

ԵՐԵՎԱՆԻ ԲՐԵՉԱԿԱՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒՄԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-308(33)-78

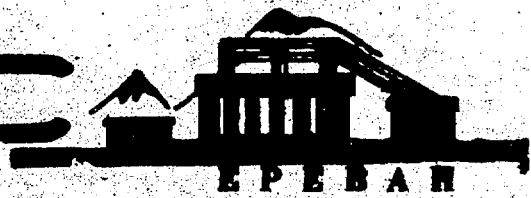
547904569

Գ.Շ.ԱՎԱԿՅԱՆ, Ր.Բ.ԱԻՎԱԶՅԱՆ, Գ.Լ.ԲԱՅՏՅԱՆ,
Ա.Մ.ԶՎԵՐԵՎ, Յ.Մ.ՄԱՏԵՎՈՍՅԱՆ, Կ.Կ.ՇԻՒԽՅԱՆ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КЛИНЬЕВ ДЛЯ
ТОЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ СОБЫТИЙ В ТРЕКОВЫХ
ДЕТЕКТОРАХ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ



ԵՐԵՎԱՆ

1978

ЕФИ-308(33)-78

УДК.539.1.073

Г.Ц.АВАКЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН, Г.Л.БАЯТЯН, А.М.ЗВЕРЕВ,
Э.М.МАТЕВОСЯН, К.К.ШИЖЛЯРОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КЛИНЬЕВ ДЛЯ
ТОЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ СОБЫТИЙ В ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

В работе рассматривается метод оптических клиньев для точной пространственной реконструкции событий в трековых детекторах. Дана теория оптических клиньев и удобные для расчетов формулы. Калибровочные измерения показали, что точность определения y и z - координат событий составляет соответственно $\sim 0,3$ мм и ~ 1 мм. В качестве примера приводятся экспериментально измеренные пространственные характеристики электронного пучка Серпуховского ускорителя.

Ереванский физический институт
Ереван 1978

EPN-308(33)-78

**G.Ts.AVAKYAN, R.B.AIVAZYAN, G.L.BAYATYAN,
A.M.ZVEREV, E.M.MATEVOSYAN, K.K.SHIKHLAROV**

**THE USE OF OPTICAL WEDGES FOR THE ACCURATE RECONSTRUCTION
OF EVENTS IN TRACK DETECTORS**

A method of optical wedges used for the accurate spatial reconstruction of events in track detectors is considered. The theory of optical wedges and the convenient calculational formulae are given. The calibration measurements have shown that the accuracy of y and z co-ordinates determination of the events make $\sim 0,3$ mm and ~ 1 mm respectively. The measured spatial characteristics of the electron beam of Serpukhov accelerator are given as an example.

**Yerevan Physics Institute
Yerevan 1978**

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-308(33)-78

Г.Ц.АВАКЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН, Г.Л.БАЯТЯН, А.М.ЭВЕРЕВ,
Э.М.МАТЕВОСЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КЛИНЬЕВ ДЛ
ТОЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ СОБЫТИЙ В ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Ереван 1978

© Ереванский физический институт, 1978

В экспериментах с использованием трековых детекторов как правило возникает необходимость в проведении пространственной реконструкции событий. Применяемая в этих целях традиционная оптика (стереопары, зеркала) обладает рядом известных неудобств, делающих её не всегда приемлемой. В связи с этим весьма привлекательным представляется метод, основанный на использовании оптических клиньев, расположенных между фоторегистратором и детектором. Общая идея такого метода заключается в том, что на плёнку фиксируются части трека, просматриваемые объективом как через клин, так и вне его, причем первая из них оказывается смещенной относительно второй (рис.1). Величина смещения Δ в общем случае зависит как от глубины расположения трека под клином (координата Z), так и от места расположения относительно вершины клина (координата Y).

Отметим, что описываемый метод известен давно и применяется в устройствах далеких от физики элементарных частиц - в оптических дальномерах.

Впервые этот принцип в ядерной физике нашел применение в работе [1]. Еще раньше подобные работы велись на высокогор-

ной станции "Арагац", но эти данные не были опубликованы. Тем не менее в обоих случаях точность определения глубинной координаты b_z не превышала ~ 5 мм. Вместе с тем, имеется реальная возможность довести эту величину до значения ≈ 1 мм при соответствующем подходе. Это обстоятельство привело к необходимости иметь точную теорию системы "оптический клин - фоторегистратор", то есть получить аналитическую связь вида $\Delta = f(z, \psi)$. Для этого величина Δ на рис.2 рассматривается как разность между y -координатами в плоскости пленки смещенного и прямого изображений точки трека "а", т.е.

$$\Delta = y_{ak} - y_a . \quad (1)$$

Для построения изображений используются лучи 1,2 и 3,4 причем предварительно рассматривается произвольный луч 5, выходящий из точки "а" под углом ψ к оптической оси и после двукратного преломления в точках "б" и "с" попадающий в точку d под углом α к оптической оси. Если не делать никаких упрощающих предположений, то точное выражение для Δ можно получить только в неявном виде. Расчет показывает, что

$$\Delta = \frac{(-s)}{f/y_c + \text{ctg} \alpha} - \frac{f y_a}{l+z-f} , \quad (2)$$

где $y_c = \frac{z \sqrt{\frac{k}{1-k^2}} + y_a + y_n \cdot \text{tg} P \cdot \text{tg}(\text{arcsin} \frac{k}{n})}{1 + \text{tg} P \cdot \text{tg}(\text{arcsin} \frac{k}{n})}$;

$$k = n \sin(P - \text{arcsin} A); \quad A = (\sin P)/n$$

$$\operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{ctg} \left\{ \rho - \alpha z c \operatorname{Sin} \left[n \operatorname{Sin} \left(\rho - \alpha z c \operatorname{Sin} \frac{m}{n} \right) \right] \right\} = \frac{\ell + \left\{ \ell \sqrt{n^2 - m^2} + z \frac{m}{\sqrt{1 - m^2}} + \gamma_a - \gamma_n \right\} \operatorname{tg} \rho}{z \frac{m}{\sqrt{1 - m^2}} + \gamma_a + \frac{m}{\sqrt{n^2 - m^2}} \cdot \gamma_n \operatorname{tg} \rho}$$

здесь n - показатель преломления вещества клина, $m = \operatorname{Sin} \psi$ - текущая переменная ($0 \leq m \leq 1$). Остальные обозначения ясны из рис.2. Если в формуле (2) перейти к приближению малых углов ($\operatorname{tg} \rho \approx \rho$, $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$, $\operatorname{tg} \psi \approx \psi$), то выражение для Δ можно получить в явном виде:

$$\Delta = \frac{(-f)}{f/d - f/\gamma_c'} - \frac{f \gamma_a}{\ell + z - f}, \quad (3)$$

где
$$\gamma_c' = \frac{\rho(n-1)(zn + \gamma_n \rho) + \gamma_a n}{\rho^2(n-1) + n}$$

$$d = \rho(n-1) - \frac{b}{2a} \left[\left(1 + \frac{4ac}{b^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3')$$

где

$$a = (\ell + zn) \rho$$

$$b = n(\ell - \gamma_n \rho) + n \rho \gamma_a - \rho^2(n-1)(\ell + zn) + (zn + \gamma_n \rho)$$

$$c = n \rho(n-1)(\ell - \gamma_n \rho) + \rho^2 n(n-1) \gamma_a - \gamma_a n$$

Рассчитанная по формуле (3) зависимость $\Delta = f(z, \gamma_a = \text{const})$ для угла при вершине клина $\rho = 10^\circ$ представлена на рис.3. Видно, что каждая кривая в пределах заданного интервала рабочего объёма детектора по глубине, отложенного по оси абсцисс, имеет рабочий участок смещений, характеризующий пространственную разрешающую способность клина как оптического прибора.

