 0, \quad (j = 1, \ldots, m). \qquad (2)$$

В (1) x_i, y_i -координаты n-точек в плоскости XY, $G_{ik}^{(\Sigma)}$ - матрица весов, обратная матрице $(G^{(\Sigma)})^{-1}_{ik}$ ошибок y-ых координат. Найденные из уравнений (2) параметры $\vec{a}\{a_1, \ldots, a_m\}$ позволяют определить искомые значения кинематических параметров. Тангенс угла наклона трека находится отдельно путем минимизации функционала, подобного (1).

Обычный способ представления $G_{ik}^{(\Sigma)}$ в виде $G_{ik}^{(\Sigma)} = 1/\sigma_i^2(mes)$, при котором функционал (1) принимает вид:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} (y_i - y(\vec{a}, x_i))^2 / \sigma_i^2(mes),$$

вообще говоря, не является корректным. Действительно, при достаточно больших длинах треков дисперсии в y-ых координатах $\sigma_i^2(sc)$, вызванные кулоновским рассеянием, могут стать сравнимыми или даже заметно превышать дисперсии $\sigma_i^2(mes)$, связанные с неточностью измерения и восстановления пространственных координат. Этот эффект становится особенно существенным в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями (рис.1). Представление $G_{ik}^{(\Sigma)}$ в виде $G_{ik}^{(\Sigma)} = 1/(\sigma_i^2(mes)+\sigma_i^2(sc))$ также недопустимо, так как случайные отклонения в координатах последовательных точек трека из-за кулоновского рассеяния не являются независимыми.

В диссертации показано, что для корректного учета кулоновского рассеяния необходим новый метод -введение матрицы кулоновского рассеяния, представляющей матрицу ковариаций случайных отклонений из-за кулоновского рассеяния в разных точках трека:

$$G_{ik}^{(sc)} = <\xi_i \xi_k> - <\xi_i><\xi_k> = <\xi_i \xi_k> . \qquad (3)$$

Тогда, поскольку случайные отклонения, вызванные кулоновским рассеянием и неточностями измерений, независимы друг от друга, то при известной матрице кулоновского рассеяния матрица ошибок $(G^{(\Sigma)})^{-1}$, обратная матрице весов $G^{(\Sigma)}$ в функционале (1), полностью определена:

$$(G^{(\Sigma)})^{-1}_{ik} = G_{ik}^{(sc)} + \sigma_i^2(mes)\,\delta_{ik} .$$

Вычисление матрицы $G_{ik}^{(sc)}$ основано на представлении /9/ случайных величин ξ_i в виде функций от независимых случайных величин $\delta\xi_i$ и $\delta\theta_i$:

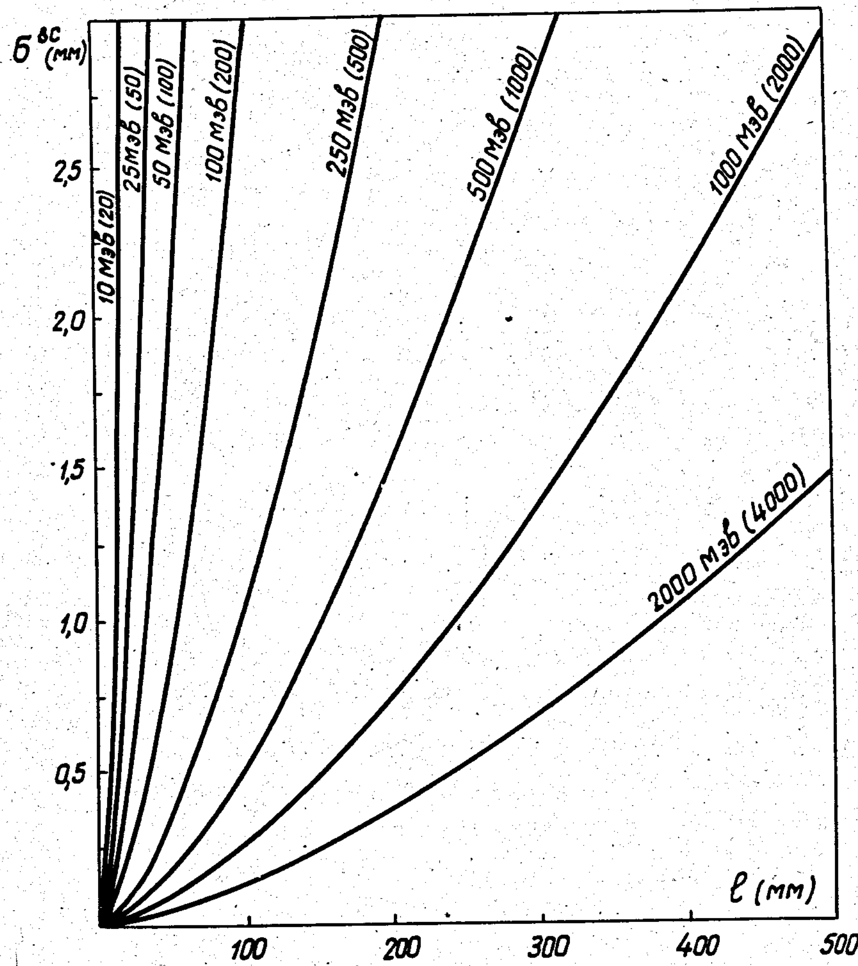

Рис.1. Зависимость $\sigma^{(sc)}$ от длины трека в пропане для электронов при некоторых значениях импульсов. В скобках – значения радиусов кривизны при величине магнитного поля H=1,7 тл.

