



ИТЭФ - 13

548510589

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Б.В.БОЛОНКИН, В.Н.НОЗДРАЧЕВ,
В.В.СОКОЛОВСКИЙ

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ
ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ

МОСКВА 1985

УДК 539.1.07

М-10

В работе рассмотрена расчетная модель проволочной искровой камеры с электродинамическим способом съема информации [1].
Описана методика определения параметров модали с помощью реально измеренных треков.

ВВЕДЕНИЕ

Электродинамическая камера, размещенная в магнитном поле [1] (ЭК), позволяет достичь точности порядка 250 - 350 мкм при определении точки на треке в направлении, перпендикулярном к треку и магнитному полю и 2,0 мм в направлении вдоль поля. Обеспечение этой точности требует учета индивидуальных геометрических характеристик каждой камеры, свойств материала звуковода, механизма развития искр в камере и некоторых свойств обслуживающих камеру электронных блоков. Для этого была разработана расчетная модель ЭК с двумя эквивалентными поверхностями электродов, которая позволяет адекватно описывать треки с углом между касательной к треку и нормалью к электродам камеры до 0,5 рад. Модель учитывает специфические условия работы ЭК в сильном магнитном поле. Расчетная модель предназначена для магнитного спектрометра с 64 ЭК, взаимное расположение которых выбиралось как из конструктивных соображений [2], так и с учетом возможности независимого определения параметров расчетной модели. Так, кроме традиционного периодического изменения знака очищающего поля от камеры к камере [3] введено требование периодического изменения направления распространения ультразвукового импульса, что позволяет определить влияние формы импульса тока в искрах и задержки их развития по отношению к реперным импульсам. Наличие двух реперных проволок в каждом электроде камеры необходимо для непрерывного контроля за скоростью ультразвуковой волны в звуковом, а периодическое изменение знака наклона проволок

электродов камеры по отношению к магнитному полю позволяет независимо определять положение эквивалентных плоскостей электродов с параллельными и наклонными к направлению магнитного поля проволоками. Полная периодичность и высокая симметрия компоновки ЭК облегчает, кроме того, поиск треков в событиях за счет разделения параметров в вертикальной (параллельной полю и оси пучка) и горизонтальной плоскостях.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭК

ЭК представляет собой двухкоординатную проволочную искровую камеру со способом съема информации, позволяющим использовать камеру в сильном магнитном поле. Расчетная модель должна содержать описанные формы и положение поверхностей электродов ЭК в пространстве, направления рабочих и реперных проволок каждого электрода и положения каждого из звуководов. Геодезические измерения [4] позволяют определить пространственные координаты точек касания звуководов с реперными проволоками и наклоны этих проволок. Поверхность электрода можно считать натянутой на (в общем случае неплоский) четырехугольник с попарно равными и прямолинейными сторонами. Прямолинейность вертикальных сторон (рис.1) обеспечивается натяжением проволок, а прямолинейность горизонтальных - рихтовкой рамы при изготовлении. Если (X_1, Y_1, Z_1) , (X_2, Y_2, Z_2) , (X_3, Y_3, Z_3) , (X_4, Y_4, Z_4) - вершины рассматриваемого четырехугольника, то поверхность электрода может быть описана так.

$$z = \frac{x_1(y_2 - y_1)(z_2 - z_3) + x_2(y_1 - y_1)(z_2 - z_3) + x_3(y_4 - y_1)(z_2 - z_3) + x_4(y - y_3)(z_1 - z_3)}{(y_2 - y_1)(z_2 - z_3)} \quad (1)$$

Если четырехугольник мало отличается от плоского, условия применимости формулы (1) $y_4 - y_3 = y_2 - y_1$, $z_1 - z_3 = z_2 - z_4$ можно считать выполненными с достаточной точностью. Вершины опорного

четыреугольника в плоскости электрода с вертикальными проволоками удобно выбрать так: две вершины в местах касания звуковода с реперными проволоками и еще две на реперных проволоках на равных расстояниях вдоль этих проволок на противоположной стороне рамы. Использовать измерения координаты вдоль звуковода для определения положения искр можно, если только шаг проволок вдоль оси в любом месте электрода совпадает с шагом вдоль звуковода. Изгиб звуковода или прогиб рамы камеры могут привести к нарушению этого условия, во всяком случае, для наклонных проволок, поэтому технология изготовления ЭК предусматривает предварительную упругую деформацию рамы при намотке камер и вытягивание заготовок звуководов, так что точность измерения в плоскости наклонных проволок лишь незначительно уступает измерениям с вертикальными проволоками.