Этот участок непосредственно определяется крутизной характеристики функции $f(z)$, которая таким образом является наиболее важной характеристикой. Чтобы получить её в удобном для анализа виде, примем $Y_a = 0$ (точки на оптической оси) и разложим в ряд подкоренное выражение в формуле (3')

Тогда

$$\Delta = \frac{fP(n-1)(zn + Y_n P)}{n(\ell + z) - Y_n P(n-1) - fn} \quad (4)$$

$$\text{и} \quad \frac{\partial \Delta}{\partial z} = \frac{fP(n-1)n^2(\ell - f - PY_n)}{\{n[\ell + z - f - PY_n] + Y_n P\}^2} \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что при $\ell \gg f$ величина $\partial \Delta / \partial z$ почти прямо пропорциональна фокусному расстоянию f . При аналогичном условии $\ell \gg PY_n$ и заданном f крутизна характеристики растёт почти пропорционально с углом при вершине клина P . Ясно также, что эта величина не остается постоянной с изменением глубины z и несколько падает с её ростом. Связь величины смещения Δ с Y - координатой точки "а" видна на рис.3, где для каждой кривой координата Y_a служит параметром. Однако, для более ясного понимания этой связи целесообразно построить зависимость вида $\Delta = f(Y_a, z = \text{const})$, где Z - координата-параметр (рис.4). Из рисунка видно, что при небольших углах при вершине клина эта зависимость описывается кривыми с неярко выраженным плоским максимумом. Чтобы получить его положение Y_m достаточно в формуле (3') положить $C=0$,

что соответствует условию $\varphi = 0$.

Тогда

$$Y_m = \frac{\rho(n-1)(\ell - \rho Y_n)}{1 - \rho^2(n-1)} \quad (6)$$

Если поперечные размеры детектора невелики, то по этим кривым удобно выбрать тот их плоский участок, около положения максимума, на котором практически исчезает зависимость Δ от Y . При этом связь между величиной смещения Δ и глубинной координатой Z становится однозначной, а семейство кривых на рис.3 вырождается в одну характеристику.

При установке оптического клина на место может возникнуть неперпендикулярность оптической оси и основания клина на угол ω , как это показано на рис.2. В этом случае формулу (4) нужно видоизменить:

$$\Delta = \frac{f[P(n-1)(zn + Y_n P) + \omega(n-1)Y_n P]}{n(\ell + z - \ell\omega(n-1)(P + \omega) - Y_n P(n-1) - f_n)} \quad (7)$$

В общем случае ($Y_a \neq 0$) формула для Δ настолько громоздка, что приводить её нецелесообразно. Тем не менее качественно можно отметить следующее. Учет только поворота клина на положительный угол ($+\omega$) приводит к увеличению смещения для всех точек под клином, однако при этом справа от оптической оси (рис.2) величина Z растет, а слева - уменьшается. Учет этого обстоятельства приводит к тому, что для точек, расположенных справа от оптической оси смещение всегда растет, причем тем быстрее, чем правее расположена точка. Что касается точек, расположенных слева от оптической оси, то для них величина смещения может как расти, так и уменьшаться.

При повороте клина на угол $(-\omega)$ имеет место аналогичный эффект, но противоположный по знаку. При этом для точек далеких от вершины клина величина смещения может уменьшаться до нуля, а затем стать отрицательной, причем в первую очередь для точек имеющих малую глубину Z .

При проведении экспериментов с использованием клиньев важно также оценить величину расфокусировки для смещенного изображения. В связи с этим интересно найти глубинную координату Z_i , точки "i", являющейся минимым изображением точки "a", имеющей координату $Z_a = -(\ell + z)$.

В общем случае:

$$Z_i = \frac{P(n-1)(z_n + Y_n P) + Y_n z}{[n + P^2(n-1)]d} \quad (8)$$

Для точек, расположенных на оптической оси

$$Z_i = -(\ell + z) + \frac{Y_n P(n-1)}{n} \quad (9)$$

Легко найти, что для данных установки, приведенных в рис.3 второй поправочный член в формуле (9) $\approx 1\%$.

Чтобы оценить величину расфокусировки, обратимся к рис.2 и найдем обозначенные на нем в увеличенном масштабе расстояние ΔZ , представляющее разность Z -координат прямого и смещенного (точки "a_n" и "a_{nк}") изображений точки "a", ширину расфокусированного пятна δ и расстояния между ними Δy . Расчет показывает, что

$$\Delta z = \frac{y'_c}{(y'_c/f) - \alpha} - \frac{f(\ell + z)}{\ell + z - f} \quad (10)$$

$$\delta = y'_c \left[1 - \frac{\ell + z}{\ell + z - f} \right] + \alpha \frac{f(\ell + z)}{(\ell + z - f)} \quad (11)$$

$$\Delta y = \frac{f}{1/\alpha - f/y'_c} - \alpha \frac{f(\ell + z)}{\ell + z - f} \quad (12)$$

Легко найти, что для параметров установки, приведенных на рис.3 и для точек на оптической оси: $\Delta z \approx 10$ мкм, $\delta \approx 5$ мкм, $\Delta y \approx 0$. Видно, что параметры расфокусировки малы по сравнению с шириной треков в плоскости плёнки (50 + 100 мкм).

Обратимся непосредственно к точности определения глубинной z -координаты. Мы видели (рис.3), что при угле $P = 10^\circ$ крутизна характеристик $\partial \Delta / \partial z$ составляет около 3 мкм/мм. Это означает, что при точности обработки фильмовой информации ~ 3 мкм и точно известной Y - координате события, ошибка в определении глубины $\delta_z \approx 1$ мм. Однако, обработка с такой точностью не всегда возможна. В этих условиях необходимо увеличить угол при вершине клина и воспользоваться точной теорией для больших углов (формула ?). Рассчитанные по этой формуле зависимости $\Delta = f(z, Y = \text{const})$ и $\Delta = f(Y, z = \text{const})$ для угла при вершине клина $P = 30^\circ$ приведены на рис.5 и 6. Крутизна характеристики $\Delta = f(z)$ составляет ~ 10 мкм/мм, что позволяет получить $\delta_z \sim 1$ мм при точности обработки ~ 10 мкм.

В то же время, достаточно большая величина крутизны характеристики $\Delta = f(Y)$ (около 2 мкм/мм) усложняет ситуацию и делает величину смещения Δ неоднозначной функцией глубины Z . Из сравнения рисунков 4 и 6 видно, как растет эта неоднозначность при переходе к большим углам ρ . Это обстоятельство требует все более точного определения Y -координаты события с ростом угла ρ . Если такое определение проводится, то измеряя еще и величину смещения Δ , можно найти глубину Z используя выражение (2). Вместе с тем, достижение желаемой точности σ_z может столкнуться с ограничением, связанным с тем, что все параметры установки известны с определенными ошибками, часто плохо контролируемые, например, расстояние от оптического центра до клина, точность установки нижнего основания клина перпендикулярно главной оптической оси, точность обработки рабочих поверхностей клина и так далее.

В связи с этим при использовании клиновой оптики может оказаться предпочтительнее пользоваться теоретическими формулами для предварительных оценок, а в рабочих условиях использовать принцип калибровки пространства детектора, который позволяет естественным образом учесть все параметры установки.

Такой принцип был применен нами для калибровки четырех искровых модулей искрового спектрометра установки "Гамма" [2] функционировавшей на вторичном электронном пучке Серпуховского ускорителя. Общая схема экспериментальной установки показана на рис. 7. При выключенном магните "М" искровые модули ИК₁, ИК₂, ИК₃ и ИК₄ фиксируют электроны, проходящие через всю установку с базой ~ 25 м. Более детально компоновка искрового модуля по-

казана на рис.8, причем углы при вершине клиньев на ИК₁, ИК₃ и ИК₄ составляют 30°, а на ИК₂ - 10°.