$$\xi_i = \sum_{k=1}^{i-1} \left(\left(1 + \frac{3x_{k+1,i}}{2x_{k,k+1}} \right) \delta\xi_{k+1} + x_{k+1,i}\,\delta\theta_{k+1} \right),$$

где $\delta\xi_i$ и $\xi\theta_i$–смещение в i-ой точке по отношению к $(i-1)$-ой точке и угол отклонения в i-ой точке от направления касательной в $(i-1)$-ой точке, соответственно, а $x_{k,k+1}$ – расстояние между k-ой и $(k+1)$-ой точками.

Это позволяет, используя независимость случайных величин $\delta\xi_1,\dots,\delta\xi_n$; $\delta\theta_1,\dots,\delta\theta_n$ с известными функциями распределения, привести выражение (3) к виду /2/:

$$G_{ik}^{(sc)} = \frac{\theta_s^2}{6} \sum_{j=1}^{(i-1)} \left(x_{j,j+1}^3 \left(1 + \frac{3x_{j+1,i}}{2x_{j,j+1}} \right) \left(1 + \frac{3x_{j+1,k}}{2x_{j,j+1}} \right) + \frac{3}{4} x_{j,j+1} x_{j+1,i} x_{j+1,k} \right)$$

После соответствующих преобразований получим следующую простую формулу для матрицы кулоновского рассеяния:

$$G_{ik}^{(sc)} = \frac{\theta_s^2}{12} x_i^2 (3x_k - x_i), \tag{4}$$

где $\theta_s = E_s/(p(v/c)\sqrt{X_0})$, E_s=21 Мэв, v и p –скорость и импульс частицы, X_0 –радиационная длина, а x_i и x_k – расстояния от первой точки трека до i-ой и k-ой точек, соответственно.

Диагональные члены матрицы $G_{ik}^{(sc)}$, как и следовало ожидать, совпадают с известным выражением для дисперсий в координатах из-за кулоновского рассеяния:

$$G_{ii}^{(sc)} = \sigma_i^2(sc) = \frac{\theta_s^2}{6} x_i^3 .$$

Средние значения случайных отклонений из-за кулоновского рассеяния равны нулю: $\langle \xi_i \rangle = 0$. Поэтому кулоновское рассеяние не изменяет вида аппроксимирующей функции $y(\vec{a},x)$ в функционале (1), и минимизация функционала при известной матрице весов $G^{(\Sigma)}$ может быть выполнена обычным способом с помощью итерационного процесса.

Тормозное излучение

Процесс тормозного излучения характеризуется прежде всего значительными флуктуациями излученной энергии. В результате однократного излучения высокоэнергичного фотона электрон может потерять большую часть своей энергии. Вследствие этого вычисление кинематических параметров электронных треков в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями представляет собой особенно сложную проблему.

В диссертации разработано два способа учета потерь энергии на излучение при вычислении кинематических параметров электронных треков: среднестатистический метод /3,4/ и метод аппроксимации трека кривой с переменным радиусом кривизны /5,6/.

Так называемый статистический метод основан на введении среднестатистических поправок к найденным значениям импульсов электронов и позитронов. Для уменьшения статистических флуктуаций при вычислении поправок использовано сужение спектра радиационных потерь, осуществляемое путем отбрасывания той части трека, начиная с которой суммарные потери энергии на излучение превышают заданный предел.

В самом деле, реальный спектр радиационных потерь на измеряемых длинах треков отличается от гайтлеровского:

$$W(\alpha, L) = \alpha^{bL-1} \exp(-\alpha)\ d\alpha / \Gamma(bL), \qquad (5)$$

так как определение кинематических параметров электронов (позитронов) производится всегда только по начальной части их траекторий. (В (5) $b = 1/(X_0 \ln 2)$, $\alpha = \ln(E_0/E(L))$, E_0 и $E(L)$ – начальная энергия электрона и его энергия на длине L, соответственно; $E_{rad}(L) = E_0 - E(L)$). Это позволяет задать априори порог обрезания α_0 спектра радиационных потерь, т.е. вычислять кинематические параметры только на той начальной части длины трека, где выполнено условие:

$$E_{rad}(L)/E_0 \leq 1 - \exp(-\alpha_0).$$

Тогда среднестатистическое значение импульса $\langle p(L) \rangle$ на этой длине L, отнесенное к начальному значению импульса p_0 в первой точке трека

$$\frac{\langle p(L) \rangle}{p_0} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{2^{-b\ell}\ \gamma(b\ell\ 2\alpha_0)\, d\ell}{\gamma(b\ell, \alpha_0)},$$

где $\gamma(b\ell, \alpha_0)$ – неполная гамма-функция, представляет искомый поправочный коэффициент, учитывающий потери энергии на тормозное излучение.