СВОЙСТВА ЗВУКОВОДА

ЭК используется для определения координат пересечения графа с поверхностями электродов камеры, а измеряемой величиной является время распространения ультразвукового импульса вдоль звуковода. Связать эти величины можно, зная скорость звука в звуковode, которая по независимым измерениям на специальных образцах зависит от технологии изготовления и температуры и составляет около 3.17 км/мкс .

При изготовлении звуковода для выравнивания его вытягивают примерно на 2%, изготовление самой проволоки тоже связано со значительными пластическими деформациями, меняющими структуру материала. Это приводит к вариациям скорости сдвиговой волны от образца к образцу порядка 0,1%. Температурный коэффициент скорости звука составляет примерно 0,02% /град, а температура камеры и звуковода может меняться на 10°C за время порядка суток. Достижение точности $0,2 + 0,3 \text{ мкс}$ при длине звуковода 1200 мм соответствует точности

определения скорости лучше 0,02%. Эта точность может быть достигнута только при систематическом измерении времени между двумя реперными сигналами, если обеспечены стабильные характеристики этих сигналов. Непостоянством скорости звука вдоль звуковода мы вынуждены пренебрегать, и координата точки пересечения сработавшей проволоки электрода со звуководом линейно зависит от времени

$$y = y_0 + ct, \quad (2)$$

где c — скорость звука.

Выше мы уже упоминали о непрямолинейности звуковода в вертикальной плоскости, которая может заметно увеличивать ошибки измерения для электродов с наклонными проволоками. К некоторым дополнительным ошибкам приводит для обоих типов электродов непостоянство расстояний от проволок до звуковода, которое может меняться в пределах 0,5 — 1,5 мм и приводит к изменению формы регистрируемого импульса. Оба эти эффекта расчетная модель не принимает во внимание. Если звуковод остается прямолинейным, но располагается под некоторым углом к оси Y , шаг проволок вдоль звуковода не будет совпадать с шагом вдоль оси Y , что приведет к систематической ошибке при определении скорости звука, но не скажется на результатах измерений в этой камере координат искр, если в формулу (2) подставить определенную таким образом скорость.

☛ МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ ИСКР В КАМЕРЕ

В такой сложной и протяженной установке, какой является большой магнитный спектрометр, время от пролета частицы до формирования искр в камерах может достигать 600 нс.

Все это время свободные электроны в газе, образовавшиеся вдоль траектории заряженной частицы, дрейфуют в постоянном магнитном и изменяющемся электрическом полях, причем в течение 500 нс электрическое

поле постоянно, и величина его составляет около $100 \frac{В}{СМ}$ (очищающее поле). Затем с началом высоковольтного импульса оно меняет знак и в течение примерно 100 нс может превышать $1000 \frac{В}{СМ}$, пока его не скомпенсирует объемный заряд, возникший за счет вторичной ионизации на искровой стадии разряда. Каждый электрон движется при этом в направлении, составляющем некоторый угол с направлением электрического поля, причем часть электронов попадает на электроды камеры. Это движение приводит к смещению ионизированного следа по отношению к его положению в момент пролета частицы и его укорочению. Канал развившейся искры может частично совпадать с этим ионизированным следом и представляет собой ломаную линию, состоящую из трех отрезков, два из которых перпендикулярны к электродам камеры (рис.1). Такое поведение искр наблюдается, если фронт высоковольтного импульса достаточно крут, как в нашем случае, когда время нарастания порядка 30 нс. Смещение положения ионизированного следа к моменту развития искры от траектории частицы в направлении вдоль электродов мы будем называть сносом. Снос не зависит от расположения траектории в камере и определяется в данном магнитном поле только величиной и временем действия электрического поля. Положение канала искры не всегда совпадает с положением остатка ионизированного следа в момент пробоя, но смещение это мало для не слишком больших углов наклона трека. Величина предельного угла наклона, когда это предположение применимо, должна быть определена экспериментально. После учета сноса остается еще учесть влияние укорочения ионизированного следа частицы, которое сводится к смещению положения эквивалентных поверхностей электродов, к которым должны быть отнесены результаты измерения, причем опять же для не слишком наклонных траекторий эти смещения не зависят от самого наклона. Если же угол наклона велик, неопределенность положения искрового канала резко