Каждый искровой модуль был снабжен плитой из органического стекла толщиной 20 мм, с нанесенной на ней реперной прямоугольной системой координат (XУ) и рискной оси пучка. Все четыре плиты выставлялись геодезически горизонтально, причем так, что ось X направлена параллельно оси пучка (рис.9). Предельная ошибка установки риски пучка вдоль оси Y относительно геометрической оси пучка составляет ±300 мкм, а абсолютная величина предельных ошибок установки плиты относительно орбиты пучка по высоте не более 100 мкм. Относительно неподвижной реперной плиты, параллельно ей, могла двигаться в вертикальном направлении специальная горизонтальная калибровочная сетка, нанесенная на 10 мм органическое стекло с шагом 15 мм ± 10 мкм. Конструктивно система калибровки была выполнена так, что обеспечивалось скольжение сетки по вертикальным направляющим цилиндрам с поперечным сносом ~100 мкм. Калибровочная сетка фотографировалась с шагом 10 мм в 20 положениях, фиксируемых специальными вкладышами, изготовленными с точностью ~ 10 мкм. Таким образом сканируется весь рабочий объем камеры. Обработка калибровочной фоновой информации заключается в измерении расстояний от каждой линии калибровочной сетки до реперной оси λ (координата Y_н) и до смещенного участка, принадлежащего этой линии (величина Δ) (рис.10). На рис.11,12 и 13 представлены экспериментальные зависимости Δ от Z и от Y для углов P = 10° и P = 30°. Экспериментальные точки аппроксимируются кривыми второго порядка.

$$\Delta = b_1 + b_2 z + b_3 z^2. \quad (13)$$

Число кривых соответствует количеству линий калибровочной сетки. Из рис. II и I3 видно, что для определения координаты события недостаточно знать величину смещения Δ , необходимо, кроме того, выбрать нужную кривую, соответствующую Y -координате события Y_p в реальном пространстве, т.е. необходимо связать координаты Y_n и Y_p . Можно показать, что если главная оптическая ось фоторегистратора перпендикулярна поверхности реперной плиты, то:

$$Y_n = \frac{Y_{p0} f}{L} - \frac{(Y_{p0} - Y_0) f}{L - h + z}, \quad (14)$$

где Y_{p0} - реальная Y -координата точки пересечения главной оптической оси с плоскостью реперной плиты.

Y_p - реальная Y -координата события.

Y_n - координата события в плоскости плёнки.

L - расстояние от оптического центра до реперной плиты.

h - расстояние от геометрической оси пучка до плоскости реперной плиты.

z - глубинная координата события, для удобства отсчитываемая от геометрической оси пучка.

Полагая в (14) $Y_{p0} = Y_p$ (15) находим:

$$Y_{n0} = \frac{Y_{p0} f}{L}, \quad (16)$$

где Y_{n0} - Y -координата на плёнке точки пересечения главной оптической оси с плоскостью реперной плиты. Для определения

в формуле (16) Y_{n0} , Y_{p0} и L , поступим следующим образом. Найдем из (14) производную:

$$\left(\frac{\partial Y_n}{\partial Y_p} \right)_{z=\text{const}} = \frac{f}{L-h+z} = \text{const} \quad (17)$$

Следовательно, зависимость Y_n от Y_p при $z = \text{const}$ линейна, причем число таких линий равно количеству узлов зависимости Y_n от z при $Y_p = \text{const}$. Очевидно, что все прямые должны пересекаться в одной точке с координатами Y_{n0} и Y_{p0} . Далее, зная Y_{n0} и Y_{p0} нетрудно определить L . Отметим, что Y_{n0} и Y_{p0} определяются с точностью $\sim 2\%$, а значение $L = (Y_{p0}f)/Y_{n0}$ определяется практически точно, так как ошибки Y_{n0} и Y_{p0} имеют, в данном случае, всегда одинаковый знак. Если главная оптическая ось выставлена не строго перпендикулярно к плоскости реперной плиты, а под некоторым углом $\Delta\psi$, тогда

$$Y_{n0} = \frac{Y_{p0}f}{L} \cdot K, \quad \text{где} \quad K = \frac{1 + \text{tg}^2(\Delta\psi)}{1 + \frac{Y_{p0}}{L} \text{tg}(\Delta\psi)}. \quad (18)$$

Можно показать, что для углов $\Delta\psi$ до 5° величина Y_{n0} меняется не более, чем на 2% .

Таким образом, используя (14) можно написать:

$$Y_p = Y_{p0} - Y_{n0} \frac{L-h}{f} + Y_n \frac{L-h}{f} + \left(\frac{Y_n}{f} - \frac{Y_{n0}}{f} \right) z. \quad (19)$$

Далее из (13) получаем

$$z = \frac{b_2}{2b_3} \left[1 + \left(1 - \frac{4b_3(\Delta - b_1)}{b_2^2} \right) \right], \quad (20)$$

где

$$b_1(Y_p) = a_1 + a_2 Y_p + a_3 Y_p^2 + a_4 Y_p^3. \quad (21)$$

$$b_2(Y_p) = c_1 + c_2 Y_p + c_3 Y_p^2 + c_4 Y_p^3. \quad (22)$$

$$b_3(Y_p) = d_1 + d_2 Y_p + d_3 Y_p^2 + d_4 Y_p^3. \quad (23)$$

Используя данные калибровки можно найти распределение ошибок и среднеквадратичные отклонения для Z и Y - координат. Для иллюстрации полученных результатов на рис.14,15 приводятся такие распределения для $P=30^\circ$, причем $\sigma_y = 0,26$ мм и $\sigma_z = 1,3$ мм, а калибровочные сетки обрабатывались однократно на инструментальном микроскопе с ценой деления 5 мкм. Ошибка однократного измерения близка к 10 мкм. При многократном измерении, когда точность обработки приближается к цене деления микроскопа, можно получить $\sigma_z < 1$ мм, поскольку крутизна характеристик $f(z)$, как это видно из рис.13, составляет $\sim 7,5$ мкм/мм. В случае угла $P = 10^\circ$ сетки обрабатывались многократно, и полученный результат на рис.16,17 относительно лучше ($\sigma_z = 2,1$ мм).

Таким образом, установка позволяет проводить измерение пространственных характеристик электронного пучка при однократном измерении с угловой точностью $\sim 10^{-4}$ рад.

Недавно этот пучок был использован для получения меченых поляризованных χ - квантов на основе когерентного тормозного излучения на кристалле [3]. Для однозначной интерпретации полученных в [3] экспериментальных результатов и срав-

нения их с теорией первостепенное значение приобретает знание пространственных характеристик электронного пучка. С этой целью нами было обработано 240 случаев прохождения электронов через всю установку. На рис.18 и 19 представлены сечения электронного пучка на первом и четвертом искровых модулях относительно геодезической оси, задаваемой пересечением пунктирных линий. Пучок оказывается смещенным на угол $\sim 8 \cdot 10^{-4}$ рад. Для наглядности эти сечения на рис.20 наложены друг на друга. На рис.21 показаны те же сечения, но относительно оси, проходящей через центры тяжести сечений пучка. Видно, что пучок фокусируется в горизонтальной плоскости, одновременно расфокусируясь в плоскости вертикальной.

Наибольший интерес представляет распределение пространственных углов относительно оси, проходящей через центры тяжести сечений пучка и их проекций на горизонтальную и особенно вертикальную плоскости. Последнее связано с результатами уже отмеченного выше эксперимента по получению поляризованных квантов на кристалле.

На рис.22 представлено распределение пространственных углов. Положительной части распределения соответствует расходящаяся, а отрицательной — сходящаяся часть электронного пучка. Среднеквадратичная ширина распределения $\sigma = 9.6 \cdot 10^{-4}$ рад.

