

29
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И ЯФ 75 - 58

П.М.Иванов, А.Б.Кожемякин, В.Ф.Туркин,
Г.И.Яснов

ОБ ЭМИТТАНСЕ ИЛУ-ИНЖЕКТОРА
СИНХРОТРОНА Б-ЗМ

Новосибирск

1975

Иванов П.М., Кожемякин А.В., Туркин В.Ф.,
Яснов Г.И.

ОБ ЭМИТТАНСЕ ИЛУ-ИНЖЕКТОРА СИНХРОТРОНА

Б - 3М

Новосибирск
1975

1. Введение

Ускоритель-инжектор электронов ИЛУ представляет собой четвертьволновый спиральный резонатор /1/. На рис.1 схематически изображена конструкция этого ускорителя. На пучок электронов, в ускоряющем зазоре резонатора, кроме ускоряющего электрического поля, действует магнитное поле от шпоков смещения емкостной насадки H_e и поле, обусловленное основным током в спирали резонатора H_z . Максимумы электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на 90° , т.е. в максимуме электрического поля магнитное поле меняет знак. Поэтому частицы, отстоящие по фазе относительно максимума электрического поля на величину φ и $-\varphi$, под действием магнитного поля отклоняются от оси в противоположные стороны. Воздействие поля H_e сводится к тому, что пучок, как целое, перемещается по вертикали, а поле H_z перемещает пучок по горизонтали. Смещение зависит от величины φ . Цель данной работы состояла в том, чтобы оценить влияние магнитных полей на формирование эмиттанса пучка ИЛУ. Это дает возможность не только улучшить транспортировку электронов в синхротрон Б-ЗМ, но и добиться более точного согласования эмиттанса с адмиттансом синхротрона.

2. Формирование эффективного эмиттанса

пучка

Рассмотрим формирование эффективного эмиттанса пучка электронов в фазовой плоскости (z, z') с учетом взаимодействия частиц с азимутальным магнитным полем H_e в ускоряющем зазоре ИЛУ.

Упрощенная схема ускоряющего зазора с действующими полями и принятая система координат изображены на рис.2.

Нас будет интересовать движение частиц в плоскости (ZOX). Считаем, что пучок на выходе из анодного отверстия имеет геометрический размер $2a$, частицы обладают продольным импульсом P_{xa} и поперечным импульсом P_{za} (поперечный импульс может принимать значения от 0 до $P_{za \max}$).

Для простоты не будем учитывать рассеивающее действие анодной линзы и фокусировку пучка "проваливающимся" в анодное отверстие в.ч. электрическим полем. В итоге это не должно повлиять на величину эмиттанса.

Уравнение эмиттанса на выходе из анодного отверстия можно записать, используя общепринятые обозначения /2,3/ в виде:

$$\gamma_a z_a^2 + 2da z_a z'_a + \beta_a z_a'^2 = \epsilon_a \quad (2.1)$$

$$\epsilon_a = \frac{1}{\pi} \int dz dz' = ax, \text{ где } x = \frac{P_{za \max}}{P_{xa}}$$

Т.к. в результате ускорения эмиттанс пучка изменяется, следует найти уравнение для эмиттанса ϵ_z на выходе из ускоряющего зазора ИЛУ.

Угловой разброс на выходе из ИЛУ можно записать в виде

$$z'_{\text{вих}} = \frac{P_{za} + P_{z \text{вих}}(\varphi)}{P_{xz}} \quad (2.2)$$

где $P_{z \text{вих}}$ - поперечный импульс, полученный частицей за счет магнитного поля H_0 , на выходе ИЛУ.

Найдем $P_{z \text{вих}}$.

Уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.3)$$

или по компонентам \vec{p}

$$\frac{dP_x}{dt} = eE_x + eV_y B_z - eV_z B_\theta \quad (2.4)$$

$$\frac{dP_z}{dt} = eV_x B_\theta \quad (2.5)$$

Здесь $|\vec{E}| = E_x$; $B_\theta \perp V_x$; $B_\theta = \mu_0 H_\theta$ и $B_z = \mu_0 H_z$.

Электрическое и магнитное поля определяются формулами:

$$E_x = \frac{U_m \cos \varphi}{x \ln R/R_1}$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0 U_m \sin \varphi}{2\pi x \cdot Z\beta} \quad (2.6)$$

где U_m - амплитуда в.ч. напряжения

φ - фаза в.ч. напряжения

R - радиус внешнего бака ИЛУ

R_1 - радиус насадки

$Z\beta$ - волновое сопротивление.

Если предположить, что на продольное движение магнитное поле не оказывает заметного влияния, то уравнение (2.4) примет вид:

$$\frac{dP_x}{dt} = eE_x \quad (2.7)$$

Практически нас будут интересовать малые значения φ в том смысле, что $\frac{\varphi}{\omega} \ll \frac{T}{2}$ (T - период в.ч. колебаний). Это означает, что время пролета электрона через ускоряющий зазор мало по сравнению со временем, необходимым для существенного изменения магнитного или электрического поля.

$$v(P_x) = \frac{P_x c^2}{\sqrt{c^2 P_x^2 + E_0^2}} \quad (2.8)$$

Т.к. $P_x \gg P_z$ и $P_x \gg P_y$, то $P \approx P_x$.

Тогда

$$v_x(P_x) = \frac{P_x c^2}{\sqrt{c^2 P_x^2 + E_0^2}} \quad (2.9)$$

Подставив в (2.5) значение v_0 и (уравнение (2.9)), получим:

$$\frac{dP_z}{dt} = \frac{e M_0 U_m}{2\pi \tilde{z}_0} \cdot \frac{v_x(P_x)}{x} \cdot \sin \varphi \quad (2.10)$$

Учитывая, что $dt = \frac{dP_x}{e E_x}$, определим значение P_z *вмк.* на выходе из ИЛУ, интегрируя (2.10)

$$P_z \text{ *вмк.*} = \xi (\sqrt{c^2 P_{x2}^2 + E_0^2} - \eta_0) \cdot \text{tg} \varphi \quad (2.11)$$

где

$$\xi = \frac{M_0 \ln R/R_1}{2\pi \tilde{z}_0}$$

$$\eta_0 = \sqrt{c^2 P_{x0}^2 + E_0^2}$$

P_{x0} - продольный импульс в начале ускорения

P_{x2} - продольный импульс в конце ускорения

Подставив (2.11) в (2.2), получим

$$y' \text{ *вмк.*} = \frac{P_{x0} + P_z \text{ *вмк.*}(\varphi)}{P_{x2}} = \frac{P_{x0}}{P_{x2}} + \frac{\xi \kappa \text{tg} \varphi}{P_{x2}} \quad (2.12a)$$

или

$$y' \text{ *вмк.*} = y' \left(\frac{P_{x0}}{P_{x2}} \right) + \frac{\xi \kappa \cdot \text{tg} \varphi}{P_{x2}} \quad (2.12b)$$

где

$$\kappa = (\sqrt{c^2 P_{x2}^2 + E_0^2} - \eta_0)$$

Координата частицы в конце ускоряющего зазора

$$z \text{ *вмк.*} = z_0 + z' \text{ *вмк.*} \cdot \frac{P_{x2} c R}{e E_x} \cdot \text{tg} \varphi \quad (2.13)$$

$$\text{где } R = \text{Arsh} \frac{c P_{x2}}{E_0} - \text{Arsh} \frac{c P_{x0}}{E_0};$$

$$S = \xi c [\kappa R - c(P_{x2} - P_{x0}) + \eta_0 \cdot R]$$

Разрешив (2.12b) относительно z_0 , возведем в квадрат выражения (2.12b) и (2.13) и подставим в (2.1). В результате не сложных преобразований получим уравнение эмиттанса на выходе из ИЛУ.

$$A \tilde{z} \text{ *вмк.*}^2 - 2B \tilde{z} \text{ *вмк.*} \cdot \tilde{z}' \text{ *вмк.*} + C \tilde{z}' \text{ *вмк.*}^2 + 2M(\varphi) \tilde{z} \text{ *вмк.*} - 2N(\varphi) \tilde{z}' \text{ *вмк.*} + F(\varphi) = 1 \quad (2.14)$$

где $M(\varphi)$, $N(\varphi)$ и $F(\varphi)$ - коэффициенты, зависящие от φ .

При фиксированном уравнение (2.14) является уравнением эллипса, которое можно свести к каноническому виду типа

$$A \tilde{z} \text{ *вмк.*}^2 - 2B \tilde{z} \text{ *вмк.*} \cdot \tilde{z}' \text{ *вмк.*} + C \tilde{z}' \text{ *вмк.*}^2 + F = 0 \quad (2.15)$$

где $\tilde{z} \text{ *вмк.*}$, $\tilde{z}' \text{ *вмк.*}$ - координаты точек эллипса относительно новой системы координат, зависящей от параметра φ . В качестве фиксированной можно взять систему координат при $\varphi = 0$ ($P = 0$ - вершина в.ч. напряжения), тогда (2.15) можно привести к виду

$$\gamma \text{ *вмк.*} \cdot \tilde{z} \text{ *вмк.*}^2 + 2\alpha \text{ *вмк.*} \cdot \tilde{z} \text{ *вмк.*} \cdot \tilde{z}' \text{ *вмк.*} + \beta \text{ *вмк.*} \tilde{z}' \text{ *вмк.*}^2 - \epsilon z \text{ *вмк.*} = 0 \quad (2.16)$$

где $\gamma \text{ *вмк.*} = A \epsilon z \text{ *вмк.*}$; $\alpha \text{ *вмк.*} = -B \epsilon z \text{ *вмк.*}$; $\beta \text{ *вмк.*} = C \epsilon z \text{ *вмк.*}$

Выражение (2.16) - есть уравнение "истинного" эмиттанса на выходе ИЛУ.

При $\varphi \neq 0$ эллипс, определяемый уравнением (2.16) будет дрейфовать на фазовой плоскости по отношению к системе координат, выбранной при $\varphi = 0$. При этом центр эллипса будет двигаться вдоль прямой

$$z'_{\text{см}}(\psi) = D^* z_{\text{см}}(\psi) \quad (2.17)$$

где $D^* = \frac{k(eEx)}{c\rho_{x2} [c(\rho_{x2} - \rho_{x0}) - \eta_0 A]}$

$z'_{\text{см}}$ можно найти, используя уравнение (2.11)

$$z'_{\text{см}}(\psi) = \frac{\rho_{x\text{см}}(\psi)}{\rho_{x2}} = \xi \frac{(\sqrt{c^2 \rho_{x2}^2 + E_0^2} - \eta_0) \cdot \text{tg } \psi}{\rho_{x2}} \quad (2.18)$$

Отсюда видно, что скорость движения центра эллипса по прямой (2.17) пропорциональна $\text{tg } \psi$.

На рис.3 представлены расчетные кривые $z'_{\text{см}}(\psi)$ для нескольких энергий.

Эффективный эмиттанс сгустка $\epsilon_{z\text{см}}^*$ будет определяться площадью, которую займет "истинный" эмиттанс при дрейфе его центра на фазовой плоскости в интервале фаз от $-\psi$ до ψ (смотри рис.4). Общая огибающая всех эллипсов будет границей для эффективного эмиттанса сгустка. Отсюда видно, что величина эффективного эмиттанса сгустка должна зависеть от длительности импульса модулятора пушки (т.е. от величины ψ), а также от формы эллипса и ориентации относительно (z, z') главных осей "истинного" эмиттанса.

Из формулы (2.126) видно, что при $\rho_{x0} \ll \rho_{x2}$ эффективный эмиттанс практически не зависит от энергии, т.к. уменьшение "истинного" эмиттанса с ростом напряжения на ИЛУ компенсируется возрастающим дрейфом его и наоборот.

При рассмотрении механизма формирования эффективного эмиттанса мы не учитывали энергетический разброс пучка. Учет его приводит к тому, что на выходе ИЛУ происходит разведение частиц по энергиям. Качественно это видно из рис.4.

Подобным образом формируется и горизонтальный эффективный эмиттанс.

3. Принципы измерения эмиттанса

Для транспортировки пучка заряженных частиц по электронно-оптическому тракту и согласования эмиттанса пучка с акцептансом ускорителя достаточно знать двумерный фазовый объем. Обычно для измерения двумерного фазового объема применяется метод двух щелей. В этом случае происходит автоматическое интегрирование функции $\rho(z, z', y, y')$ по всем координатам y и по всем углам z и z' - в плоскости (y, y')

$$i(z, z') = \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z, z', y, y') dy' \quad (3.1)$$

где $\rho(z, z', y, y')$ - четырехмерная функция распределения фазовой плотности частиц,

$i(z, z')$ - двумерная функция распределения фазовой плотности частиц.