Зависимости $\langle p(L) \rangle / p_0$ и $\Delta p_{rad}(L)/p_0$ показаны на рис.2 и 3 в виде функций от длины трека в пропане (а также от безразмерного параметра bL) при нескольких значениях порога обрезания α_0 спектра радиационных потерь. Как видно, они могут быть достаточно хорошо аппроксимированы простыми функциями.

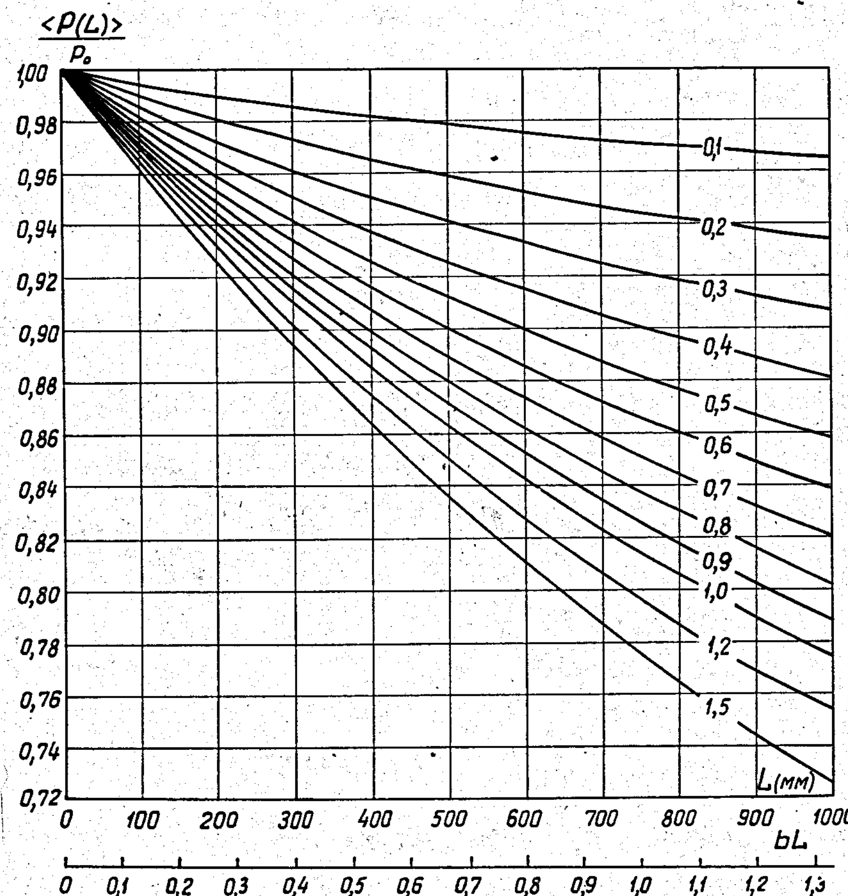

Рис.2. Среднее относительное значение импульса $\langle p(L) \rangle / p_0$ как функция длины трека L при нескольких значениях порога обрезания α_0.

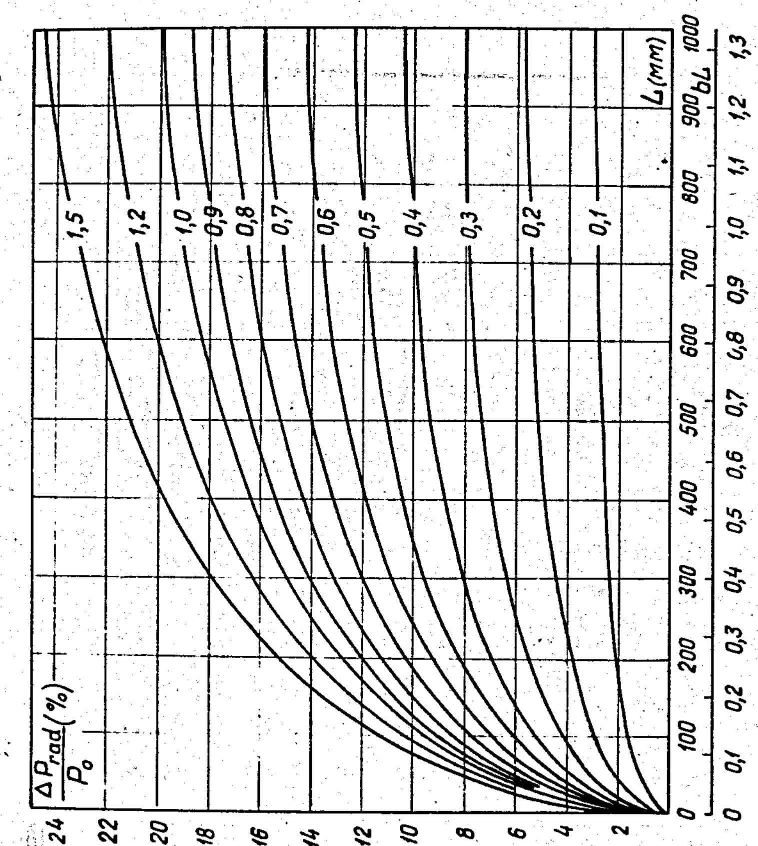

Рис.3. Относительная ошибка в импульсе из-за тормозных потерь $\Delta p_{rad}(L)/p_o$ как функция длины трека L при нескольких значениях порога обрезания α_o.