На рис.23 и 24 показаны распределения проекций пространственных углов на горизонтальную плоскость XOY ($\sigma = 7.5 \cdot 10^{-4}$ рад) и вертикальную — XOZ ($\sigma = 6.1 \cdot 10^{-4}$ рад). Отметим, что для получения существенного эффекта на кристалле σ_{XOZ} должно быть $\sim (1 + 4) \cdot 10^{-4}$ рад. Если сравнить это значение с

полученными нами ($6,1 \cdot 10^{-4}$ рад), то можно сделать вывод, что ожидаемый эффект должен быть несколько подавлен, как и было наблюдается в работе [3] .



Рис. I

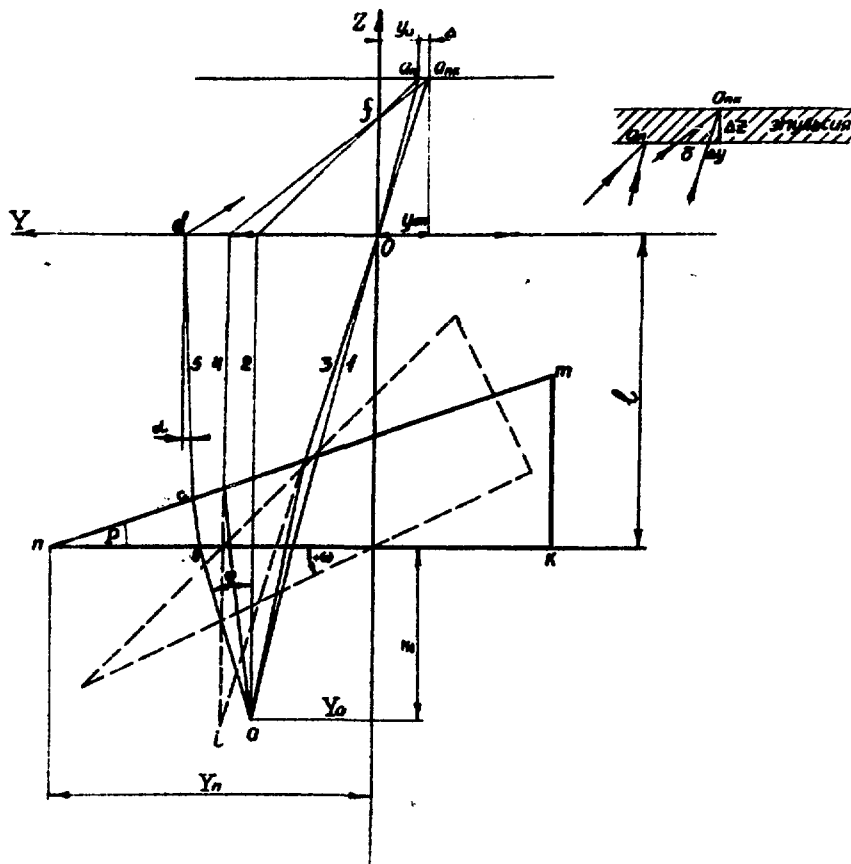


Рис. 2

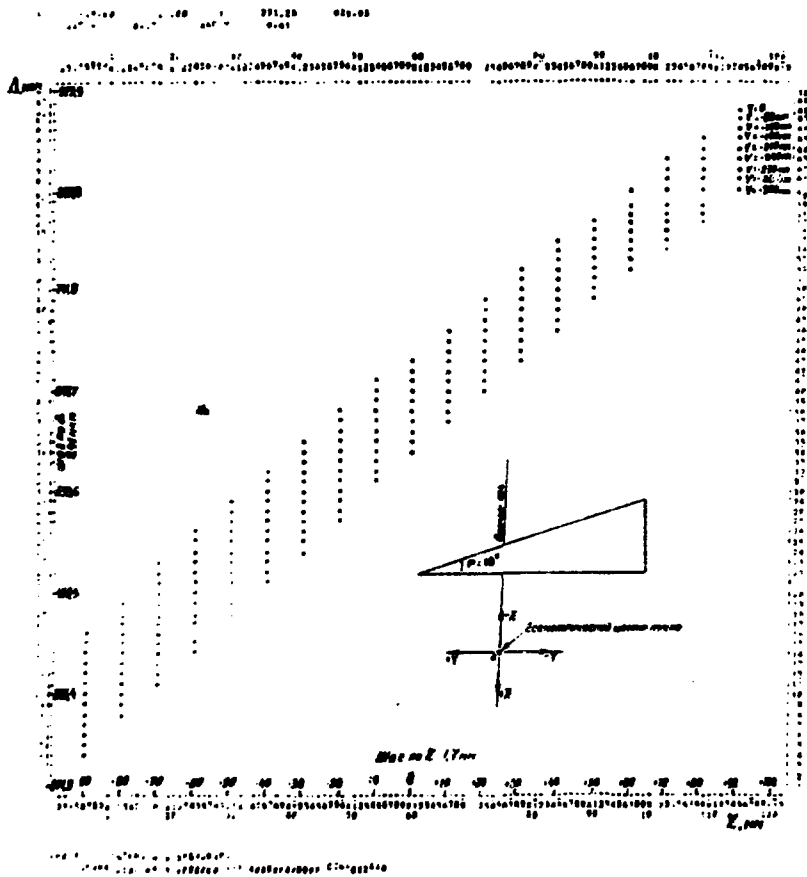


Рис. 3

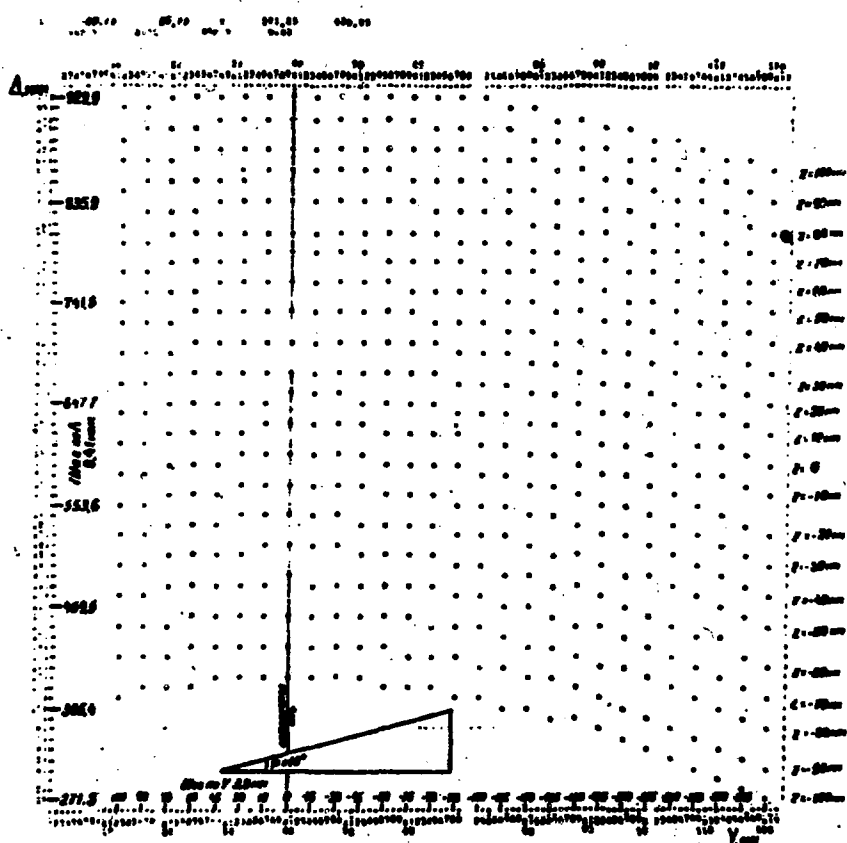
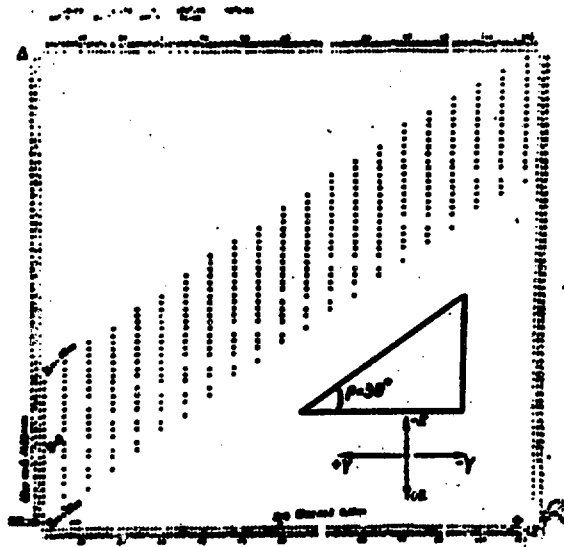
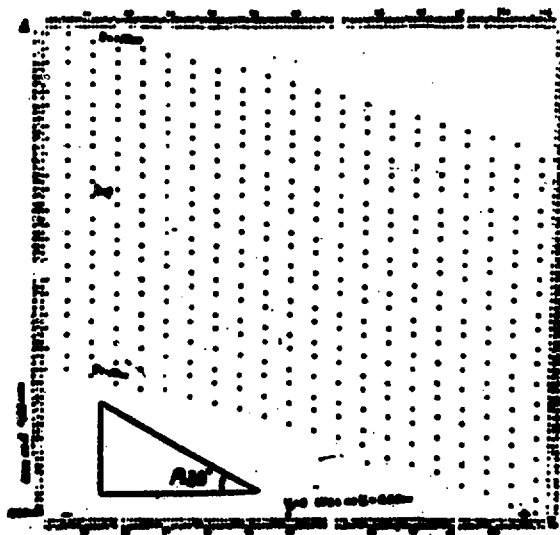