Суммарное количество частиц, заключенных в двумерном фазовом объеме, может быть представлено в виде:

$$N_{\Sigma} = \int i(z, z') dz dz' \quad (3.2)$$

Практически $i(z, z') dz dz'$ представляет собой ток, регистрируемый детектором, который расположен за второй щелью. Координата z_i задается первой щелью, а z'_i - определяет по формуле (см.рис.5)

$$z_i' = \frac{z_{i2} - z_{i1}}{L} \quad (3.3)$$

Если найти все значения z_2 и z_i' , при которых регистрируемый детектором ток равен нулю, то на фазовой плоскости (z, z') можно построить замкнутую кривую, ограничивающую некоторую площадь. Величина этой площади и будет составлять максимальный поперечный двумерный фазовый объем (рис.5)

$$\mathcal{E}z_{max} = \iint dz dz' = \int_{z_{1min}}^{z_{1max}} dz \int_{z_2(z)}^{z_2'(z)} dz' \quad (3.4)$$

Размер пучка в плоскости первой щели определяется как

$$\mathcal{E} = |z_{max}| + |z_{min}|$$

Если нужно построить линии равной плотности на фазовой плоскости, то следует в каждой координате z_i найти такие $z_1'(z_i)$ и $z_2'(z_i)$, чтобы

$$\frac{i_k(z_1; z_1'(z_1); z_2'(z_1))}{i_{max}} = \kappa = const \quad (3.5)$$

где i_{max} - максимальный ток, регистрируемый детектором.

В дальнейшем величину „ κ ” будем называть уровнем плотности

$$0 \leq \kappa \leq 1 \quad (3.6)$$

По аналогии с определением (3.4)

$$\mathcal{E}z_{\kappa} = \int_{z_{1min}(\kappa)}^{z_{1max}(\kappa)} dz \int_{z_2'(z; \kappa)}^{z_2(z; \kappa)} dz' \quad (3.7)$$

будет представлять на фазовой плоскости площадь, содержащую в себе определенную долю частиц от общего числа частиц

$$N_{\kappa} = N_0^{-1} \int_{z_{1min}(\kappa)}^{z_{1max}(\kappa)} dz \int_{z_2'(z; \kappa)}^{z_2(z; \kappa)} i_k(z, z') dz' \quad (3.8)$$

N_{κ} - число частиц, заключенных внутри площади

N_0 - полное число частиц в пучке.

При прохождении пучка по системе транспортировки, представляющая точка каждой частицы на фазовой плоскости движется по эллипсу. Фазовые траектории частиц не пересекаются, поэтому число частиц внутри каждого фазового эллипса не меняется. Таким образом, эллипсы являются линиями уровня для функции распределения, и распределение должно иметь вид

$$i_k(z, z') = i_0 (\gamma z^2 + 2\alpha z z' + \beta z'^2) \quad (3.9)$$

Плотность тока, заключенного внутри площади $\mathcal{E}z_{\kappa}$, зависит в общем случае от конкретного вида функции $i_k(z, z')$. Если предположить, что распределение плотности по сечению пучка имеет гауссово распределение $x)$, тогда распределение (3.9) можно записать в гауссовой форме в виде

$$di(z, z') = \frac{N_0}{\pi \mathcal{E}} \exp\left(-\frac{\gamma z^2 + 2\alpha z z' + \beta z'^2}{\mathcal{E}}\right) dz dz' \quad (3.10)$$

Интегрируя (3.10) по эллипсу площади $\mathcal{E}z_{\kappa}$, получим

$$N_{\kappa}(\mathcal{E}z_{\kappa}) = N_0 \left(1 - e^{-\frac{\mathcal{E}z_{\kappa}}{\mathcal{E}}}\right) \quad (3.11)$$

x) Приведенные на рис.7 эффективные эмиттансы по ряду уровней, показывают, что распределение плотности по сечению пучка близко к распределению Гаусса.

На рис.8 приведена интегральная кривая гауссового распределения плотности частиц по сечению пучка, взятого из рис.7. Кружочками обозначено тоже распределение плотности пучка, где в качестве \mathcal{E} взята площадь эллипса на уровне $\kappa = 0,4$. Точки с хорошей точностью ложатся на кривую. Видно, что в качестве эмиттанса пучка можно использовать площадь эллипса, снятого на уровне 0,4. При этом внутри этой площади будет около 70% частиц.

Внутри эллипса с площадью $\mathcal{E}_k = 3\mathcal{E}$ находится около 95% всех частиц пучка. Как было показано в /5/, \mathcal{E} можно употреблять в качестве эмиттанса пучка.

4. Экспериментальные результаты

Система по измерению эмиттанса пучка электронов расположена в действующем электронно-оптическом канале ИЛУ-Б-ЗМ. На рис.6 изображена схема измерительного канала. Пластини со щелями находятся попарно в измерительных блоках ИК-1 и ИК-2. Щели шириной $\Delta S = 0,3$ мм. Расстояние между вертикальными щелями $L = 390$ мм, а между горизонтальными - $L = 350$ мм.

Для визуального наблюдения геометрических размеров пучка на первую пластину в ИК-1 и на мишень M в ИК-3 наносился люминесцирующий состав. Изображение пучка регистрировалось телевизионными камерами. Детектором измеряемого тока пучка служила толстая медная мишень M , сигнал с которой поступал на широкополосный усилитель.

Система позволяет осуществить оперативное измерение эмиттанса пучка электронов, распределение плотности частиц по сечению и на фазовой плоскости, а также при использовании всех четырех щелей одновременно, измерение четырехмерного эмиттанса.

Исследование эффективного эмиттанса проведено для нескольких пучков в различных режимах работы.

Первые измерения были проведены для пушки с компрессией /6/, в которой сферический катод был заменен плоским с \varnothing 17 мм. Пушки этого типа до 1974 года использовались при инжекции в синхротрон Б-ЗМ.

На рис.7 приведен эффективный эмиттанс на фазовой плоскости (x, x') , на котором изображены линии равной плотности по ряду уровней. Из рисунка видно, что распределения имеют структуру, близкую к эллиптической.

Все последующие эмиттансы сняты на уровне $0,1 I_{max}$. Нерегулярные кривые аппроксимированы эллипсами правильной формы, при этом площади эллипсов равны площадям, заключенным в экспериментальных кривых.

На рис.9 и 10 представлены эффективные эмиттансы для фазовых плоскостей (x, x') и (y, y') в условиях, близких к рабочим (дублет линз перед первой щелью выключен). $E_k = 2,9$ МэВ; $\frac{\Delta E}{E} = 3\%$; $\tau_{mod} = 27$ нсек; $i = 15$ А.

Параметры фазовых эллипсов получились следующими:

плоскость (x, x') $\mathcal{E}_x^* = 4,15 \cdot 10^{-3}$ рад.см.

$$\beta_x^* = 1400 \text{ см/рад}$$

$$\gamma_x^* = 0,106 \text{ рад/см}$$

$$d_x^* = -12$$

плоскость (y, y') $\mathcal{E}_y^* = 3,7 \cdot 10^{-3}$ рад.см.

$$\beta_y^* = 400 \text{ см/рад}$$

$$\gamma_y^* = 0,067 \text{ рад/см}$$

$$d_y^* = -5,2$$

центр эллипса "истинного" эмиттанса (рис.3) в этих условиях смещен на $x'_{max}(\varphi) = 9 \cdot 10^{-3}$ рад (согласно расчетам раздела 2). Отсюда можно найти величину "истинного" эмиттанса $\mathcal{E}_x = 2,5 \cdot 10^{-2}$ рад.см.

Для изучения механизма формирования эффективного эмиттанса пучка была снята зависимость его от длительности модулятора пушки

(рис. II). Из этого рисунка видно, что зависимость эмиттанса в плоскости (z, z') более сильная, чем в плоскости (y, y') . Это соответствует характеру магнитных полей H_y и H_z в ускоряющем зазоре (рис. 2). Пересечение кривых на рис. II с осью ординат соответствует значению "истинного" эмиттанса пучка. Для y - и z -движения он получается равным $\epsilon_z = \epsilon_y = 2,6 \cdot 10^{-9}$ рад.см.

Это значение "истинного" эмиттанса хорошо совпадает со значением "истинного" эмиттанса, полученного из рис. 9 путем расчета.

Была изучена зависимость эффективного эмиттанса от тока. Измерения показали, что зависимость от тока понижается только при длительности модулятора больше 30 нсек. При длительности 45 нсек эмиттансы при токе 15 А и 1 А отличаются на 30%. На такой характер зависимости эмиттанса от тока может сказаться ориентация главных осей эллипса "истинного" эмиттанса, зависящая от пространственного заряда.

В последнее время на ИЛУ используется пушка с сеткой, разработанная для позитронной программы на двух ИЛУ /1/. Эта пушка позволяет иметь большой рабочий ток. Были измерены эмиттансы двух пушек такого типа с диаметром катода 17 и 30 мм. В пушке с диаметром 17 мм (малая пушка) применена паркетная сетка из тантала, а в пушке с диаметром катода 30 мм (большая пушка) - линейная сетка из графита. Для малой пушки сняты эффективные эмиттансы для двух значений длительности модулятора пушки и для различных энергий (рис. 12, 13 и 14), а для большой пушки только при длительности модулятора $\tau_{mod} = 10$ нсек (рис. 15 и 16) и для различных энергий. Параметры фазовых эллипсов этих пушек для $E_e = 2$ МэВ приведены в таблице I.

Из рис. 12 и 15 видно, что в соответствии с увеличением размера катода эффективный эмиттанс пучка большой пушки примерно вдвое больше эффективного эмиттанса малой пушки.

Измерения показали, что эффективный эмиттанс практически не зависит от энергии.

Отсутствие зависимости величины эффективного эмиттанса от энергии соответствует предложенной в разделе 2 картине его формирования.

И для этих пушек мы видим, что при $\tau_{mod} < 30$ нсек эффективный эмиттанс не зависит от тока ($i \approx 30$ А для малых пушек и $i \approx 100$ А для больших пушек). Как было сказано выше, пространственный заряд сказывается на ориентации главных осей эллипса "истинного" эмиттанса. На малых длительностях модулятора пушки магнитные поля малы, чтобы подчеркнуть это. Кроме того, и мало расстояние до измерительных щелей, чтобы опять же сильно сказался этот эффект.

Таблица I

Тип пушки	ϵ_z^* рад.см.	ϵ_y^* рад.см.	d^*		β^* см/рад		μ^* рад/см	
			z	y	z	y	z	y
Малая	$\tau_{mod} = 10$ нсек	$2,94 \cdot 10^{-9}$		-15	1360		0,165	
	$\tau_{mod} = 30$ нсек	$4,8 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	-12,4	-9,7	1100	975	0,13 0,098
Большая	$\tau_{mod} = 10$ нсек	$5,8 \cdot 10^{-9}$	$5,15 \cdot 10^{-9}$	-7,6	-8,1	690	700	0,083 0,094

Одним из существенных вопросов при измерениях является вопрос точности. Конечная величина ширины щелей, неточность в определении координат центра щели, "расплывание" пучка в дрейфовом промежутке в результате кулоновского расталкивания, погрешности в измерении тока $i(z, z')$ сказываются на точности измерения эмиттанса.

Влияние ширины щелей на точность измерения.

Нас будут интересовать два случая:

1) Размер пучка мал (т.е. $\Delta S \approx a$), а угловой разброс частиц в i координате значительно превосходит угловое разрешение системы из двух щелей (т.е. $\Delta z'(z) \gg \frac{2\Delta S}{L}$). Здесь a - размер пучка, ΔS - ширина щели. Этот случай имеет место при наличии кроссовера в области первой щели. Можно показать /7/, что в этом случае
$$\mathcal{E}_z = \left(1 + \frac{\Delta S}{a}\right) \int_{-a/2}^{a/2} \Delta z'(z) dz$$
 В этом случае относительная погрешность измерения пропорциональна ширине щели и обратно пропорциональна размеру пучка.

Практически для рассматриваемого пучка условие $\frac{\Delta S}{a} \ll 1$ легко выполнимое и ошибки, вызванные конечной шириной щели, не превышали несколько процентов.

2) Ширина первой щели мала по сравнению с размером пучка, а угловой разброс порядка углового разрешения

$$a \gg \Delta S; \quad \Delta z'(z) \sim \frac{2\Delta S}{L}$$

Ошибка в определении величины углового разброса пропорциональна $\frac{\Delta S}{L}$; т.е. $\Delta z'(z) = k \frac{\Delta S}{L}$, где k - коэффициент пропорциональности. Для сведения k до минимального его значения непременным условием проведения измерения эмиттанса заключается в том, что движение обеих щелей в процессе измерения эмиттанса должно происходить в одном направлении.