увеличивается и мы должны будем приписывать таким измерениям большие ошибки. Положения эквивалентных плоскостей для электродов с вертикальными и наклонными проволоками должны определяться независимо, и смещения этих поверхностей относительно их геометрического положения различны, т.к. эти электроды отличаются знаком напряжения очищающего поля и высоковольтного импульса.

ФОРМУЛЫ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

С учетом геометрических свойств ЭК, описанного механизма развития искр и свойств звуковода мы можем записать связь между координатами Y и Z точки пересечения трека с медианной поверхностью ЭК, равноудаленной от поверхностей ее электродов, и отсчетами преобразователей время-код (ПВК) для своих каналов этой камеры n_1 и n_2 . Здесь и в дальнейшем мы будем считать, что отсчетам ПВК приписан знак, выбранный так, чтобы отсчеты возрастали при увеличении Y . Тогда получаем: (см. рис. I):

$$n_1 = \frac{1}{c_1} (y + d_1 \operatorname{tg} \beta + z \operatorname{tg} \gamma + d_1 \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \gamma) + n_{01},$$

$$n_2 = \frac{1}{c_2} (y + d_2 \operatorname{tg} \beta + z \operatorname{tg} \alpha + d_2 \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \alpha) + n_{02},$$

- где: β - угол наклона трека в плоскости XY ;
 θ - угол наклона трека в плоскости XZ ;
 γ - угол наклона вертикальных проволок (порядка I мрад);
 α - угол наклона наклонных проволок;
 c_1, c_2 - эквивалентные (с учетом наклона звуковода), скорости ультразвуковой волны в звуководе;
 d_1, d_2 - смещения эквивалентных положений соответствующих электродов от медианной поверхности вдоль X ;

n_{01}, n_{02} - отсчеты ШК (с учетом соглашения о знаке) соответствующие треку с $y = z = 0$.

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \theta = 0.$$

Последние величины n_0 можно считать суммой нескольких слагаемых:

$$n_0 = n_c + \Delta_{\text{geom}} + \Delta_s + \Delta_\phi + \Delta_{\text{зад}} + \Delta_{\text{искр}}, \quad (4)$$

где n_c - отсчет соответствующий середине звуковода - точке, расположенной на равном расстоянии от пересечений реперных проволок со звуководом,

Δ_{geom} - расстояние от проекции начала координат ($y = z = 0$) на звуковод вдоль проволок до середины звуковода - может быть получено из геодезических измерений,

Δ_s - смещение за счет дрейфа электронов в электрическом и магнитном полях до начала развития искры - периодически меняет знак от камеры к камере и зависит от магнитного поля,

Δ_ϕ - смещение вследствие неадекватного учета формы импульса при определении времени его прихода - периодически меняет знак в соответствии с изменением направления звуковода,

$\Delta_{\text{зад}}$ - смещение за счет задержки импульса тока в искре по отношению к высоковольтному импульсу - периодически меняет знак в соответствии с изменением направления звуковода,

$\Delta_{\text{искр}}$ случайное смещение из-за неопределенности положения искрового канала и конечного шага проволок.