Рассмотренный метод накладывает более жесткие ограничения на допустимую величину тормозных потерь, чем метод Бэра–Митнера /10/, и, в отличие от последнего, справедлив при любых значениях порога обрезания спектра радиационных потерь.

Во втором методе учета тормозного излучения, разработанном в диссертации, предпринята попытка учесть индивидуальные потери энергии каждого электрона на излучение /6/, поскольку при применении статистического метода ошибки в кинематических параметрах довольно велики. Здесь используется тот факт, что излучение направлено сильно вперед, так что (если не учитывать ошибок в координатах, связанных с неточностью измерения и многократным рассеянием) траектория электрона представляет собой совокупность сопряженных дуг окружностей с уменьшающимися радиусами, т.е. гладкую кривую. Это позволяет подобрать такую аналитическую функцию с переменным радиусом кривизны, которая достаточно точно описывает все семейство электронных траекторий. Так как средние значения случайных отклонений точек трека из-за неточности измерений и кулоновского рассеяния равны нулю, то влияние этих эффектов может быть учтено так же, как и для неизлучающих частиц – введением суммарной матрицы ошибок координат в минимизируемый функционал.

Искомая аппроксимирующая функция должна не только описывать возможно более широкий класс электронных траекторий, но и быть достаточно простой с тем, чтобы минимизация функционала не была слишком сложной, а число подлежащих определению параметров слишком большим. Из ряда опробованных нами простых функций наиболее хорошо восстанавливает кинематические параметры тестовых треков следующая функция:

$$y = a_1 + a_2 x + a_3 x^2 + a_4 y^2 , \qquad (6)$$

которая при $a_3 \equiv a_4$ представляет собой окружность и используется для аппроксимации треков неизлучающих частиц.

В последнем параграфе этой главы кратко обсуждается третий возможный подход к проблеме учета тормозного излучения, в котором объединены идеи первых двух методов. Приводится вывод формулы для матрицы кулоновского рассеяния с учтенными потерями энергии на тормозное излучение /7/.

II.

Во второй главе диссертации описывается содержание программы /6/ для ЭВМ, в которой реализованы разработанные методы вычисления кинематических параметров. Программа основана на минимизации функционала (1) с аппроксимирующей кривой (6) с $a_3 \neq a_4$ для электронов (позитронов) и $a_3 \equiv a_4$ для остальных частиц; пространственные координаты точек трека находятся блоком вычисления пространственных координат программы /11/.

Поскольку матрица кулоновского рассеяния зависит (через θ_s) от массы частицы, то не только ошибки в кинематических параметрах, но и сами значения параметров оказываются функциями предполагаемой массы частицы. Поэтому в том случае, когда масса частицы неизвестна, программа вычисляет кинематические параметры трека для нескольких гипотез о массе.

Минимизация функционала (1) проводится методом последовательных приближений, так что параметры a_i функции (6):

$$a_i^{(\nu+1)} = a_i^{(\nu)} + \Delta a_i^{(\nu+1)} ,$$

где ν –номер итерации. В каждой итерации заново вычисляется матрица кулоновского рассеяния, и, соответственно, матрица весов в функционале (1).

III

Проверка разработанных методов вычисления кинематических параметров производилась при анализе V^0–частиц и γ –квантов, образовавшихся в метровой пропановой пузырьковой камере /1/. При анализе использовалась программа идентификации /8/, которая должна была дать ответ на следующие вопросы: действительно ли рассматриваемая V^0 – частица или γ –квант "смотрит" в данную вершину взаимодействия; какова природа V^0–частицы ($K^0 \to \pi^- + \pi^+$ или $\Lambda^0 \to \pi^- + p$)и каковы наиболее правдоподобные кинематические параметры V^0–частицы или γ –кванта. Эти вопросы решаются путем одновершинного кинематического анализа, исходя из значений кинематических параметров треков, найденных по программе /5/, и требований выполнения законов сохранения энергии и импульса при распадах $K^0 \to \pi^- + \pi^+$ или $\Lambda^0 \to \pi^- + p$ и конверсии γ –кванта. Направление импульса V^0 –частицы и γ –кванта считалось известным, так что единственная неизвестная переменная – импульс V^0–частицы или γ – кванта – может быть исключена из уравнений связи – законов сохранения, и последующий анализ сводится к нахождению минимума функционала:

$$\chi^2 = \sum_{ij} (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m)$$

с тремя уравнениями связи:

$$F_\lambda (x) = 0,$$

где x_i -подбираемые, а x_i^m -измеренные значения кинематических параметров с матрицей весов G_{ij}.

Решение этой задачи выполнено методом неопределенных множителей Лагранжа в соответствии с методикой, рассмотренной в работе /12/. Для окончательной интерпретации события, как в случае V^0-частиц, так и γ-квантов, применяется χ^2 - критерий.