Если пренебречь ошибкой в определении размера пучка, считая, что $\frac{\Delta \mathcal{E}_z}{\langle \mathcal{E}_z \rangle}$ определяется только неточным измерением величины $\Delta z'(z)$, то можно показать /7/, что $\frac{\Delta \mathcal{E}_z}{\langle \mathcal{E}_z \rangle} \sim \frac{\Delta S}{L}$. Если теперь измерить эмиттанс пучка \mathcal{E}_z при различных значениях ΔS или L и построить $\mathcal{E}_z = f(\Delta S, L)$ или $\mathcal{E}_z = f(L, \Delta S)$, то пересечение этих кривых с осью ординат даст истинное значение эмиттанса. Зная истинное значение эмиттанса, можно найти и k - коэффициент пропорциональности.

Нами же применялась следующая методика по определению относительной погрешности измерений эмиттанса, связанной с конечной шириной щели. С помощью квадрупольного дублета в районе первой щели можно было изменять размер пучка и соответственно угловой разброс частиц. На рис.17 представлено два значения эмиттанса пучка электронов с включенным дублетом при разных градиентах поля. В обоих случаях величины углового разброса $\Delta z'(z)$ отличаются друг от друга и удовлетворяют условиям ограничения на ширину щели

$$\frac{\Delta S}{a} \ll 1 \quad \text{и} \quad \Delta z'(z) > \frac{2\Delta S}{L}$$

Величины эмиттансов равны соответственно:

$$\mathcal{E}_{z1} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад}$$

$$\mathcal{E}_{z2} = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад}$$

Отличие составляет $\sim 5\%$. Следует учесть, что в эту ошибку входит и погрешность, связанная с точностью определения положения щели, и погрешность, связанная с вычислением площади.

Отсюда можно сделать вывод, что точность измерения эмиттанса пучка, зависящая от ширины щели, неточности определения координат

ты центра щели, составляет меньше 10%.

Для повышения точности измерения эмиттанса пучка в нашем случае применялся поворотный магнит (ПМ-1). Это позволяет иметь в пучке заданный энергетический интервал и, кроме того, позволяет повысить точность измерений, т.к. отсекаются все "хвосты" по энергии. На рис.18 показаны результаты измерения эмиттанса пучка без применения поворотного магнита.

Из-за того, что длительность модулятора большая ($T_{mod} \approx 150 \text{ нсек}$) эмиттанс пучка большой (а следовательно и большие размеры пучка). Происходит диафрагмирование пучка стенками канала (внутренний диаметр канала $\phi = 85 \text{ мм}$) и это хорошо видно на рисунке.

В заключение следует сказать, что полученные результаты используются для оптимальной настройки канала ИЛУ-Б-3М.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Яснов. Высоковольтные инжекторы сильноточных импульсных синхротронов. Диссертация, Новосибирск 1973.
2. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
3. К.Штеффен. Оптика пучков высокой энергии. М., изд. "Мир", 1969.
4. А.Бенфорд. Транспортировка пучков заряженных частиц. М., Атомиздат, 1969 г.
5. Е.Переведенцев. Расчет магнитооптических систем с помощью метода огибающей пучка. Дипломная работа. Новосибирск, ИЯФ, 1971.
6. В.И.Переводчиков и др. Электронная пушка на ток 40-50 А для импульсного линейного ускорителя. Труды У Межвузовской конференции. Томск, 17-21, марта 1964 г.
7. П.М.Иванов. Измерение эмиттанса пучка ИЛУ. Дипломная работа. Новосибирск, ИЯФ, 1973 г.

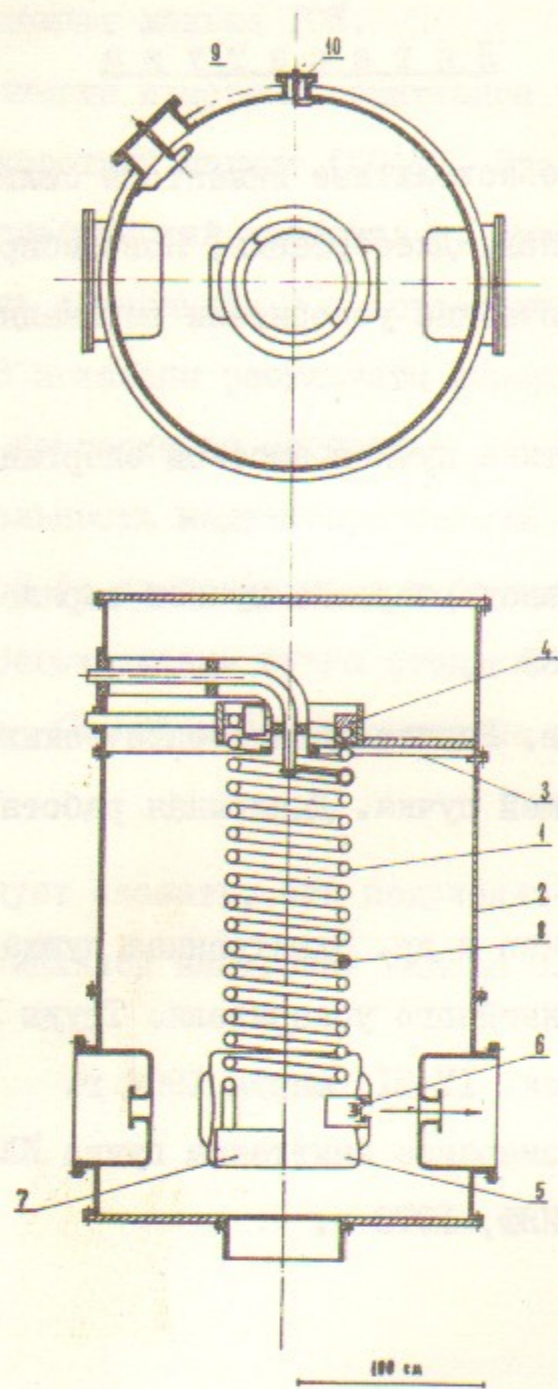


Рис. 1. Конструкция спирального резонатора ИЛУ.

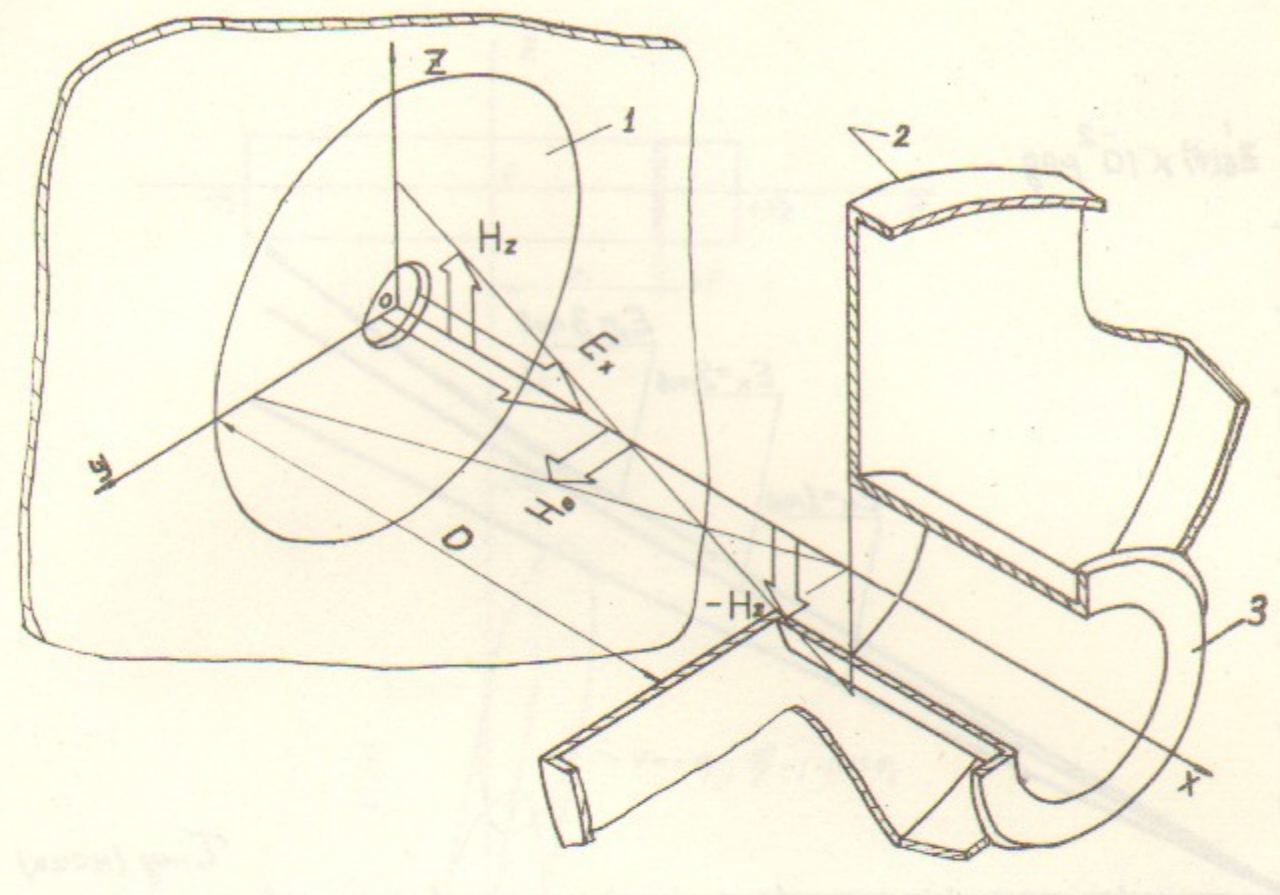


Рис. 2. Схема ускоряющего зазора.

- 1. Фокусирующая диафрагма электронной пушки
- 2. Дополнительная насадка
- 3. Выходной фланец