Геодезические измерения дают возможность определить только наиболее сильно изменяющиеся от камеры к камере углы наклона проволок электродов γ и α и положение проекции начала

координат относительно середины звуковода $\Delta_{\text{geom}} [4]$. Эквивалентная скорость звука C может быть определена с учетом данных геодезии в том случае, если известны отсчеты ЛВК, соответствующие реперным проволокам. Остальные параметры могут быть определены только подгонкой с использованием отсчетов, соответствующих наблюдению в спектрометре реальных треков. Одновременно мы можем определить ошибки геодезических измерений и в дальнейшем исключить их. Точность этих измерений высока, их ошибки не меняются от события к событию и являются с этой точки зрения систематическими.

Формулы (3), (4) учитывают все параметры расчетной модели. Это не всегда нужно, и, например, для обработки пучковых треков часто можно считать $\beta = \theta = 0$. Тогда формулы упрощаются:

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{1}{c_1} (y + z \operatorname{tg} \delta) + n_{01}, \\ n_2 &= \frac{1}{c_2} (y + z \operatorname{tg} \alpha) + n_{02}, \end{aligned} \quad (5)$$

и наоборот:

$$\begin{aligned} y &= \frac{c_1(n_1 - n_{01}) \operatorname{tg} \alpha - c_2(n_2 - n_{02}) \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \delta}, \\ z &= \frac{c_1(n_1 - n_{01}) - c_2(n_2 - n_{02})}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \delta}. \end{aligned} \quad (6)$$

Сравнивая формулы (5) с точными формулами (3), замечаем, что при линейной зависимости $\operatorname{tg} \beta$ от x пренебрежение $\operatorname{tg} \beta$ означает ошибку в определении угла θ , но если точки в плоскости xz лежали на одной прямой - они останутся на прямой, только ее наклон изменится. Это свойство широко используется при поиске треков в событиях и в алгоритмах приближенного определения параметров треков.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Теперь мы имеем возможность определить ошибки в определении смещений середины звуковода для любого электрода относительно начала координат, каким бы методом эти смещения ни были получены, важно только чтобы эти ошибки не были слишком велики. Для этого нужно по формулам, обратным (3), перейти от результатов измерений для некоторого количества пучковых треков к координатам Y и Z в каждой камере, определить для каждого набора точек параметры наилучшего трека, найти средние по всем трекам значения отклонений в координатах Y и Z и с использованием формул (3) пересчитать эти отклонения в поправки к отсчетам. Понятно, мы не сможем исправить систематические ошибки во всем массиве смещений, соответствующие повороту и сдвигу установки как целого, и не сможем изменить абсолютную калибровку установки по импульсу. Остальные степени свободы нам доступны. Комбинируя в установке камеры с разными направлениями звуководов и очищающего поля, можно определить отдельно снос и задержку развития искр в сумме с влиянием неучета формы импульса.

Использование максимально жестких треков - пучковых для определения поправок к положению камер позволяет обойтись приближенными значениями d_1 и d_2 , так как максимальное значение $tg\beta$ для этих треков не превышает $0,05 + 0,07$, и, значит, ошибка в значениях d_1 и d_2 не скажется на результатах. Если же, наоборот, мы хотим определить именно смещения эквивалентных поверхностей электродов относительно их геометрического положения d_1 и d_2 , мы должны будем выбрать треки с достаточно большими значениями $tg\beta$. Подходят, например, пары треков π -мезонов от распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ с импульсами в интервале $2 + 10$ ГэВ/с. Ошибка в определении d_1 приведет к отклонениям от трека, меняющим знак так же

как и снос, причем треки положительных и отрицательных частиц в среднем по спектрометру имеют различный знак $\text{tg } \beta$, поэтому члены $d_1 \text{tg } \beta$ в формулах (3) имитируют снос разного знака в соответствии со знаком заряда частицы. Только если параметр d_1 определен правильно, средний снос для положительных и отрицательных частиц будет совпадать. Повторяя обработку достаточно большого количества случаев распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ с различными значениями d_1 , можно подобрать значение этого параметра с точностью до 0,5 мм (см. рис. 2).