IV.

В четвертой главе проводится анализ событий с V^0-частицами и γ-квантами, полученными при облучении метровой пузырьковой пропановой камеры /1/ в пучке π^--мезонов с импульсом 5 Гэв/с.

Обработка V^0-частиц позволяет проверить примененный метод учета кулоновского рассеяния. Если кинематические параметры треков и их ошибки вычислены верно, то должны быть выполнены следующие основные требования:

1. При правильно подобранных ошибках измерения значения функционала χ^2 (1) в минимуме подчиняются χ^2-распределению с числом степеней свободы $f = n - 3$ (n -число точек на треке, 3 - число параметров аппроксимирующей функции (6) при $a_3 \equiv a_4$). В диссертации показано, что значение σ_y(mes), полученное из $\chi^2/(n-3)$ распределения, и независимое определение σ_y(mes) по первичным трекам совпадают.

2. Выбор между двумя альтернативными схемами распада V^0-частицы: $K^0 \to \pi^- + \pi^+$ и $\Lambda^0 \to \pi^- + p$ осуществлялся программой идентификации V^0-частиц по χ^2-критерию. При верно определенных кинематических параметрах и их ошибках экспериментальное χ^2-распределение должно совпадать с теоретическим. В нашем случае среднее значение $\bar{\chi}^2 = 2{,}9 \pm 0{,}2$ и среднеквадратичное отклонение σ =2,43 экспериментального χ^2-распределения (рис.4) хорошо согласуются с ожидаемыми значениями $\bar{\chi}^2$=3,0 и σ=2,45 теоретического χ^2-распределения.

3. При отсутствии систематических отклонений в значениях кинематических параметров и верно выбранных ошибках нормированные отклонения для каждого из параметров должны быть нормально распределены около среднего значения 0 с дисперсией $\sigma = 1$. В диссертации показано, что средние значения и среднеквадратичные отклонения экспериментальных распределений по нормированным отклонениям в пределах статистических ошибок хорошо согласуются с ожидаемыми значениями 0 и 1.

4. Средние значения в распределении эффективных масс для Λ^0- и K^0-частиц должны совпадать с массами Λ^0-гиперона и K^0-мезона. Спектры эффективных масс показаны на рис.5. Средние значения и среднеквадратичные отклонения для K^0 и Λ^0-спектров соответственно равны $\bar{M}_{K^0}$=(494,9$\pm$2,2) Мэв/c^2, σ_{K^0} =(24,6 $\pm$0,7) Мэв/c^2 и $\bar{M}_{\Lambda^0}$=(1115,4$\pm$0,9)Мэв/c^2, σ_{Λ^0} = (9,6$\pm$0,8) Мэв/c^2.

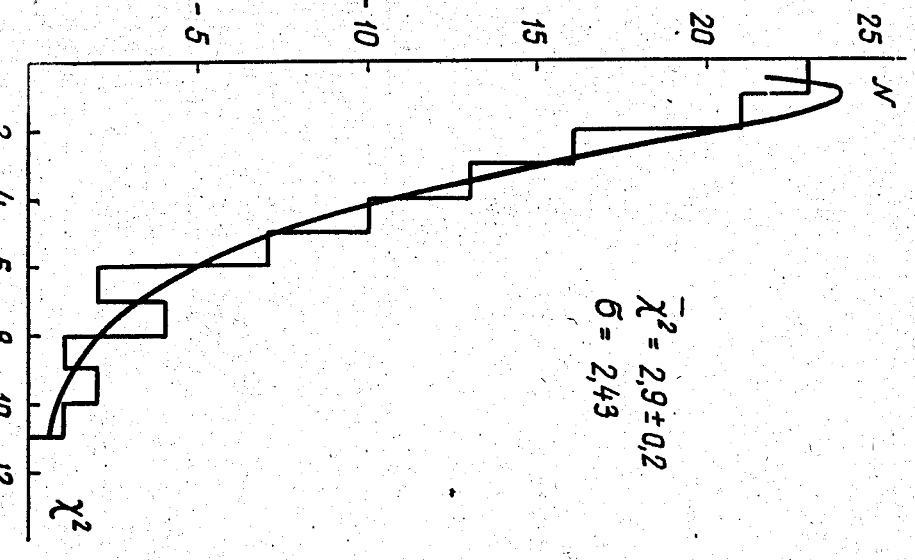

Рис.4. χ^2 -распределение событий, однозначно разделенных по программе идентификации. Гладкая кривая-теоретическое χ^2-распределение, нормированное на полное число событий с $\chi^2 < 11$.