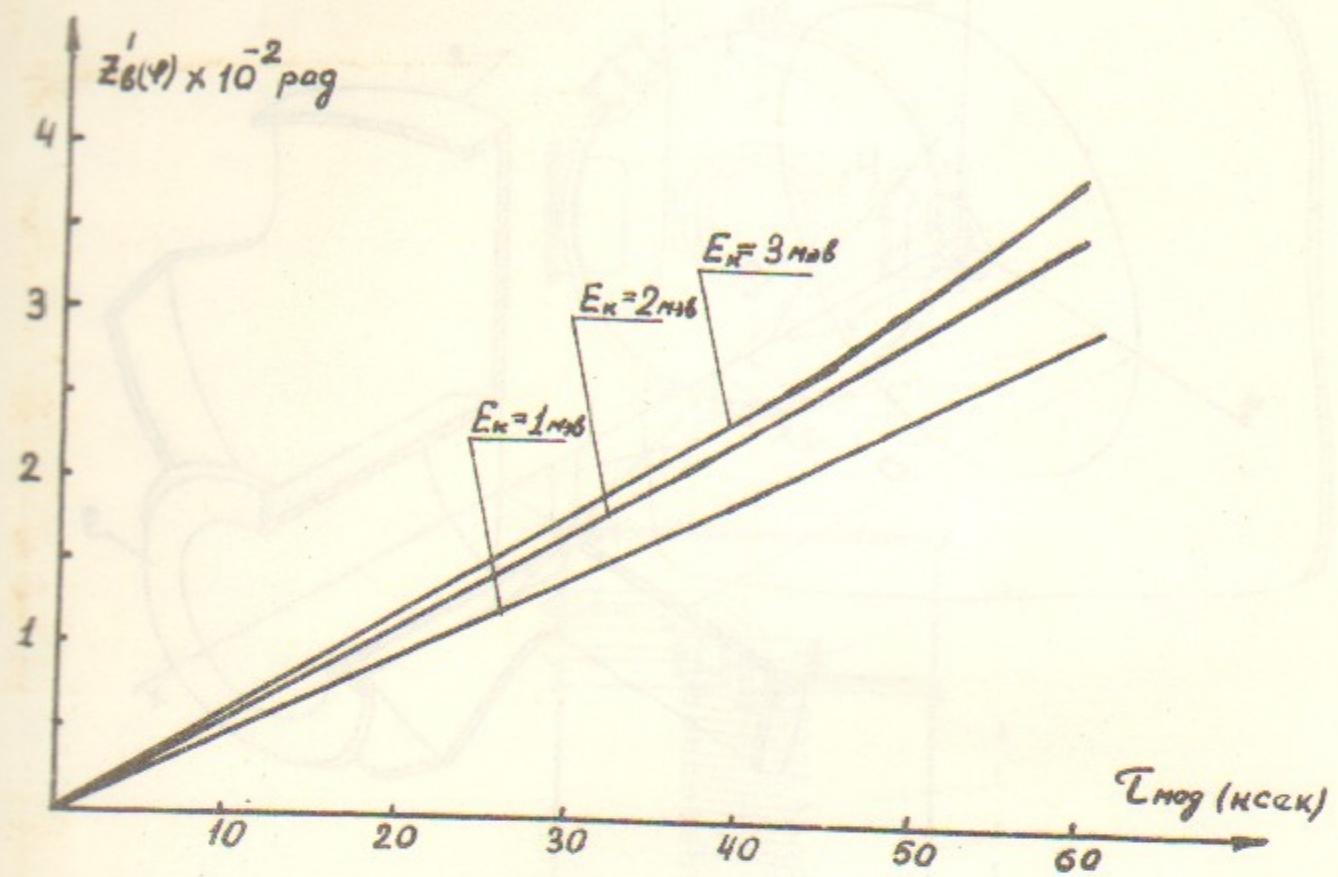


Рис. 3. Расчетная кривая $Z'_{\text{вых}}(\varphi)$

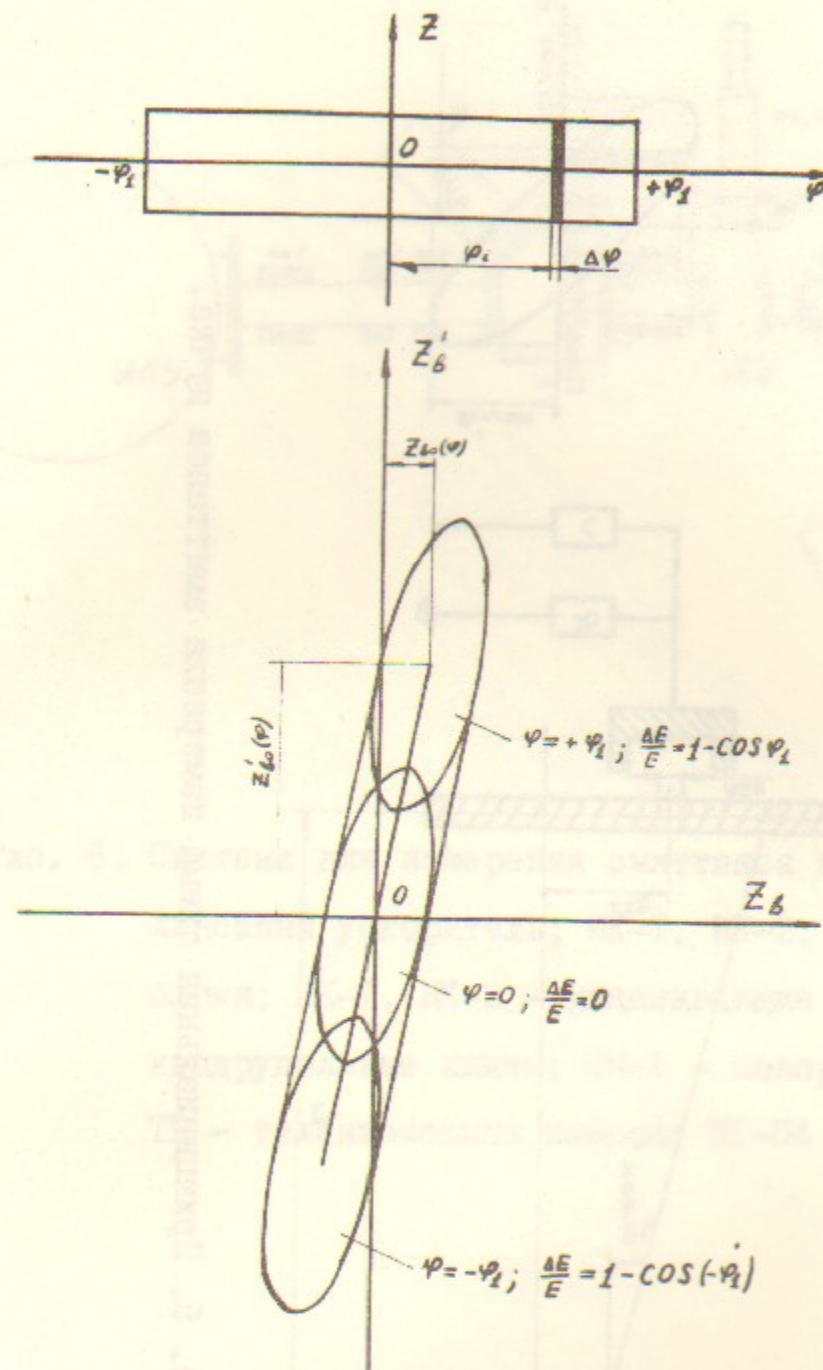


Рис. 4. Схема формирования эффективного эмиттанса.

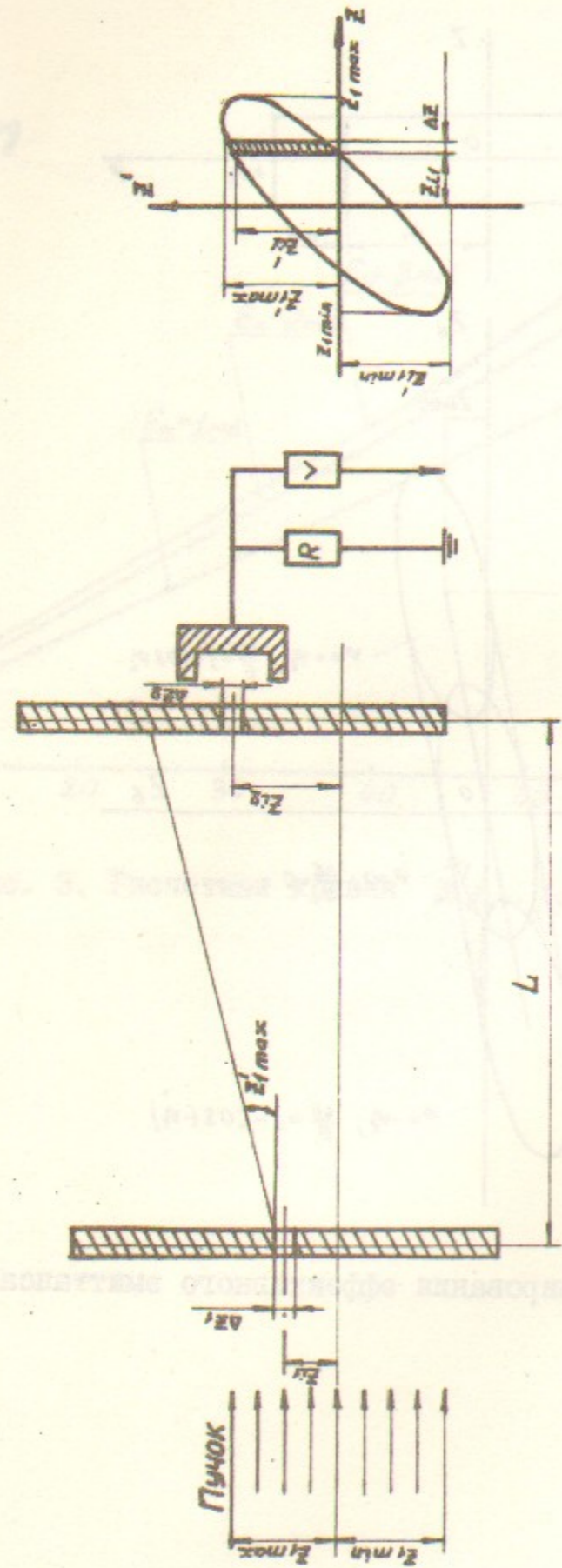


Рис. 5. Принципиальная схема измерения эмиттанса пучка.

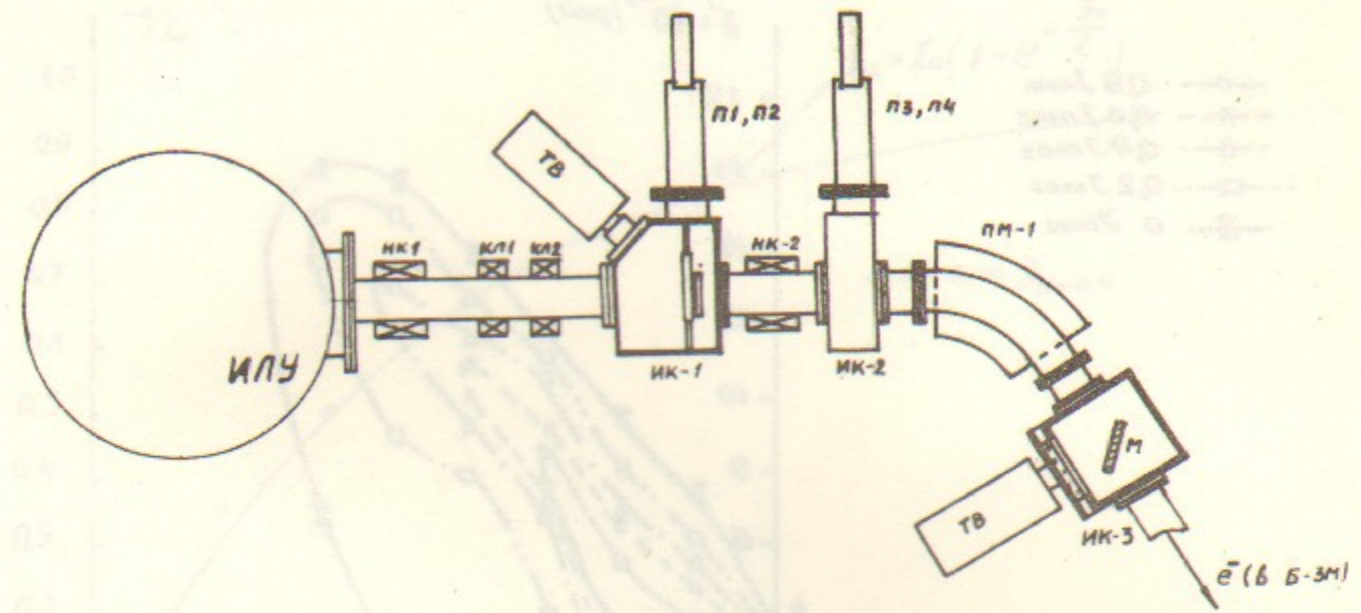


Рис. 6. Система для измерения эмиттанса пучка. ИЛУ - импульсный линейный ускоритель; ИК-1, ИК-2, ИК-3 - измерительные блоки; НК-1, НК-2 - нацеливающие катушки; КЛ-1, КЛ-2 - квадрупольные линзы; ПМ-1 - поворотный магнит; ТВ - телевизионная камера; П-П4 - пробники; М - мишень.