Формулы (3), (4) показывают также, что ошибка параметра d_2 может приводить к ошибке в определении угла наклона трека в вертикальной плоскости θ , причем опять же знак этой ошибки будет разным для положительных и отрицательных треков. Значит, мы будем наблюдать ошибку в эффективной массе двух π^+ и π^- мезонов, знак которой будет определяться знаком проекции импульса π^+ мезона на ось Z . Подбирая расстояние поверхностей электродов с наклонными проволоками d_2 от медианной поверхности камеры, мы можем добиться равенства средних значений эффективной массы пар $\pi^+ \pi^-$ мезонов для всех направлений вылета π^+ мезона. Методику определения параметров d_1 и d_2 можно было бы усовершенствовать, исключив участие человека, но это потребовало бы организации совместной работы двух больших программ — определения параметров трека, где используются параметры d_1 и d_2 , и программы определения топологии события, где определяются значения эффективной массы, что не представляется рациональным.

УЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

ЭК в зазоре магнита расположены так, что напряженность магнитного поля в районе первой камеры может составлять всего лишь

40% от ее максимальной величины в центре магнита. Поэтому необходимо учитывать зависимость параметров Δ снос $d_1 d_2$ от магнитного поля, которая может быть определена: если известна зависимость скорости дрейфа электронов в газе от напряженности этого поля.

Если считать, что длина свободного пробега электрона в газе существенно меньше, чем радиус кривизны его траектории в промежутках между соударениями, можно описать его среднее движение уравнением

$$\vec{v} = \mu (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (7)$$

где μ - подвижность.

В нашем случае можно считать, что магнитное поле имеет только Z-компоненту $B_z = B$, а электрическое - только X-компоненту $E_x = E$. Тогда

$$\begin{aligned} v_x &= \mu (E - v_y B), \\ v_y &= \mu (v_x B). \end{aligned} \quad (8)$$

Решая эту систему, получаем:

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{\mu E}{1 + (\mu B)^2}, \\ v_y &= \frac{(\mu)^2 E}{1 + (\mu B)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

удобно обозначить $\frac{1}{\mu} = B_0$, $\mu E = v_{x0}$.

мы получим:

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{v_{x0}}{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2}, \\ v_y &= \frac{B v_{x0}}{E} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Величину B_0 можно вычислить, зная подвижность μ , и она оказывается равной $B_0 = 2,5$ Тл для естественной смеси $Ne-He$ и $B_0 = 1,2$ Тл для чистого Ne .

Магнитная индукция в объеме, где размещены ЭК, меняется от 0,4 до 0,85 Тл для тока магнита спектрометра 2638 А [5] и от 0,7 до 1,53 Тл при токе 4786 А, поэтому нелинейный характер зависимости $\vec{U}(\vec{B})$ необходимо учитывать, как для движения вдоль оси X, которое определяет положение эквивалентных плоскостей ЭК, так и для движения вдоль оси Y, определяющего величину сноса.

Формулы (10) получены в предположении, что подвижность электронов не зависит от электрического поля. Это предположение справедливо для движения в очищающем поле, напряженность которого не превосходит 200 В/см [6]. Движение электронов в момент приложения высоковольтного импульса становится более сложным, но результирующее смещение не меняется от трека к треку и входит поэтому в поправки к геодезическим константам.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанная выше методика применялась при обработке данных полученных на 6-метровом спектрометре ИТЭФ с 64 ЭК. Наша расчетная модель позволила достичь точности измерения координат треков лучше 0,4 мм для импульсов частиц от 0,5 ГэВ/с до 40 ГэВ/с, если угол наклона трека к нормали к камере не превышал 0,5 рад. Это позволяет определять импульсы частиц, прошедших все камеры спектрометра с точностью, лучшей 0,5%, и эффективную массу пар треков $\pi^+\pi^-$ мезонов от распада K^0 с ошибкой, практически не зависящей от импульса K- мезона порядка 10 МэВ/с (рис. 3).