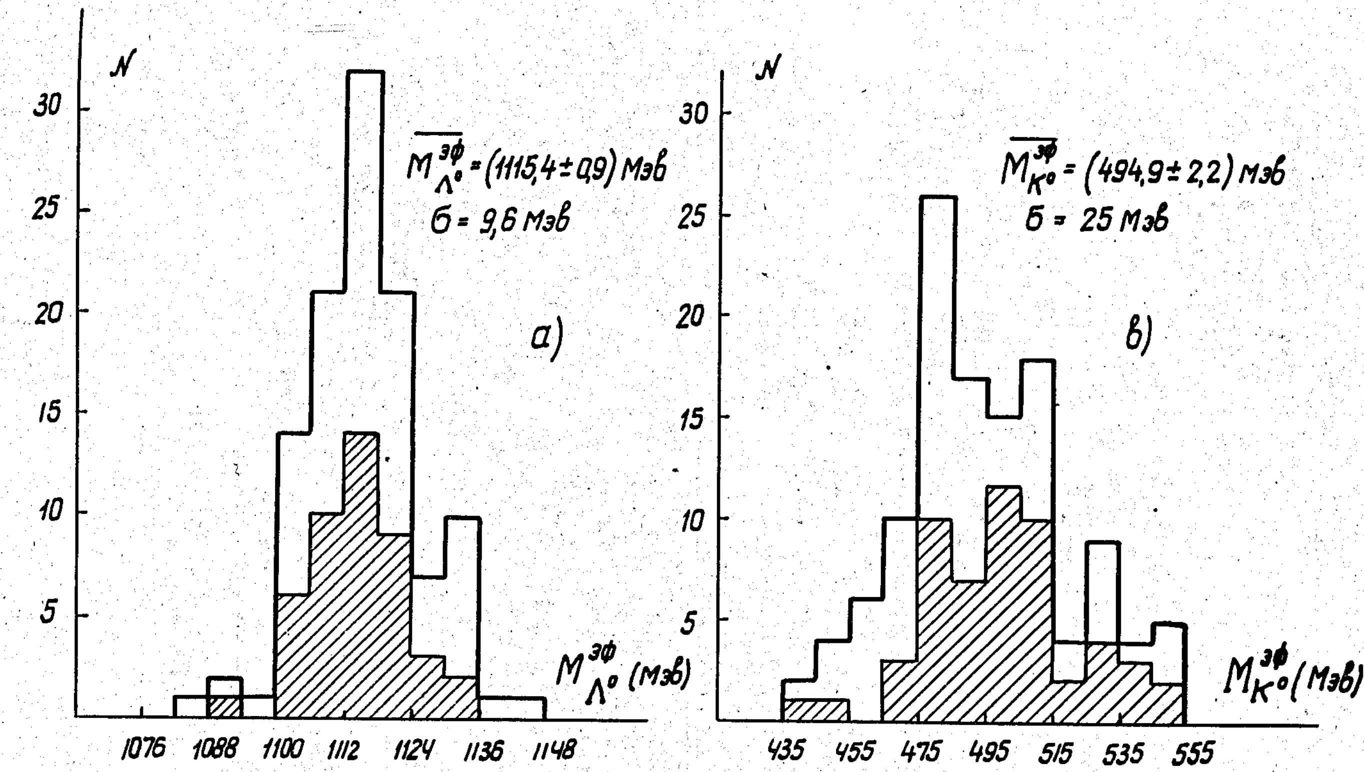

Рис.5. Спектры эффективных масс треков, составляющих вилку; заштрихованы однозначно идентифицированные события.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных, полученных при обработке V^o-частиц, свидетельствует о том, что введение матрицы кулоновского рассеяния позволяет получить правильные значения кинематических параметров треков и их ошибок.

При обработке событий с двумя γ-квантами справедливость полученных значений кинематических параметров электронных и позитронных треков проверялась при сравнении экспериментальных χ^2-распределений и распределений по нормированным отклонениям с соответствующими теоретическими распределениями (как в пунктах 3 и 4 для V^o-частиц). Помимо этого сравнивались угловые распределения и спектры эффективных масс 2γ-квантов, полученные двумя способами. В первом случае (спектры I) кинематические параметры треков находились по программе /5/, т.е. при проведении через точки трека аппроксимирующей кривой с переменным радиусом кривизны, когда кулоновское рассеяние учитывалось введением матрицы кулоновского рассеяния. Во втором (спектры II) – кинематические параметры вычислялись обычным способом по программе /11/, а затем вносились поправки на потери энергии на излучение статистическим методом. На рис.6 для примера показаны распределения по углу $\theta_{1,2}$ разлета электронов и позитронов при конверсии γ-кванта, на рис.7 – спектры эффективных масс 2γ-квантов за вычетом фоновых событий.

Проведенный анализ совокупности экспериментальных данных подтвердил корректность разработанной методики учета тормозного излучения. Средние значения эффективных масс