FIG. 4



PRO.5



PRO.6

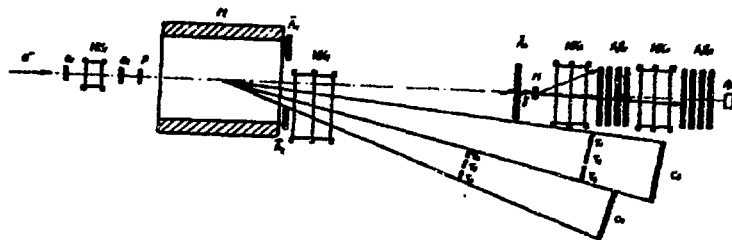


Рис. 7

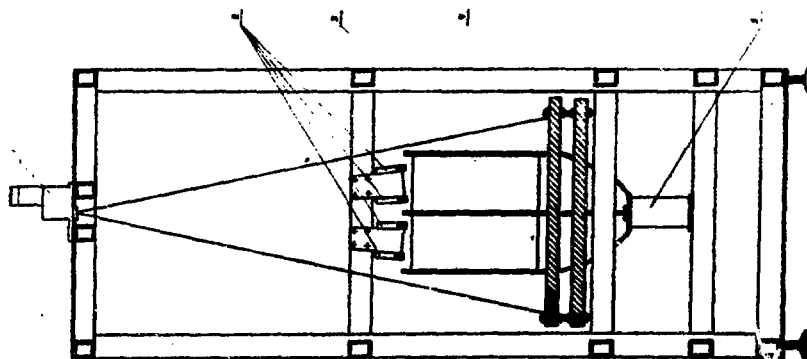


Рис. 8

Рис. 8

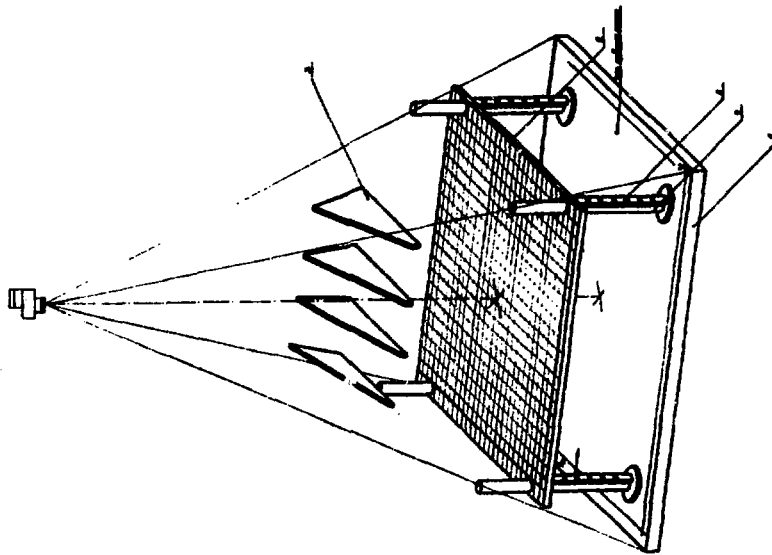


Рис. 9

Сторона

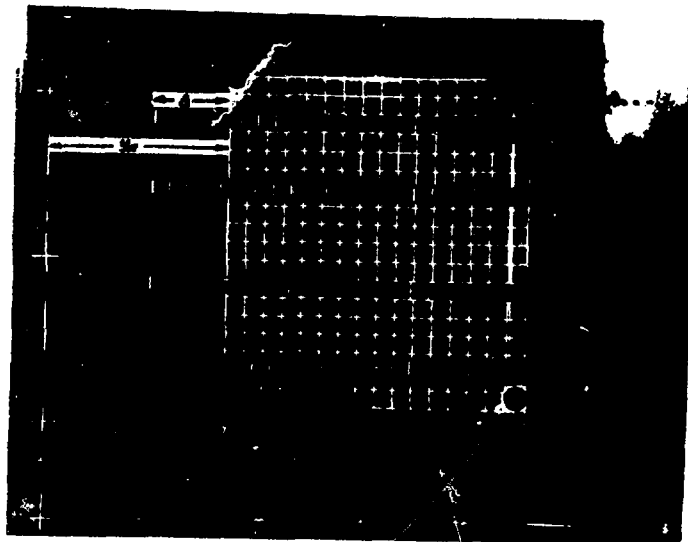


Рис. 10

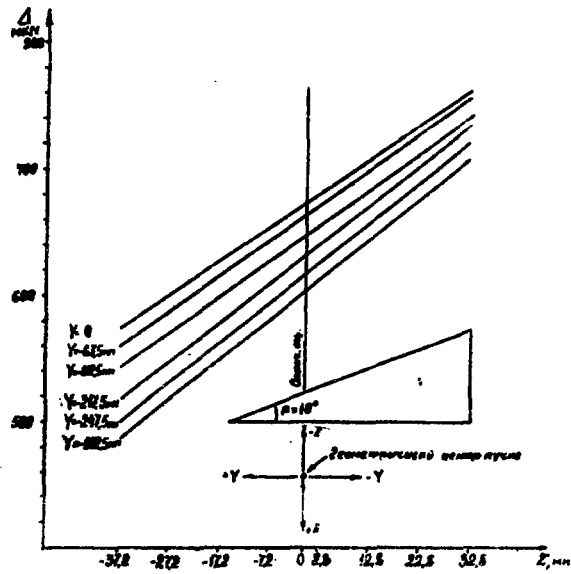