Правильный выбор положения эквивалентных плоскостей позволяет определять "возраст" треков, т.е. (рис.2) время от пролета частицы

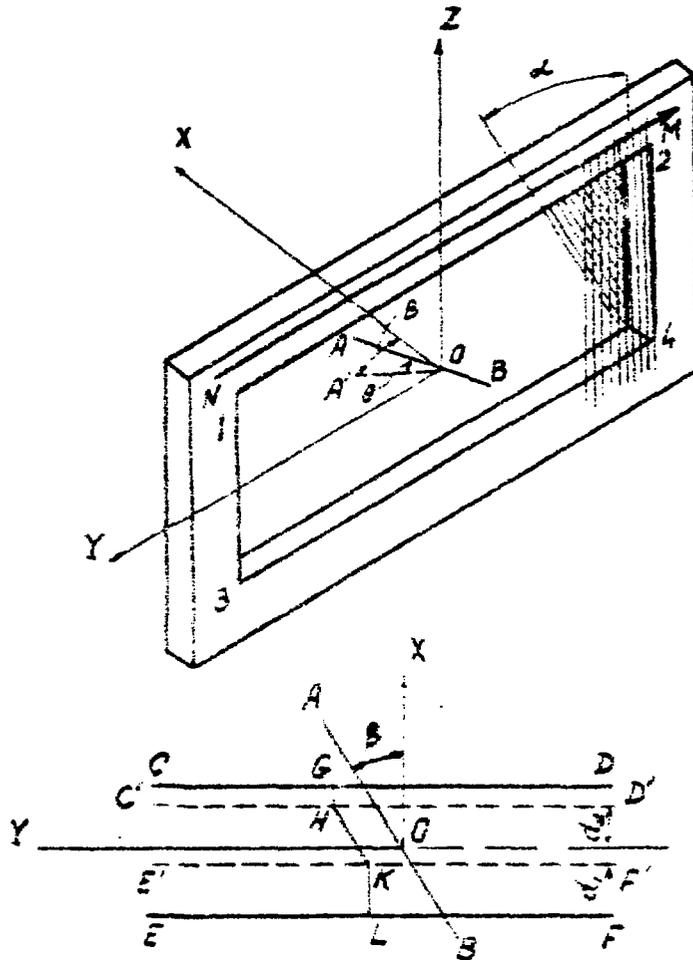
до срабатывания камер с точностью 100 нс. Такое разрешающее время лишь немного уступает установкам с пропорциональными камерами. Определенное при этом смещение эквивалентных поверхностей электродов относительно их геометрического положения достигает 5 мм.

Если пренебречь этим смещением, ошибки измерения координат в камере станут зависеть от импульса и угла наклона треков и будут превышать минимальные ошибки почти на порядок.

Существенным представляется также выбор компоновки спектрометра в соответствии с требованием независимого, а значит более точного определения параметров расчетной модели. Использование проходящих близко к оси спектрометра пучковых треков для определения поправок к геодезическим данным приводит к почти полному исключению систематических ошибок при измерении координат для достаточно жестких треков, где их вклад наиболее значим, особенно при определении импульса.

Расчетная модель ЭК в целом учитывает, по нашему мнению, все наиболее значимые причины возникновения систематических ошибок при измерении координат и позволяет достичь того уровня точности, который определяется самими электродинамическими камерами.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В.В.Владимирскому за постоянный интерес к работе и критические замечания, а также И.А. Королькову, Е.К. Григорьеву, А.Е. Гришкину и Е.В. Миллеру за полезные обсуждения.



Вис.1. Геометрические характеристики электродинамической камеры:

- AB - касательная к траектории частицы в камере;
- $A'B'$ - проекция AB на плоскость XY ;
- CD, EF - геометрические положения электродов камеры;
- $C'D', E'F'$ - эквивалентные положения электродов;
- GHL - положение искрового канала;
- MN - звуковод.