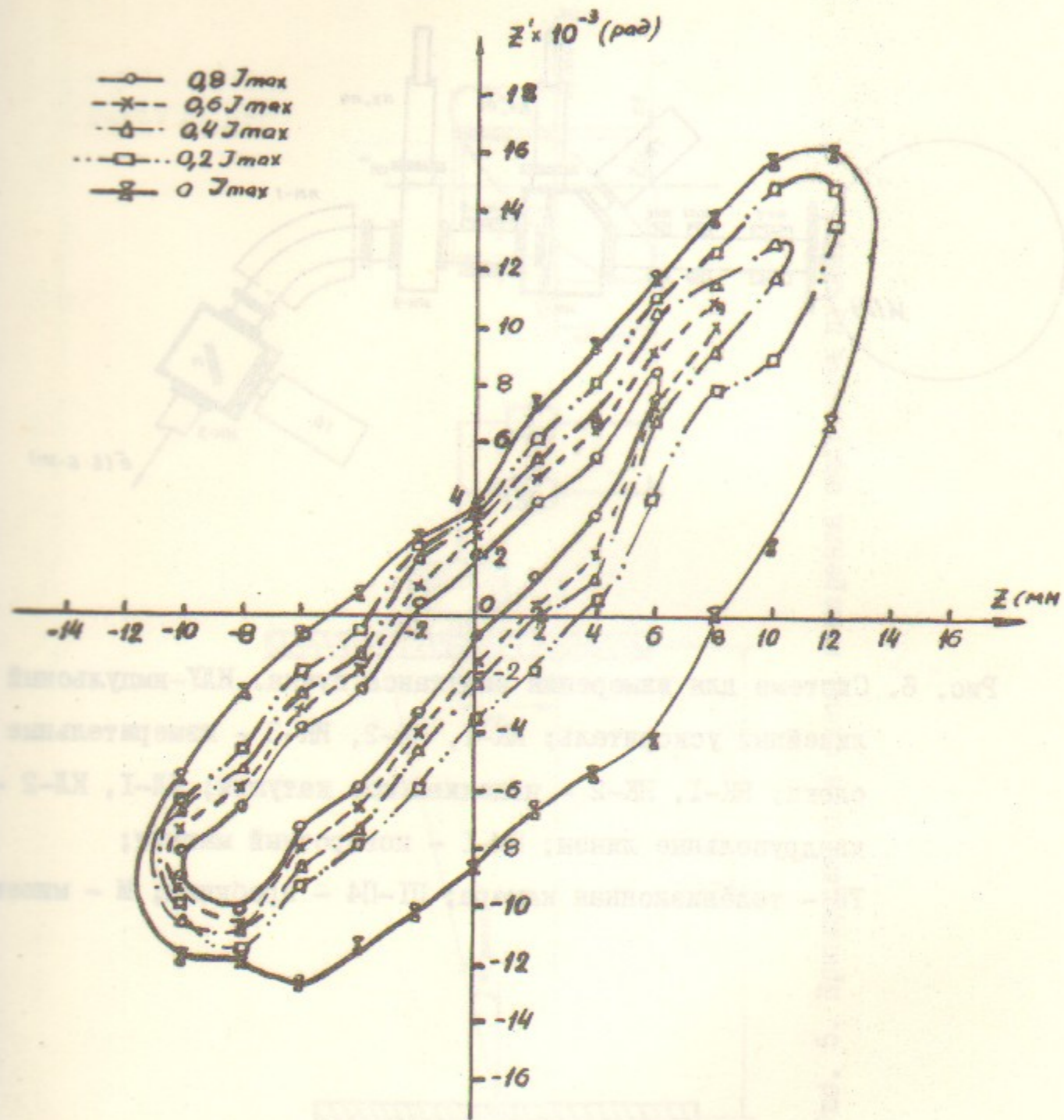


Рис. 7. Эффективный эмиттанс с линиями равной плотности.

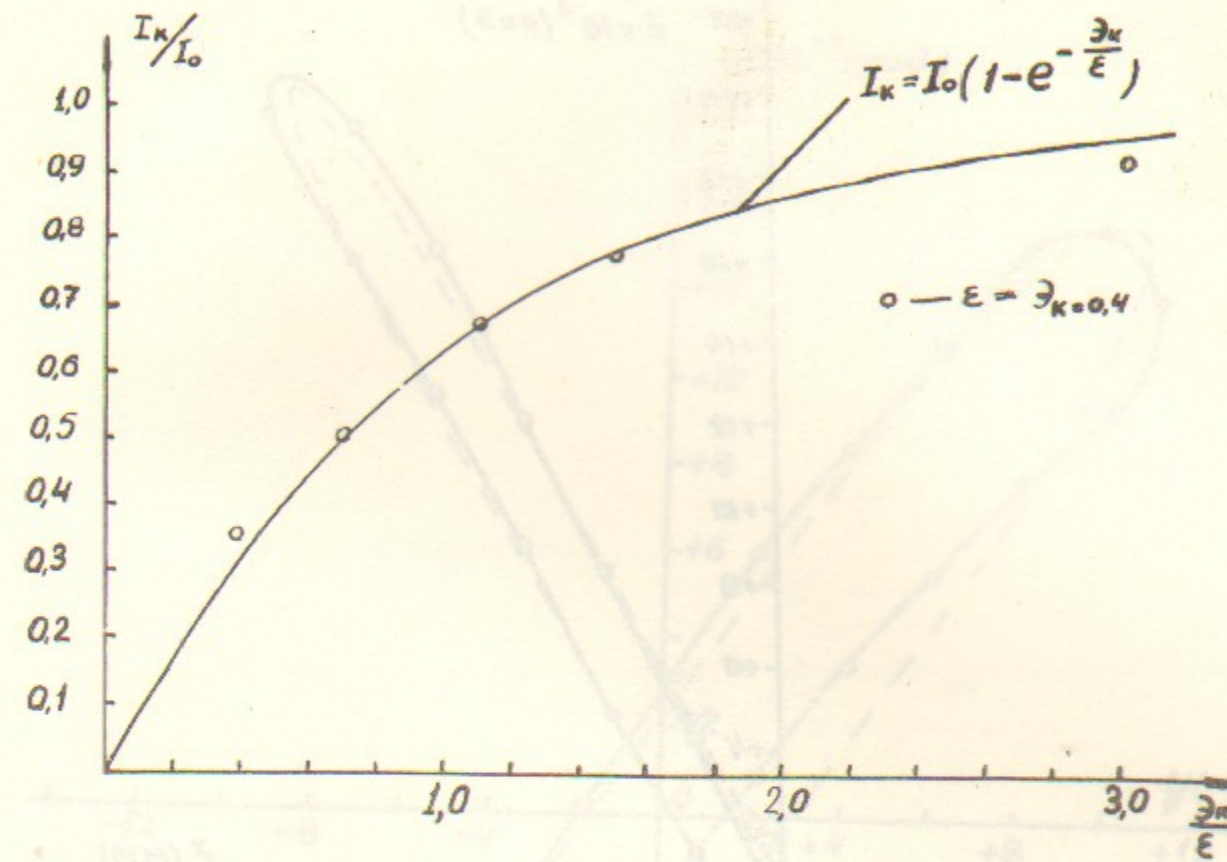


Рис. 8. К определению эмиттанса пучка.

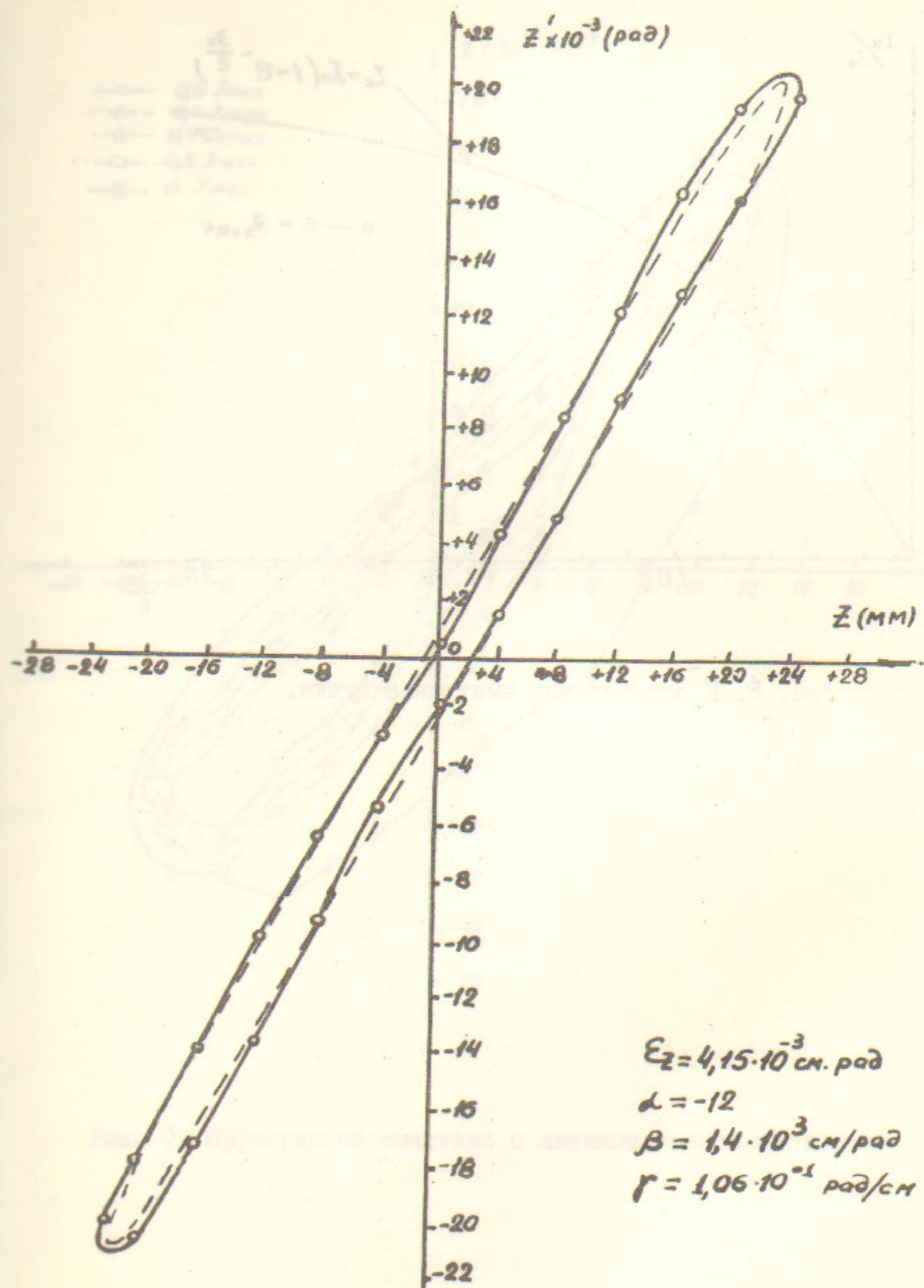


Рис. 9. Эффективный эмиттанс на фазовой плоскости (z, z').

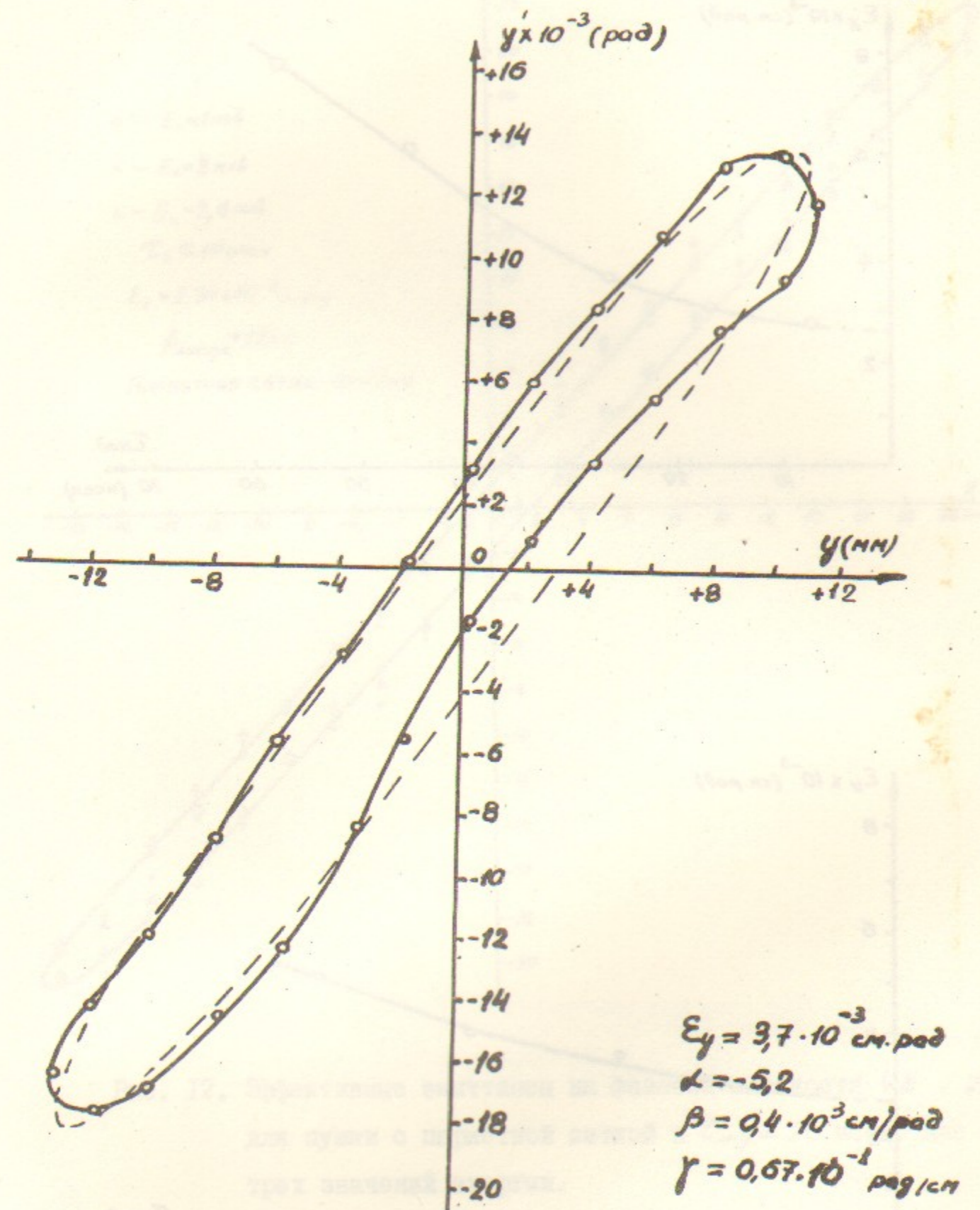


Рис. 10. Эффективный эмиттанс на фазовой плоскости (y, y').