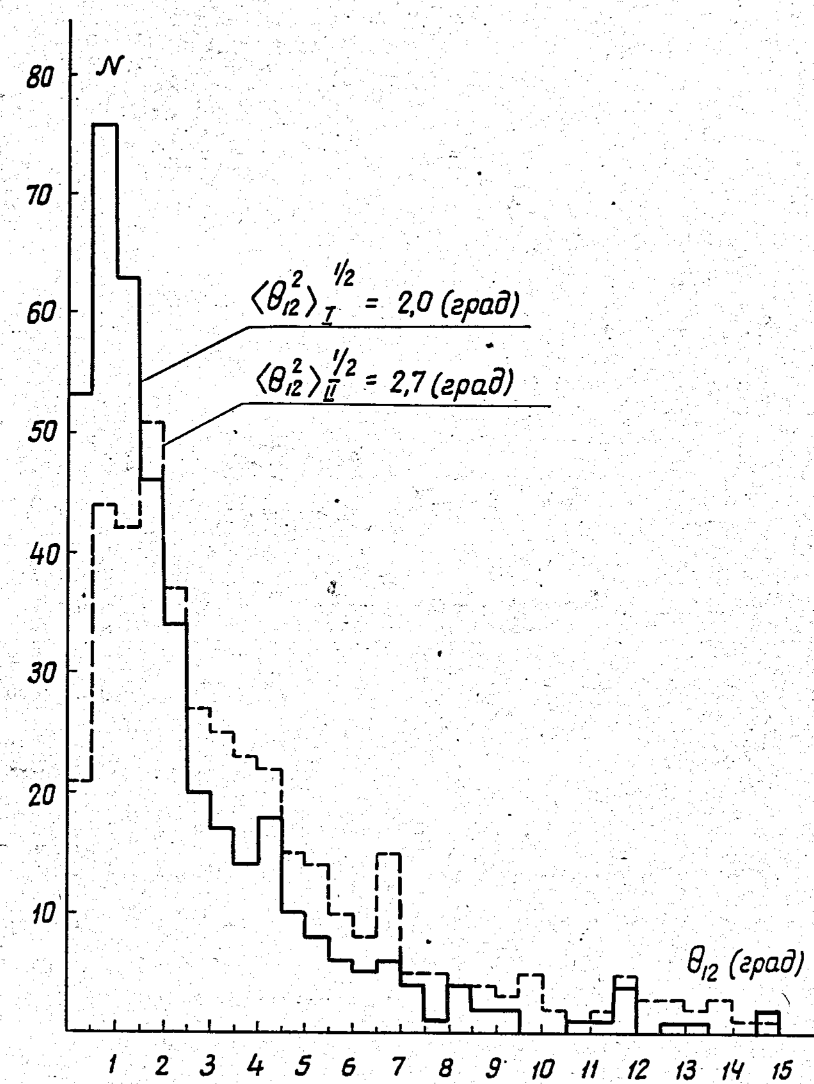

Рис.6. Распределения по углу $\theta_{1,2}$ разлета электронов и позитронов; сплошная линия – спектр I, пунктирная – спектр спектр II.

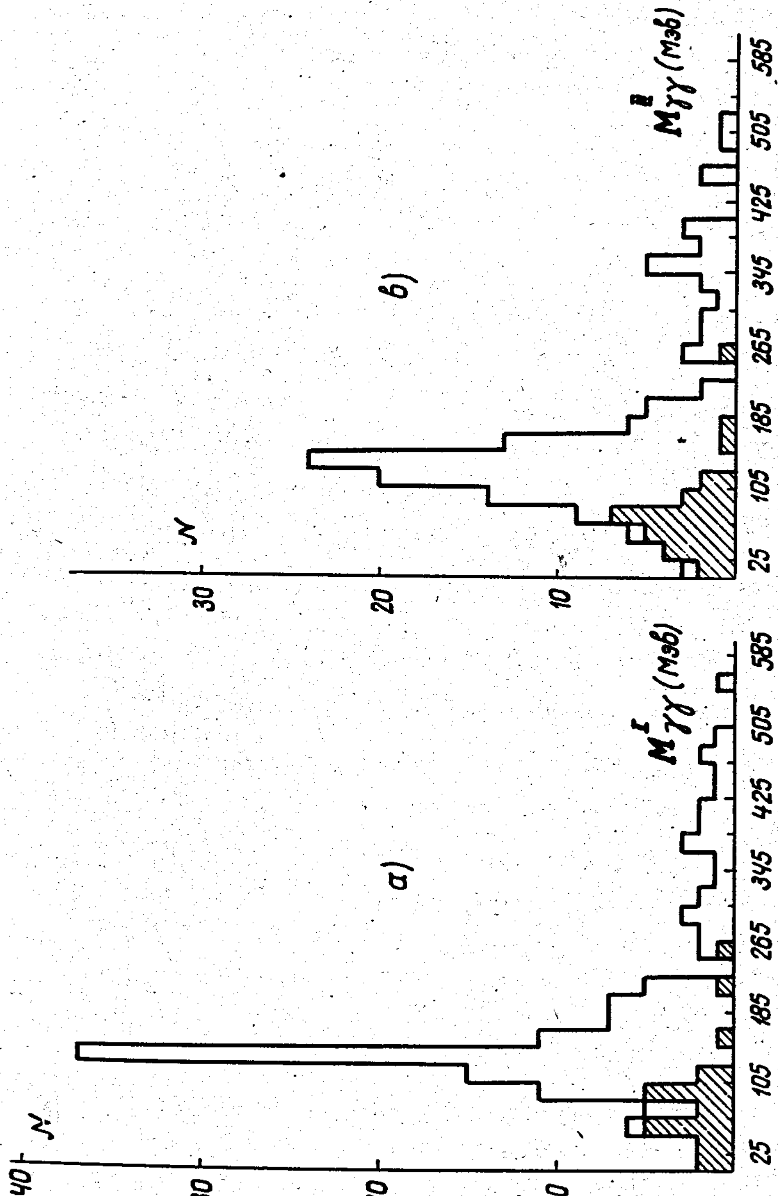

Рис.7. Спектры эффективных масс 2γ -квантов. Заштрихованы события, отнесенные к фоновым из-за малого угла разлета γ -квантов; а) - спектр I, в) - спектр II.