Рис. II

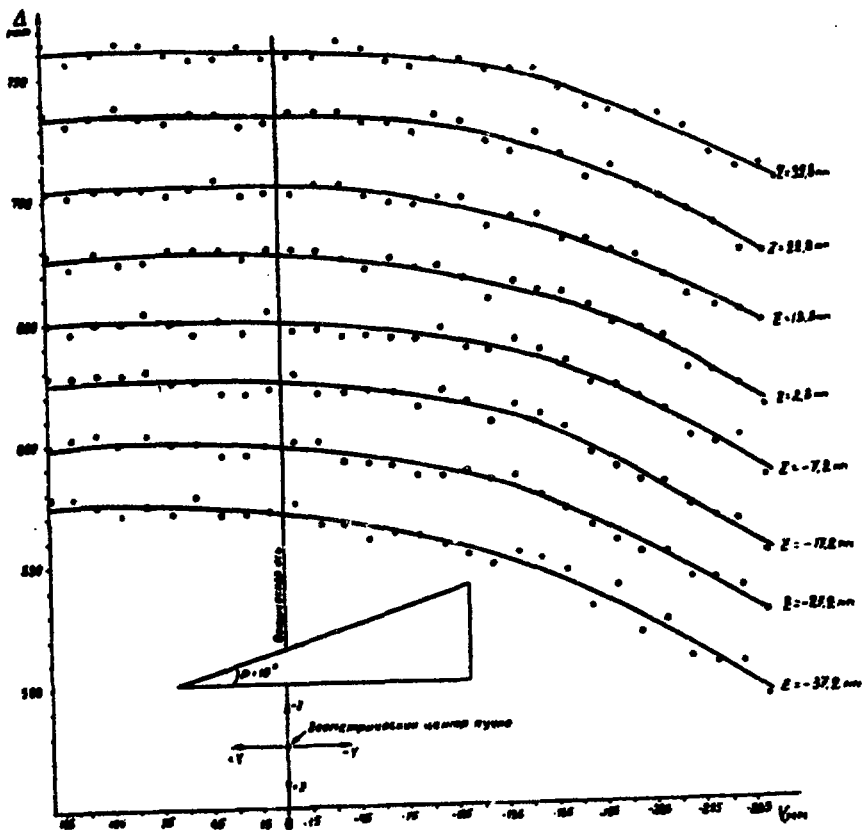


Рис.12

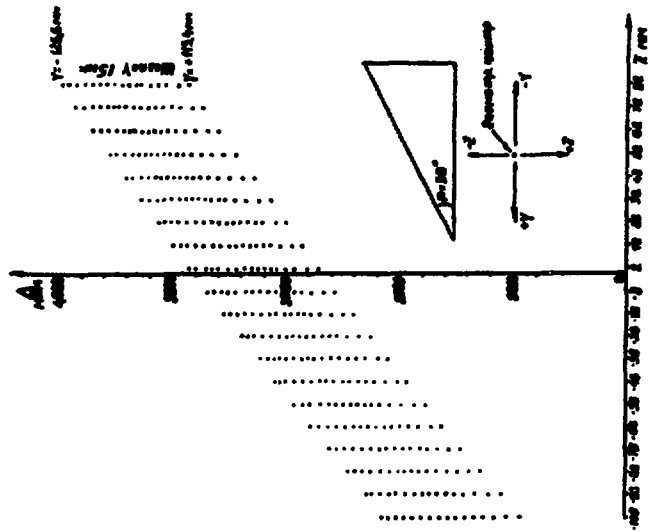


Рис. 13

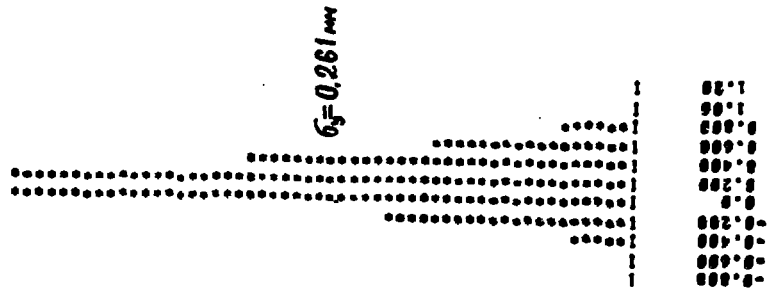


Рис. 14

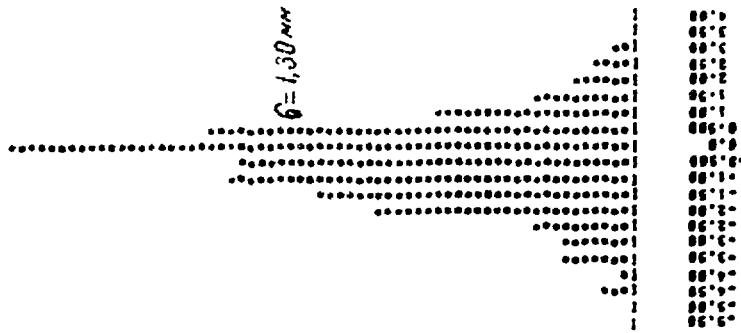


Рис. 15

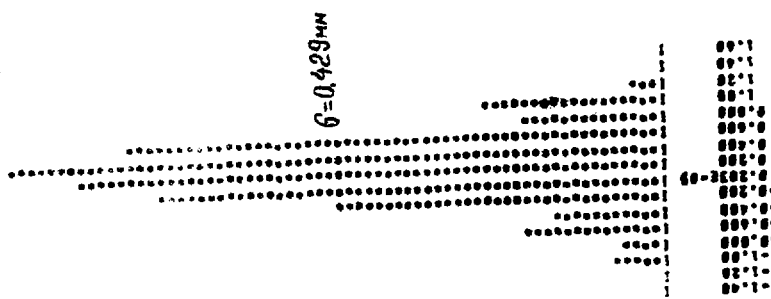
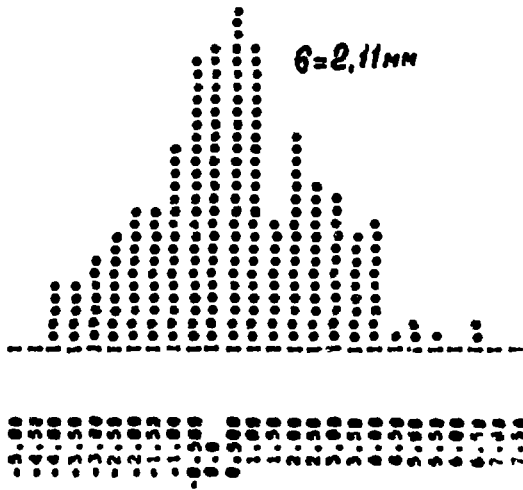