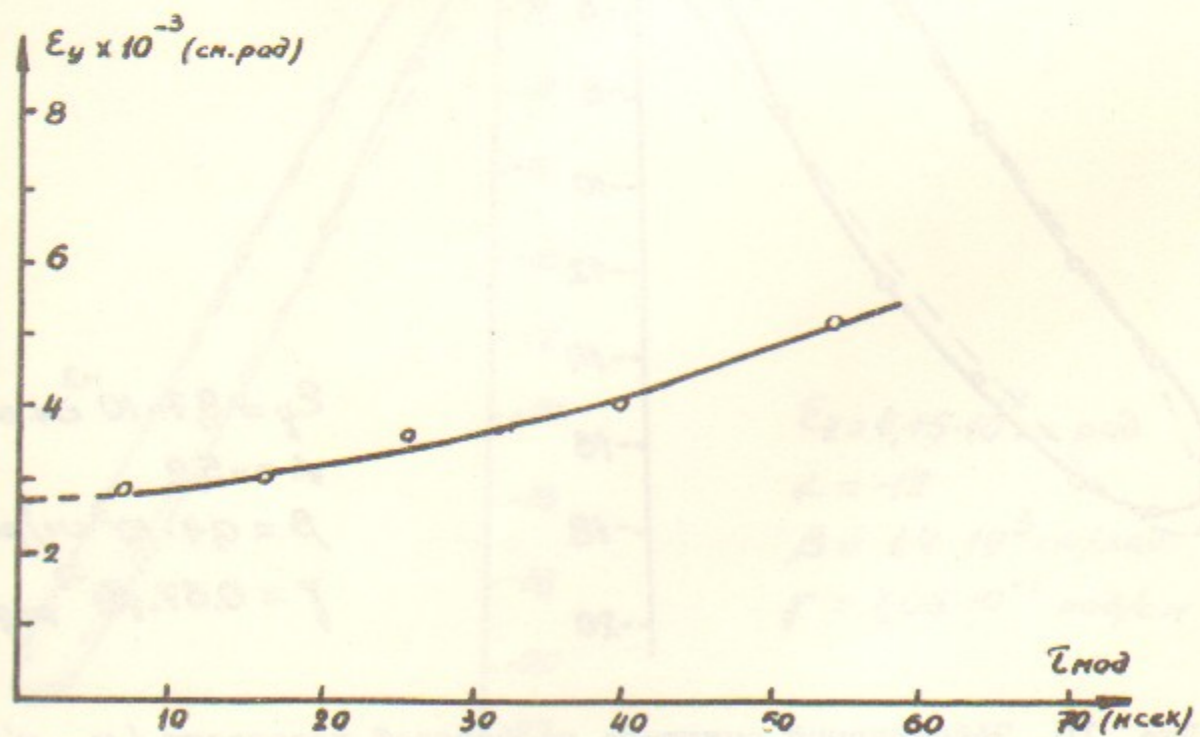
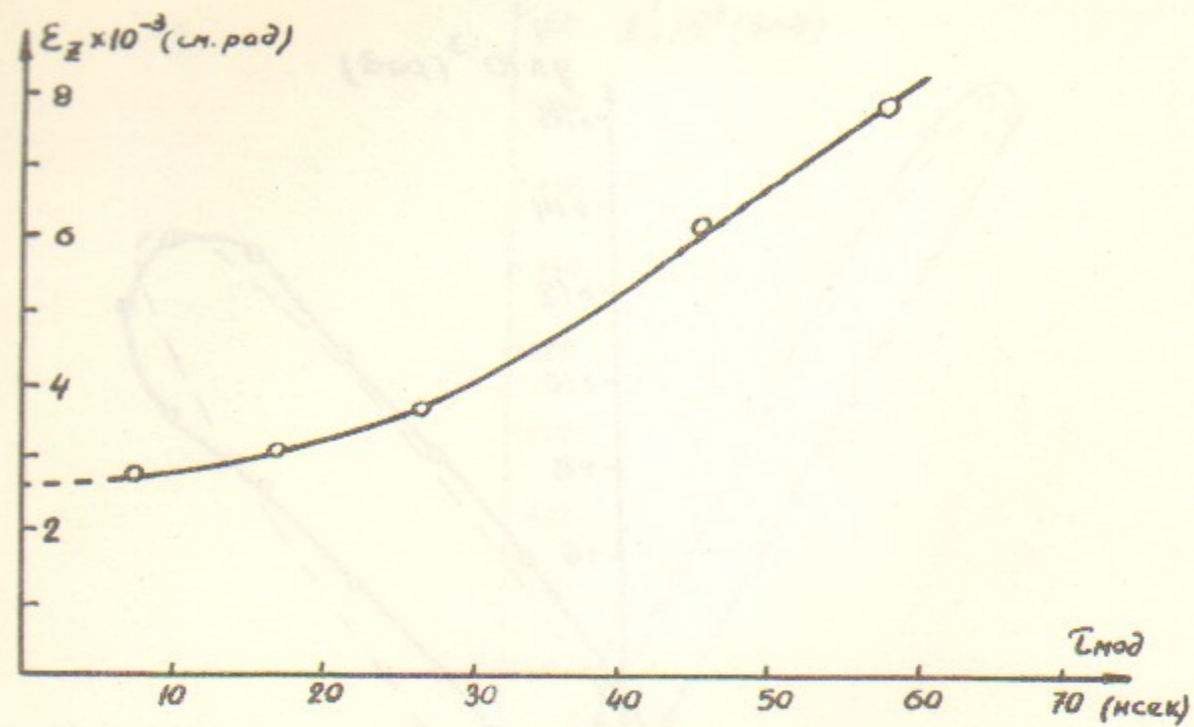


Рис. II. Зависимость эффективного эмиттанса от длительности модулятора пушки.

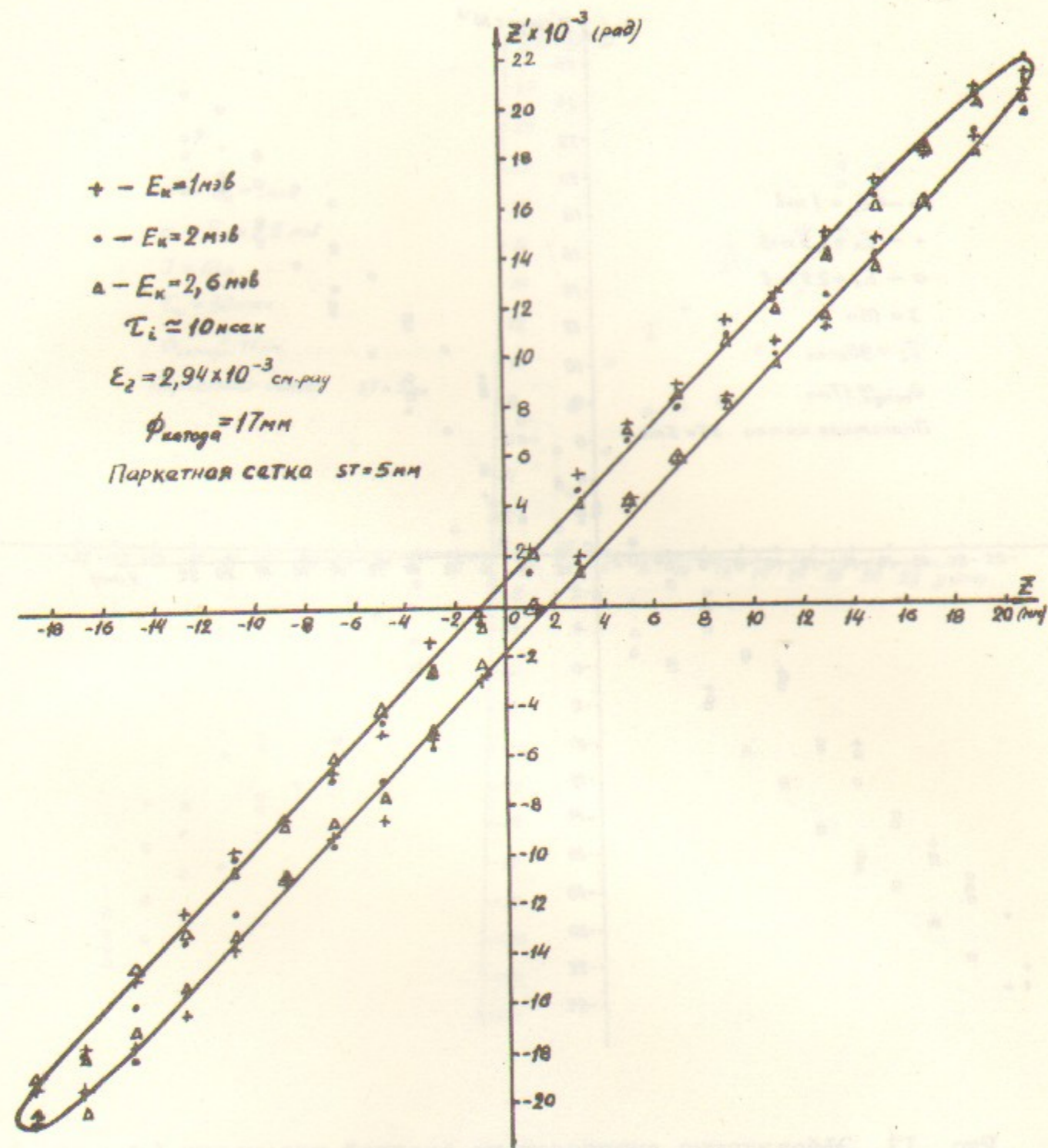


Рис. I2. Эффективные эмиттансы на фазовой плоскости (z, z') для пушки с паркетной сеткой и $T_{mod} = 10$ нсек, для трех значений энергии.

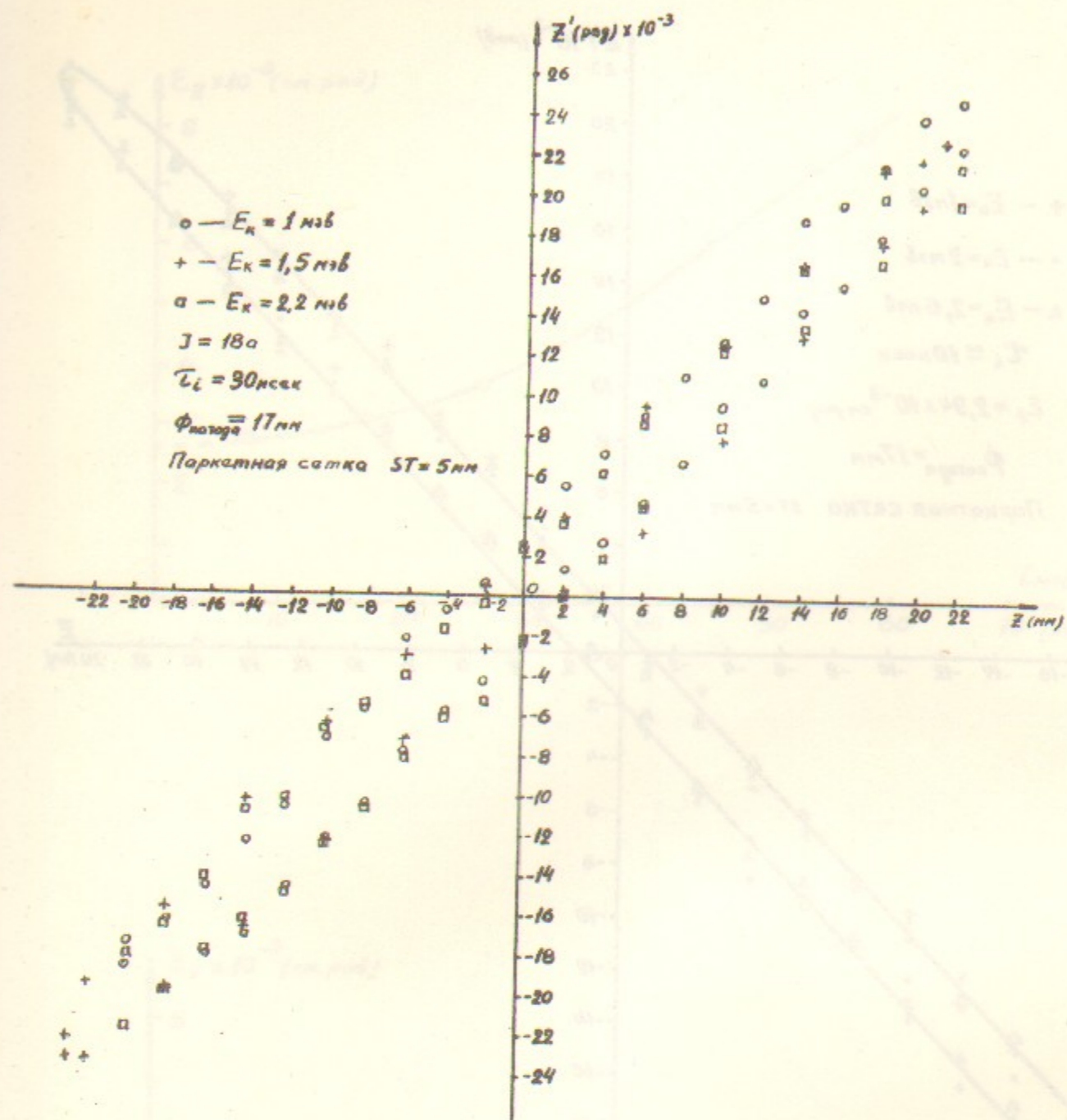


Рис. 13. Эффективные эмиттансы на фазовой плоскости (x, z') для пушки с паркетной сеткой и $\tau_{\text{мод}} = 30$ нсек.