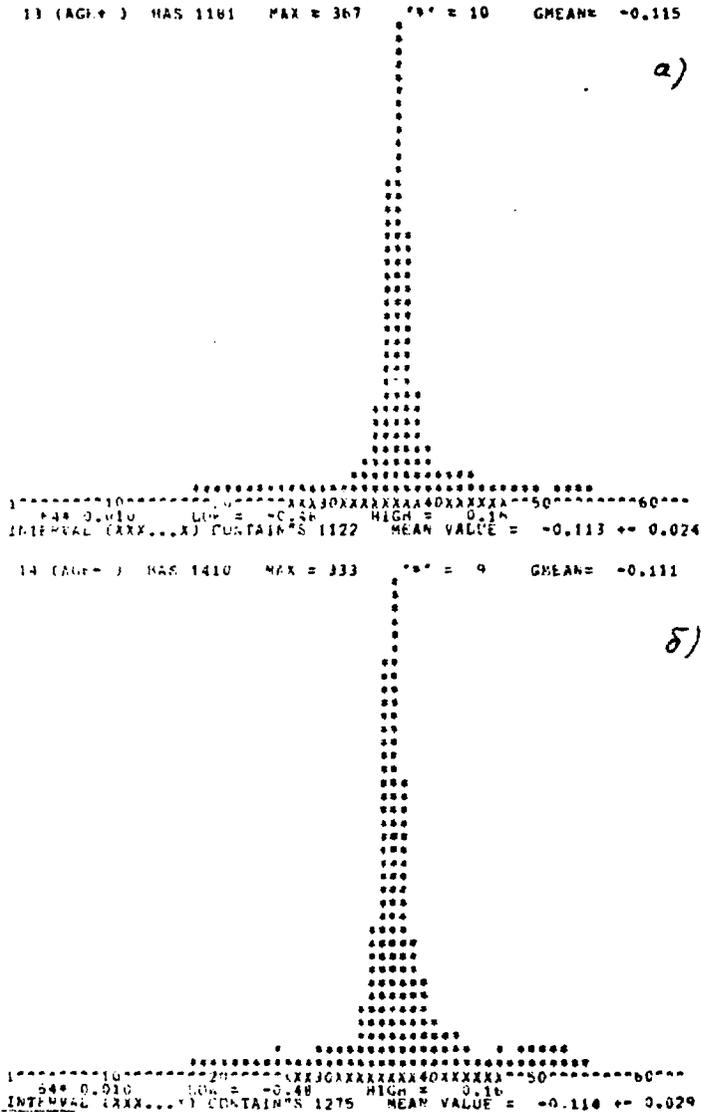


Рис.2. Распределения параметра сноса Δ_5 для
 а) положительных и б) отрицательных частиц при правильном
 выборе положений эквивалентных плоскостей электродов. Шаг
 гистограмм 0,01 см.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б о л о н к и н Б.В. и др. Электродинамические искровые камеры 6-м спектрометра ИТЭФ, М., Препринт ИТЭФ, 1981, № 154.
2. К о р о л ь к о в И.Я. Электродинамические камеры и их применение в физике. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат.наук. М., ИТЭФ, 1982.
3. Б о л о н к и н Б.В. и др. 6-метровый магнитный искровой спектрометр ИТЭФ, М., Препринт ИТЭФ, 1973, № 86.
4. Б о л о н к и н Б.В. и др. Геодезические измерения на спектрометре ММС ИТЭФ с электродинамическими камерами и константы геометрического восстановления. М., Препринт ИТЭФ, 1981, № 62.
5. Б о л о н к и н Б.В. и др. Измерение и аналитическое представление поля магнита 6-метрового спектрометра ИТЭФ. М., Препринт ИТЭФ, 1983, № 4.
6. R e i s e r t A., S a u l i F. Orift and diffusion electrons in gaseous: a compilation. Geneva, Preprint CERN, 1984, 84-08.

Б.В.Болонкин и др.

Расчетная модель электродинамической искровой камеры.

Редактор И.Н.Ломокина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 9.01.85

Подписано к печати 10.01.85

ТОГ214

Формат 60x90 1/16

Оффсетн.печ. Усл.-печ.л.1,0. Уч.-изд.л.0,7. Тираж 200 экз.

Заказ 13

Индекс 3624

Цена 10 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, П17259, Москва, Е.Черемушкинская, 25

Ю р э л

ИНДЕКС 3624