Рис. 16



Pvc.17

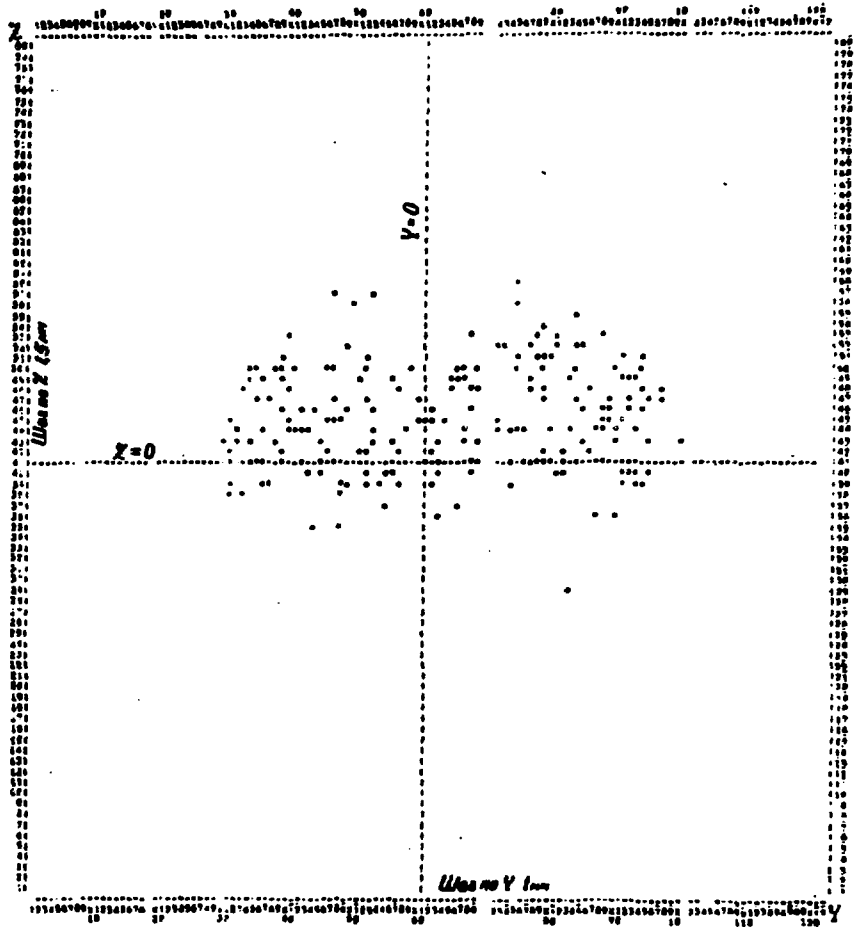


Рис. 18

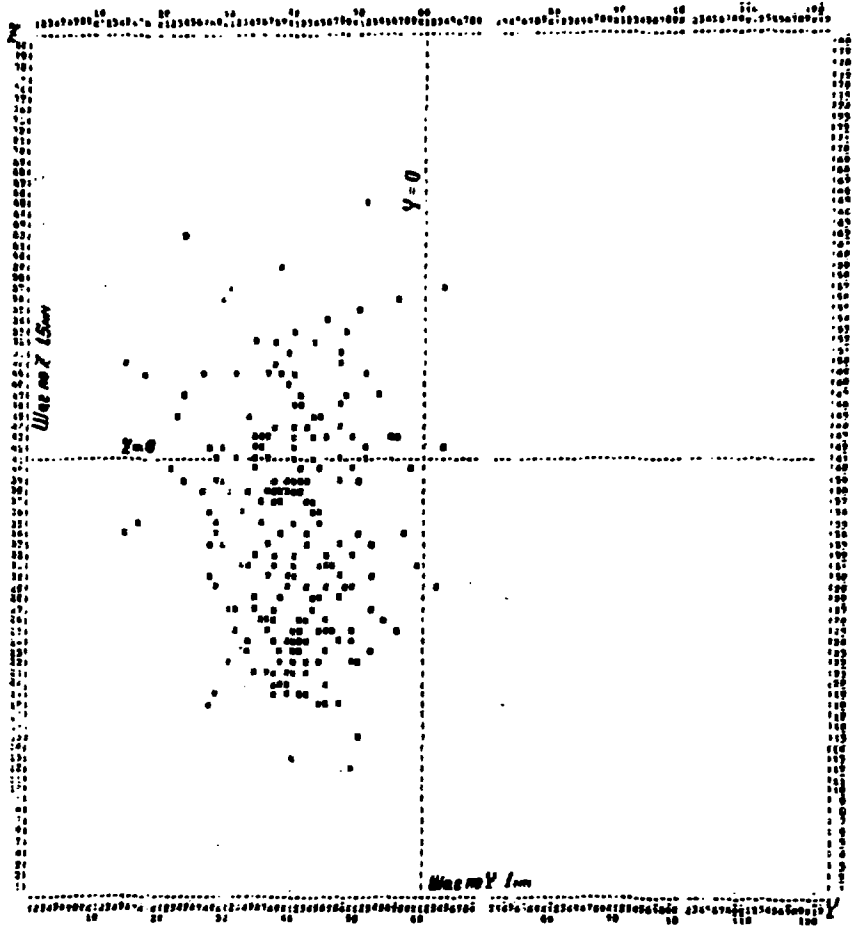


FIG.19

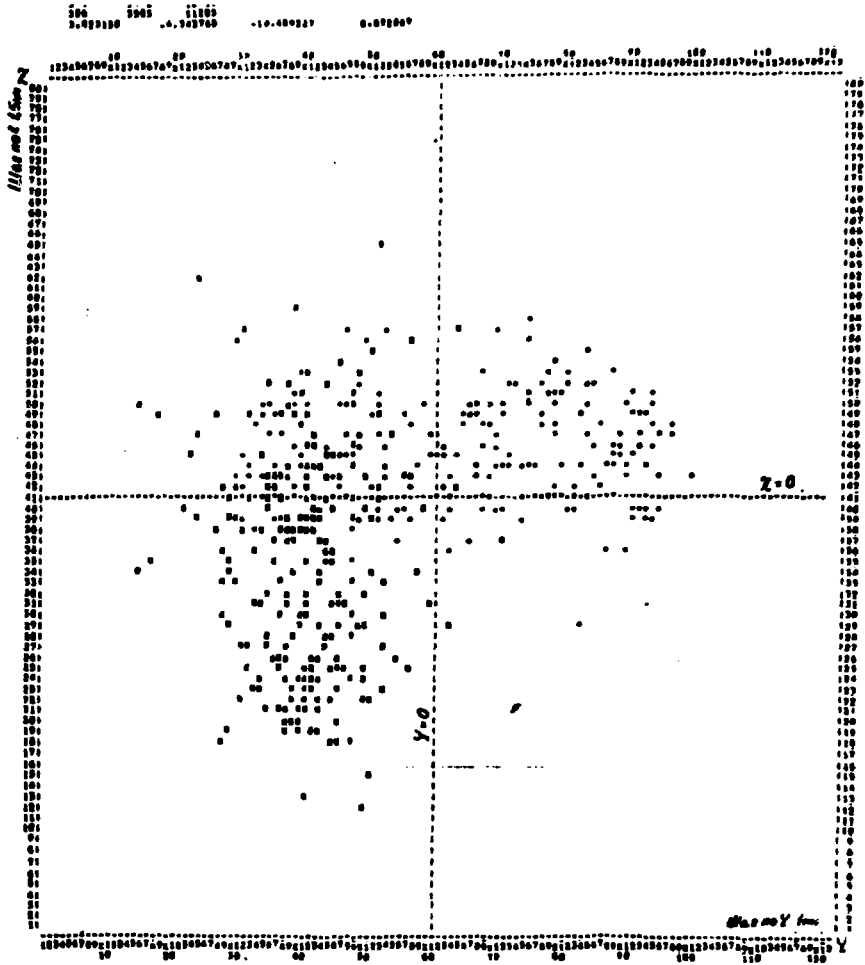
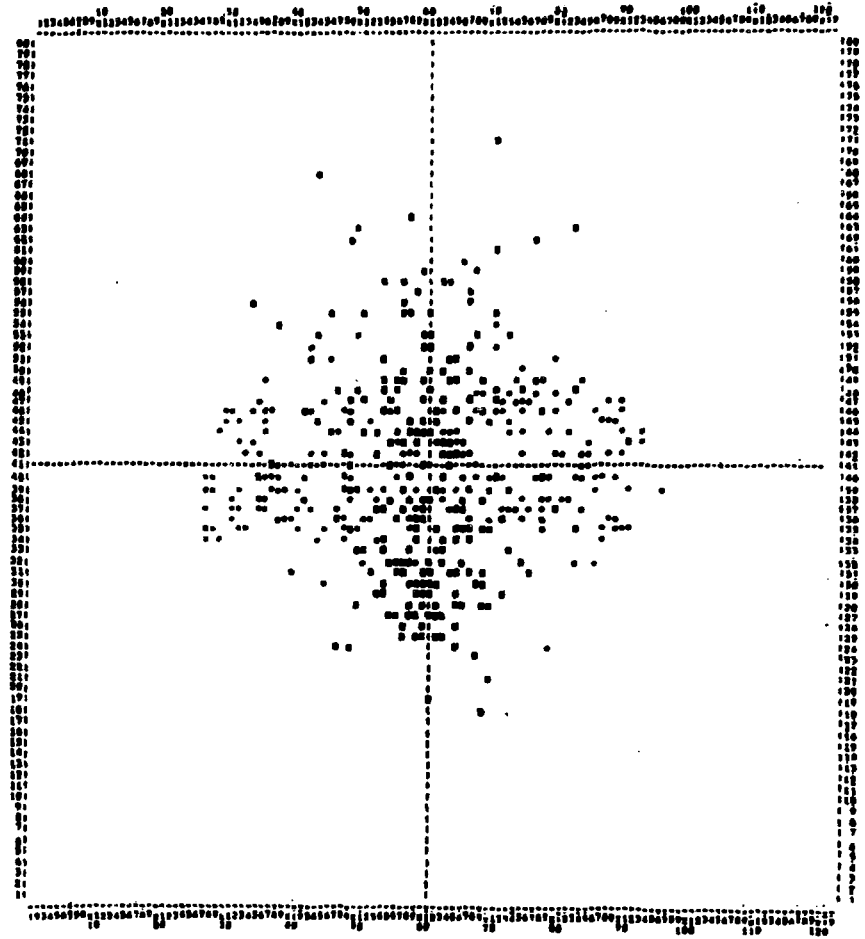