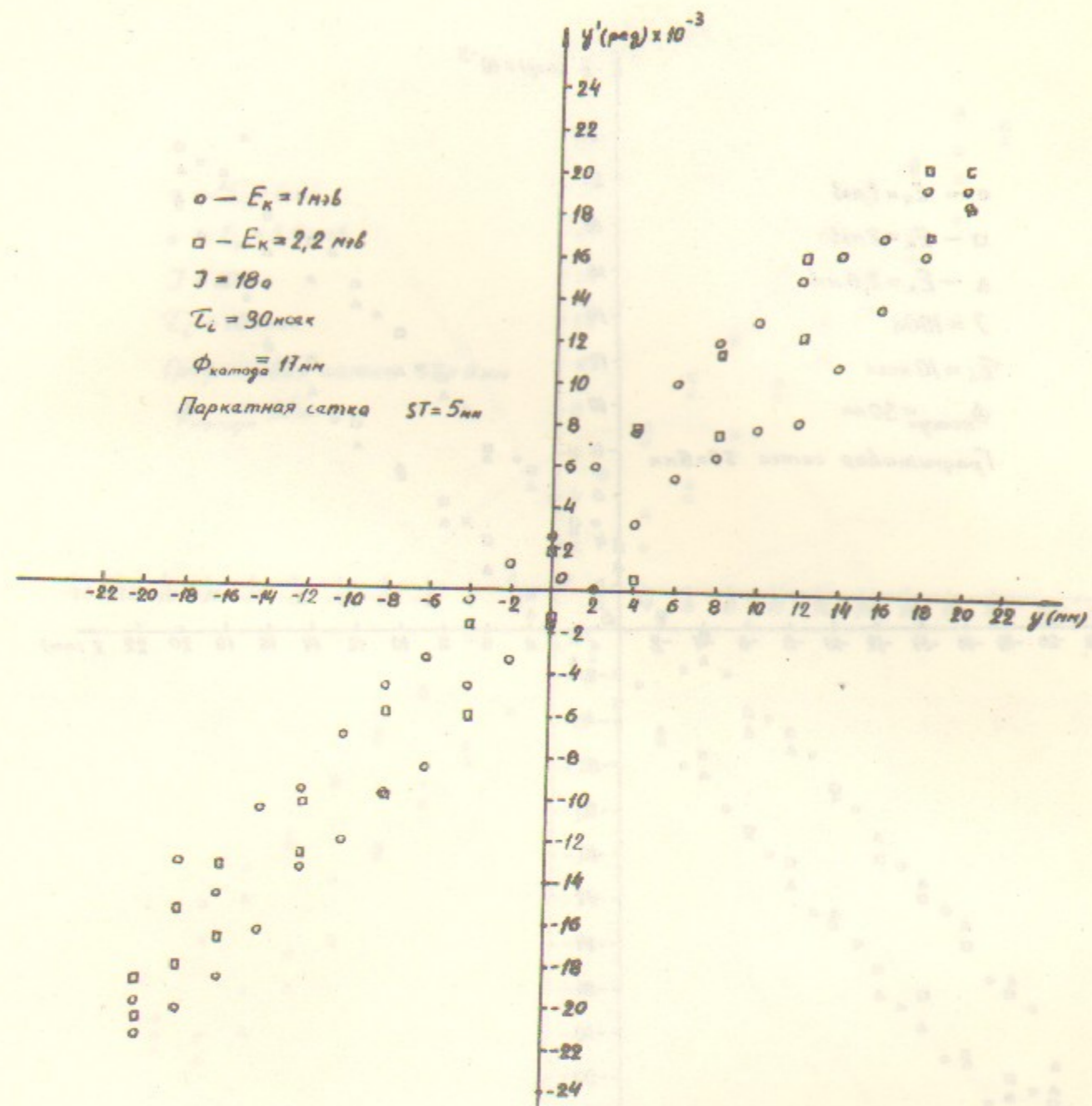


Рис. 14. Эффективные эмиттансы на фазовой плоскости (y, y') для пушки с паркетной сеткой и $\tau_{\text{мод}} = 30$ нсек.

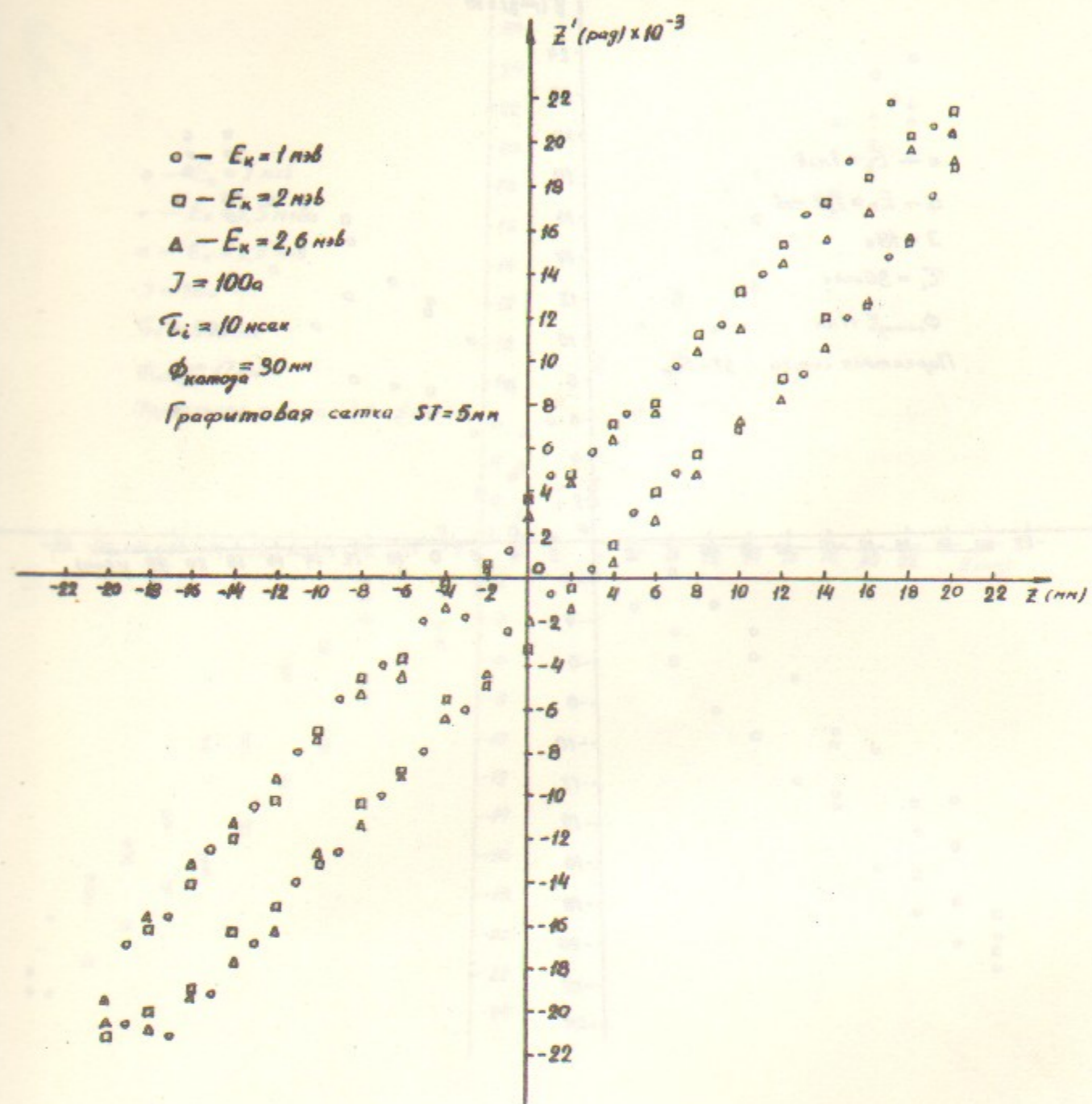


Рис. 15. Эффективные эмиттансы на фазовой плоскости (z, z') для пушки с диаметром катода 30 мм.

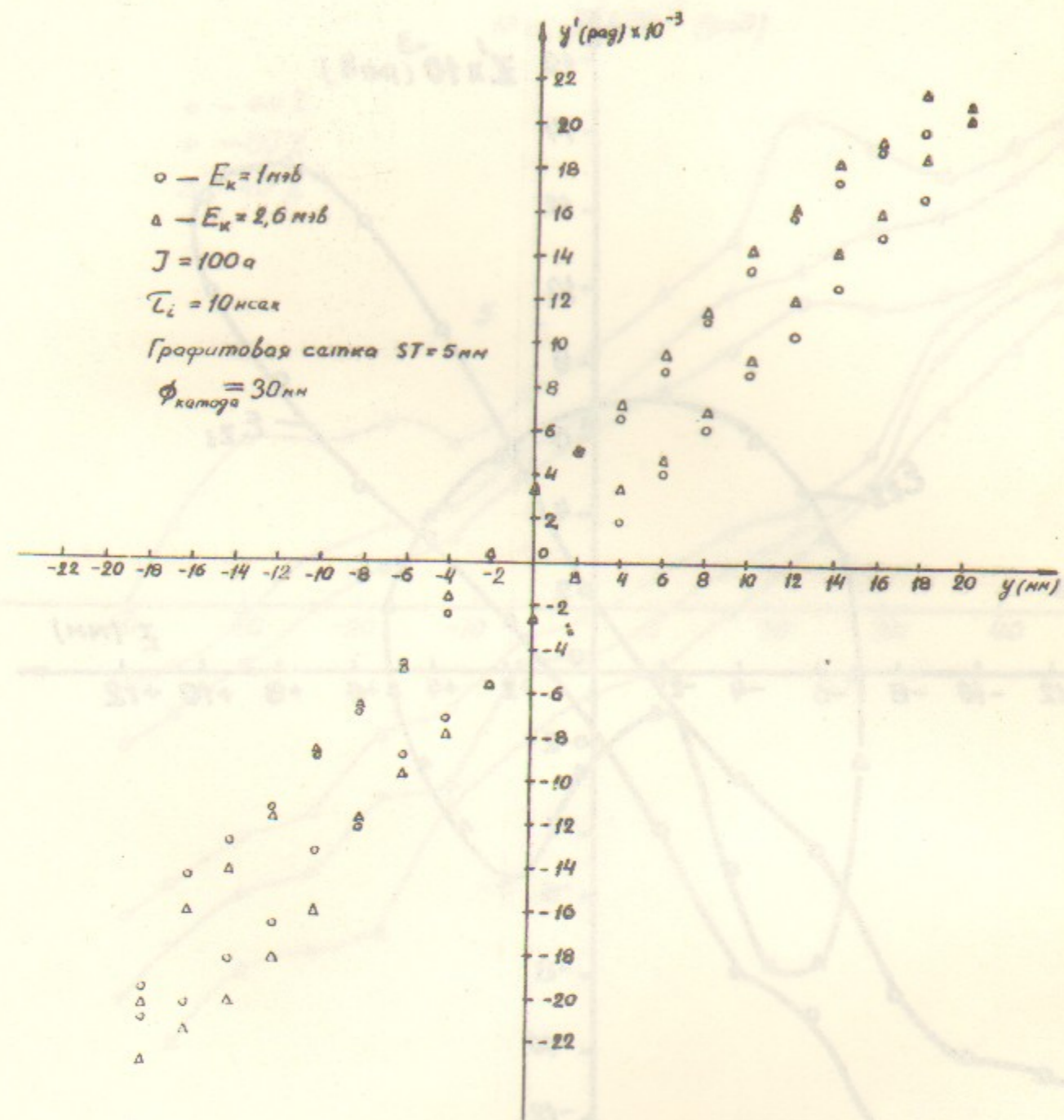


Рис. 16. Эффективные эмиттансы на фазовой плоскости (y, y') для пушки с диаметром катода 30 мм.