2γ -квантов для спектров I и II соответственно равны: $\bar{M}^{I}_{\gamma\gamma} = (133,4\pm1,4)$ Мэв/c^2 и $\bar{M}^{II}_{\gamma\gamma} = (132,8\pm2,0)$ Мэв/c^2, что в пределах статистических ошибок согласуется с известным значением массы π^0 -мезона. Среднеквадратичные отклонения для спектров I и II равны: $\Delta M^{I}_{\gamma\gamma}/M_{\pi^0} = 0,078\pm0,007$ и $\Delta M^{II}_{\gamma\gamma}/M_{\pi^0} = 0,108\pm0,009$, что свидетельствует о преимуществе метода аппроксимирующей кривой с переменным радиусом кривизны перед статистическим методом учета тормозного излучения.

Следует заметить, что весь экспериментальный материал получен при сравнительно больших ошибках измерения $\sigma_x = \sigma_y = 0,2$ мм в плоскости XY и $\sigma_z = 0,75$ мм - в вертикальной плоскости. Уменьшение ошибок измерения позволяет существенно повысить эффективность разработанных в диссертации методов вычисления кинематических параметров треков.

Основные результаты и выводы

1. Показано, что при вычислении кинематических параметров треков корректный способ учета кулоновского рассеяния в рамках метода наименьших квадратов приводит к необходимости введения матрицы кулоновского рассеяния. Получено аналитическое выражение для этой матрицы и рассмотрена минимизация функционала с суммарной матрицей ошибок в координатах.

2. Предложен новый способ введения статистических поправок к импульсам электронных треков, учитывающих потери энергии на тормозное излучение.

3. Разработан метод учета тормозного излучения, основанный на проведении через точки трека аппроксимирующей кривой с переменным радиусом кривизны; рассмотрен способ дальнейшего развития этого метода для пузырьковых камер с очень тяжелыми жидкостями.

4. Создана программа вычисления кинематических параметров треков, в которой реализованы разработанные методы учета кулоновского рассеяния и тормозного излучения. Вычисление кинематических параметров треков в этой программе проводится для нескольких гипотез о предполагаемой массе частицы.

5. Создана программа идентификации V^{o}-частиц и γ-квантов, позволяющая для окончательной интерпретации события использовать только χ^{2}-критерий.

6. Проведена проверка предложенных методов вычисления кинематических параметров треков с помощью анализа событий с V^{o}-частицами и γ-квантами, полученных на метровой пропановой пузырьковой камере. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что разработанные в диссертации методы позволяют получать несмещенные значения кинематических параметров с правильно определенными ошибками.

Основные результаты исследований, содержащихся в диссертации, опубликованы в работах /1-8/.

Литература

1. А.В.Богомолов, Ю.А.Будагов, А.Т.Василенко, В.П.Джелепов, Н.И.Дьяков, В.Г.Иванов, В.С.Кладницкий, В.И.Лепилов, Ю.Ф.Ломакин, В.И.Москалев, В.Б.Флягин, Т.Шетет, П.В.Шляпников, ПТЭ №1, 61 (1964).
2. И.М.Граменицкий, Л.А.Тихонова, П.В.Шляпников. Препринт ОИЯИ Р-2146, Дубна (1965).
3. Ю.А.Будагов, А.Г.Володько, В.Б.Флягин, П.В.Шляпников. ПТЭ №1, 70 (1966).
4. Ю.А.Будагов, А.Г.Володько, В.Б.Флягин, П.В.Шляпников. Препринт ОИЯИ 2154 Дубна (1965).
5. Ю.А.Будагов, В.П.Джелепов, Р.В.Малышев, В.Б.Флягин, П.В.Шляпников. Препринт ОИЯИ 2668, Дубна (1966).
6. Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, А.Г.Володько, Л.Н.Гердюков, В.П.Джелепов, С.В.Клименко, В.Г.Новиков, И.Паточка, В.Б.Флягин, В.П.Шляпников. ПТЭ №6, 5 (1967).
7. D.Morellet. Preprint L.A.L. 1190, ORSAY, France (1968).
8. Л.Н.Гердюков, П.В.Шляпников. Препринт ОИЯИ 2722, Дубна (1966).
9. L.Michejda. Inst.Nucl.Research. Report 386/VI, Warsaw (1963).
10. L.Behr, P.Mittner. Nucl. Instr. Meth., 20, 446 (1963).
11. Н.А.Буздавина и др. Препринт ОИЯИ 2095 Дубна (1965).
12. J.P.Berge et al., Rev. Sci. Instr., 32, 538 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 августа 1968 года.