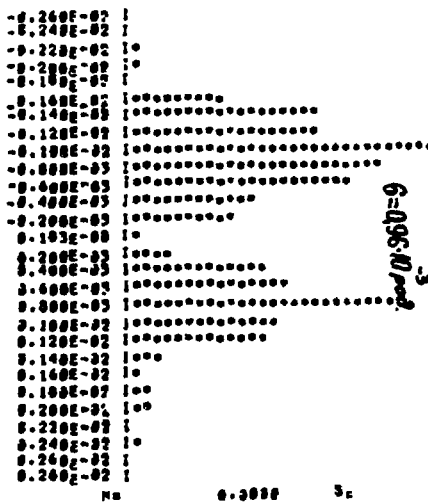
Рис.20



0.0000
 0000 100.00 0.00000.

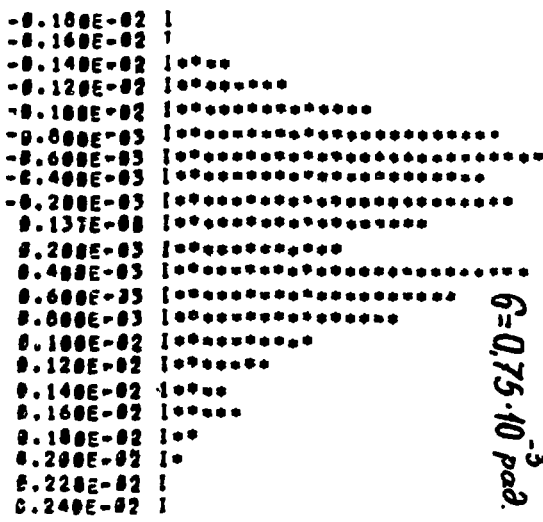
FIG. 21

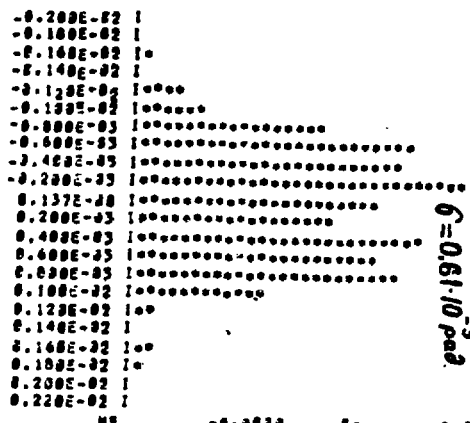
Pmc. 22



0.0000 3: 0.000614 N: 236

Pmc. 23





M = -0.0020 S = 0.000750 N = 241

Рис.24

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Иллюстрация трека, просматриваемого оптической системой.

Рис.2 Оптика искрового модуля

глк - оптический клин

O - оптический центр

П - плоскость плёнки

f - фокус

" Q_n " - изображение точки "Q", сформированное лучами, идущими вне клина.

" $Q_{нк}$ " - изображение точки "Q", сформированное лучами, прошедшими через клин.

Δ - величина смещения

P - угол при вершине клина.

Рис.3 Расчетная зависимость $\Delta = f(z, \gamma = const)$ для следующих параметров установки: $n = 1,5$; $f = 5,8$ см; $P = 10^\circ$; $\rho = 153,5$ см; $\gamma_n = 27$ см (см.рис.2). Координата z отсчитывается от геодезической оси пучка, расположенной под клином на глубине 18,5 см. Координата z отсчитывается от оптической оси.

Рис.4 Расчетная зависимость $\Delta = f(\gamma, z = const)$.

Параметры установки те же, что и на рис.3

Рис.5 Расчетная зависимость $\Delta = f(z, \gamma = const)$ для следующих параметров установки: $n = 1,5$; $f = 5,8$ см; $P = 30^\circ$; $\rho = 147,5$ см; $\gamma_n = 28,8$ см. Координата z отсчитывается от оси пучка, расположенной под клином на глубине 24,5 см. Координата γ отсчитывается от оптической оси.

Рис.6 Расчетная зависимость $\Delta = f(\gamma, z = const)$

Параметры установки те же, что и на рис.5

Рис.7 Общая схема экспериментальной установки.

Рис.8 Компановка искрового модуля

1. Фоторегистратор
2. Оптические клинья
3. Трековая искровая камера
4. Реперная плита
5. Генератор Маркса

Рис.9. Система калибровки рабочего пространства камеры

1. Неподвижная реперная плита
2. Скользящая калибровочная сетка
3. Оптические клинья
4. Направляющие цилиндры
5. Вкладыши

Рис.10 К обработке фильмовой информации

Рис.11 Экспериментальная зависимость $\Delta = f(z, \gamma = const)$

для параметров установки приведенных на рис.3

Рис.12 Экспериментальная зависимость $\Delta = f(\gamma, z = const)$

Для параметров установки, приведенных на рис.3

Рис.13 Экспериментальная зависимость $\Delta = f(z, \gamma = const)$

для параметров установки, приведенных на рис.5

Рис.14 Калибровочные распределения для γ -координат($P=30^\circ$).

Рис.15 Калибровочные распределения для z -координат($P=30^\circ$)

Рис.16 Калибровочные распределения для γ -координат($P=10^\circ$)

Рис.17 Калибровочные распределения для z -координат($P=10^\circ$)

Рис.18. Сечение электронного пучка на первом искровом модуле
Пересечение пунктирных линий задает геодезический центр пучка.

Рис.19 Сечение электронного пучка на четвертом искровом модуле. Пересечение пунктирной линии задает геодезический центр пучка.

Рис.20 Совмещенные сечения на I и 4 искровых модулях.

Рис.21. Те же сечения пучка, но относительно оси проходящей через их центры тяжести.

Рис.22 Распределение пространственных углов в пучке относительно оси, проходящей через центры тяжести сечений пучка.

Положительной части распределения соответствует расходящаяся часть пучка, отрицательной—сходящаяся.

Рис.23 Распределение проекций пространственных углов в пучке на горизонтальную плоскость.

Рис.24 Распределение проекций пространственных углов в пучке на вертикальную плоскость.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, Ю.В.Радионон.
Препринт ОИЯИ Р13-5170.
2. А.И.Алиханян, Г.Л.Баятян и др. Препринт ЕФИ-26/73.
3. Р.О.Авакян, А. Армаганян, Г.Л.Баятян, Э.М.Матевосян,
Рубашкин и др. Доклад на сессии А Н СССР по электромаг-
нитным взаимодействиям. Харьков, июнь-июль, 1977.

Рукопись поступила 26-го апреля 1978г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 290

ВФ-03371

Тираж 299

Подписано к печати 30/VI-78г. Формат издания 30x40

2,5 уч.изд.л. Ц. 18 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркariana 2

индекс 3624