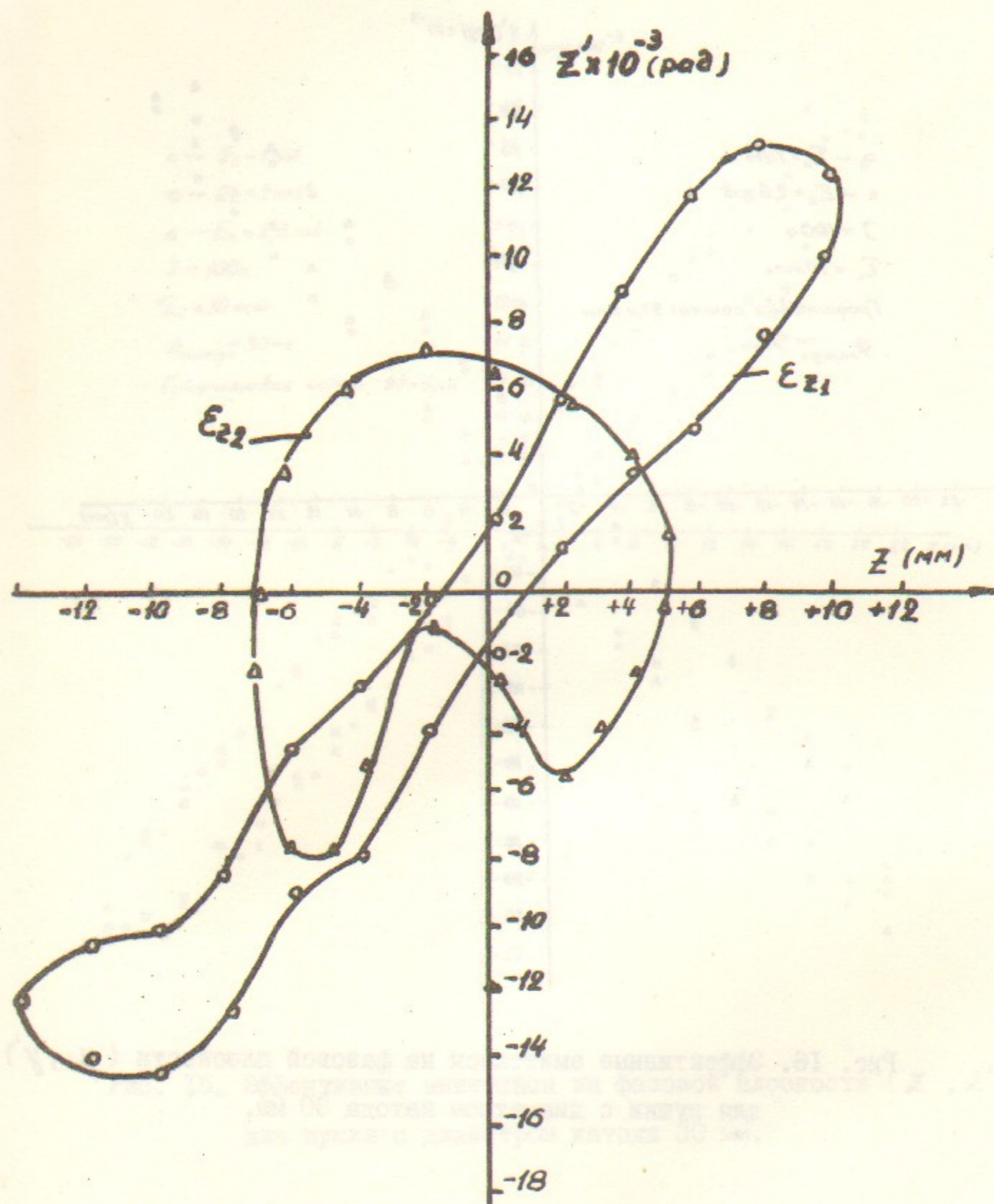


Рис. 17. Эффективный эмиттанс пучка при двух значениях градиентов в линзах.

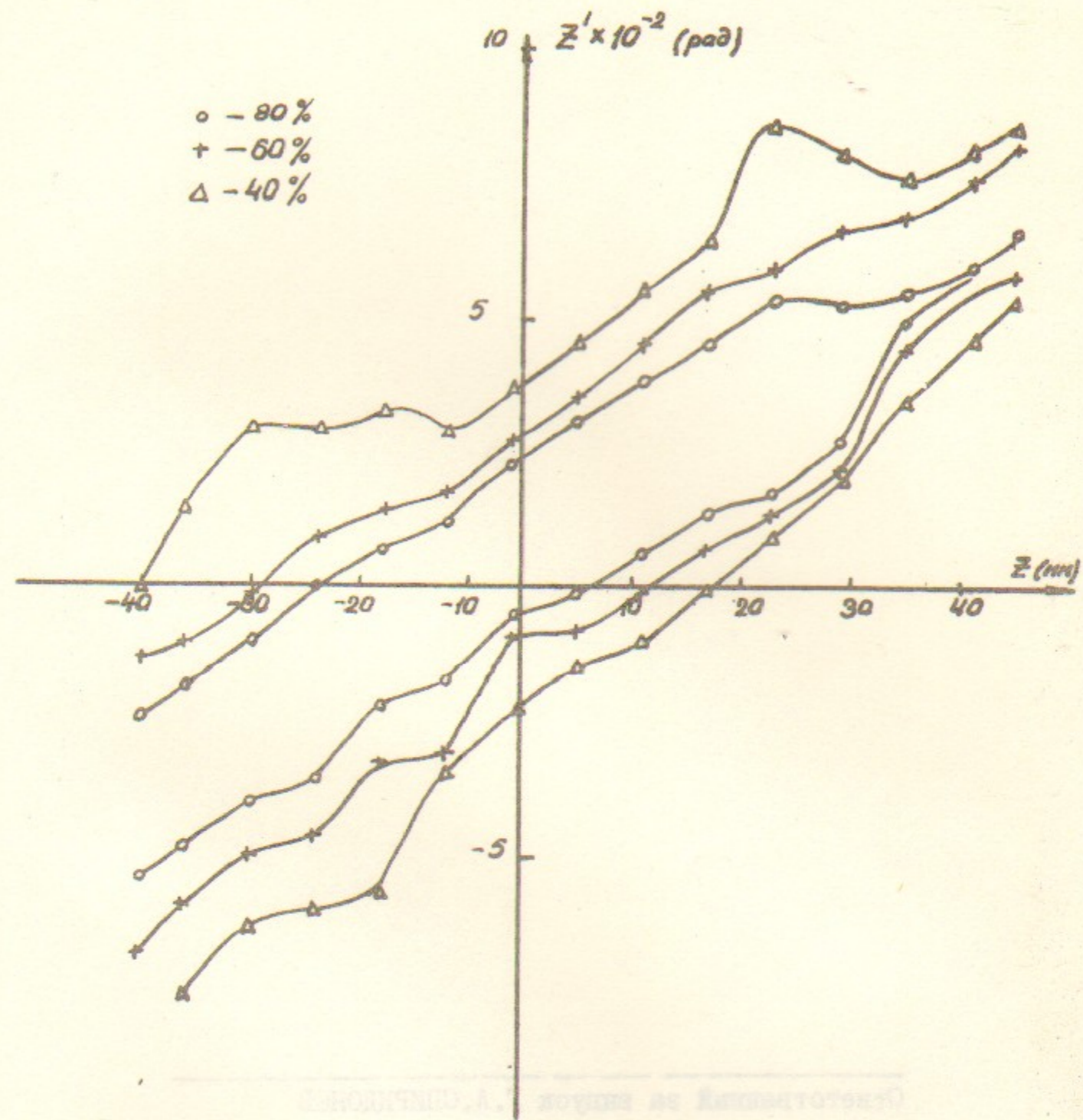
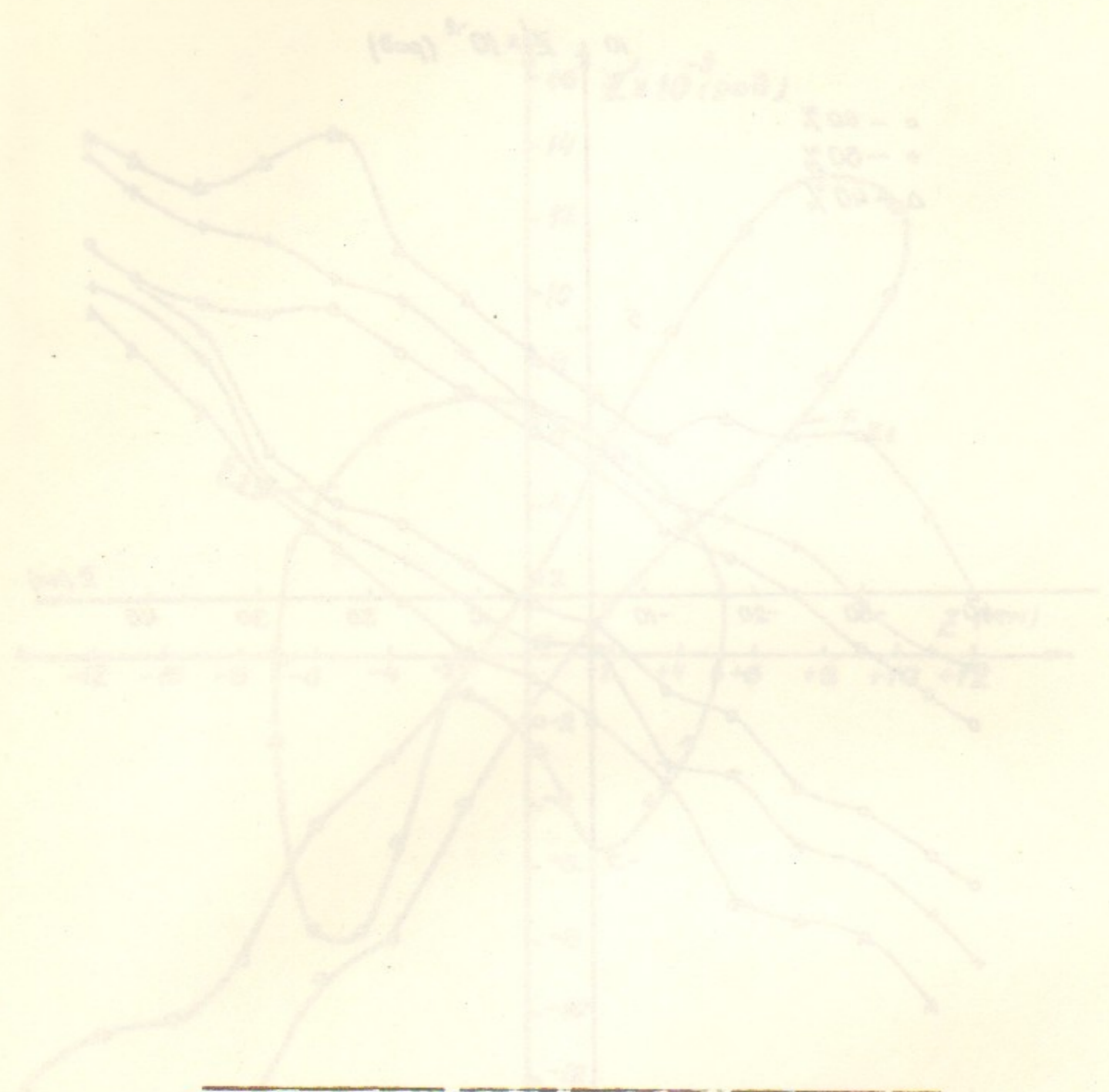


Рис. 18. Измерение эффективного эмиттанса без поворотного магнита при длительности модулятора $\tau_{\text{мод}} = 150$ нсек.



Ответственный за выпуск Г.А. СПИРИДОНОВ

Подписано к печати 18.6.75г. МН 03028

Усл. 1,2 печ.л., тираж 200 экз.

Заказ № 58. Препринт

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.

Рис. 17. Функциональный анализ пути при двух значащих
границах в левых.