



32  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

А.М. Запуняко, И.Н. Мещков,  
В.Н. Поляков, И.А. Селезнев,  
А.В. Смирнов, Е.М. Сыресин,  
Ж. Боссер, Ж. Транквиль

ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА  
С РЕГУЛИРУЕМЫМ  
ТОКОМ ПУЧКА  
ДЛЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО  
ОХЛАЖДЕНИЯ НАКОПИТЕЛЯ LEAR

ИЯФ 92-40



НОВОСИБИРСК

Спроектирована трехэлектродная пушка, предназначенная для системы электронного охлаждения антипротонного накопителя LEAR в ЦЕР-Не. Пушка выполнена по схеме "адиабатической оптики" [1—5] и обеспечивает эффективное электронное охлаждение в широком диапазоне параметров (табл. 1, рис. 1,а). Пушка имеет катод с фокусирующим электродом (поз. 1, рис. 1,б) управляющим (поз. 2) и выходными анодами (поз. 3).

Таблица 1.

Параметры электронной пушки

Энергия электронов, кэВ	2.3	7	20	30
Первеанс, $\text{мкА} \cdot \text{В}^{-3/2}$	$0.125 \div 5$	$0.125 \div 5$	$0.125 \div 1$	$0.125 \div 0.5$
Ток пучка, А	$0.01 \div 0.53$	$0.07 \div 2.93$	$0.35 \div 2.83$	$0.65 \div 2.6$
Диаметр пучка, см	5	5	5	5
Потенциал управляющего электрода, кВ	$-1.45 \div +8.1$	$-4.3 \div +25.6$	$-12.5 \div +11.5$	$-18.6 \div +17.3$

Особенностью данной конструкции является возможность ее использования в относительно низком магнитном поле [5], что отличает ее от ранее известных [3, 4].

## 1. ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ С ЗАМАГНИЧЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Формирование интенсивного электронного пучка с низкой температурой частиц — проблема, хорошо известная в методе электронного

охлаждения. Во всех системах электронного охлаждения первого поколения использовалась схема "резонансной оптики" [6, 7]. Первым на возможность схемы электронной пушки с "адиабатической оптикой" указал Г.И. Димов (ИЯФ СО РАН) [2]. Позднее принцип такой схемы был сформулирован в [1] и реализован впервые в работе [3].

Обсуждение конкретных технических вопросов целесообразно производить после обсуждения общих принципов работы электронной пушки, погруженной в магнитное поле.

### 1.1. Температура электронов

Электронная пушка, погруженная в магнитное поле формирует пучок, в котором частицы движутся по спиральным траекториям, проекции которых на плоскость  $(r, \theta)$ , перпендикулярную оси пушки, есть трохоида, а поперечные компоненты скорости электрона  $V_r, V_\theta$  описываются уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dV_r}{dt} + \omega_H V_\theta &= \frac{e}{\gamma m} (E_r - \beta H_\theta) \equiv F_r, \\ \frac{dV_\theta}{dt} + \omega_H V_r &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\omega_H = -\frac{eH}{\gamma mc}, \quad H = \text{const}, \quad \beta = V_z/c, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$V_z \gg V_r, \quad V_\theta,$$

$V_r, V_\theta, V_z$ —радиальная, азимутальная и продольная скорость электронов,  $E_r, H_\theta$ —собственные поля пучка. (Члены порядка  $V_r V_\theta / r$  здесь пренебрежимо малы). В комплексных функциях

$$V_\perp = V_r + iV_\theta, \quad (2)$$

вместо (1) запишем

$$\frac{dV_\perp}{dt} - i\omega_H V_\perp = F_r(r, z). \quad (3)$$

Если электрон "рожден" на катоде, он движется в полях  $E_r(z), H_\theta(z)$ , изменяющихся с продольной координатой  $z$ , и поведение поперечной скорости электрона, согласно уравнению (3), описывается функцией

$$V_\perp = V_{\perp 0} + e^{i\omega_H t} \int_0^t F_r e^{-i\omega_H t'} dt',$$

$$V_{\perp 0} = V_\perp(0) = c. \quad (4)$$

Взяв интеграл (4) по частям, запишем:

$$V_\perp = \frac{iF_r}{\omega_H} - ie^{i\omega_H t} \int_0^t \frac{d}{dt'} \left( \frac{F_r(z)}{\omega_H(t)} \right) e^{-i\omega_H t'} dt', \quad (5)$$

$$z = \int_0^t V_z dt'$$

Первый член в этом выражении есть не что иное, как дрейфовая скорость в скрещенных полях  $E_r, H_\theta$ :

$$V_d = \frac{cE_r - \beta H_\theta}{H}. \quad (6)$$

В дрейфовой камере  $V_d$  есть

$$V_d = \frac{2I}{\beta \gamma^2 mc} \frac{r}{a^2}, \quad (7)$$

где  $r, a$ —радиальная координата электрона и радиус сечения пучка.

Второй член в (5) описывает возмущение, вносимое электрическим полем внутри пушки. Это возмущение мало в двух случаях:

1)  $F_r(z)$  — квазисинусоидальная функция координаты  $z$  и  $\Delta \sim 2\pi\rho_L$  [1, 6] это случай резонансной оптики;

2)  $F_r(z)$  — гладкая функция координаты  $z$ ,  $\Delta \gg 2\pi\rho_L$ ; это случай "адиабатической" оптики [1-5]. Здесь  $\Delta$ —протяженность области изменения полей  $E_r(z)$  и  $H_\theta(z)$  внутри пушки,  $\rho_L = \frac{\gamma m V_z}{eH}$ —ларморовский радиус.

Для второго случая имеем

$$V \equiv \int_0^t \frac{d}{dt'} \left( \frac{F_r}{\omega_H} \right) \cdot e^{-i\omega_H t'} dt' \approx \frac{F_r}{\omega_H} e^{-\Delta/\rho_L} \approx V_z \frac{r}{\Delta} \frac{\rho_L}{\Delta} e^{-\Delta/\rho_L}, \quad (8)$$

Подстановка в (5) дает

$$V_\perp = i \cdot (V_d - V \cdot e^{i\omega_H t}). \quad (9)$$

Возвращаясь к параметрам  $V_r, V_\theta$ , получим

$$\begin{aligned} V_r &= V \cdot \sin \Psi, \\ V_\theta &= V_d + V \cdot \sin \Psi, \quad \Psi = \omega_H \cdot t. \end{aligned} \quad (10)$$

Этот результат имеет нетривиальное следствие: если в адиабатической пушке распределение поля гладкое, электрон на выходе из пушки (в дрейфовой камере) движется без "дрейфовых" колебаний, т.е. в "идеальной" адиабатической пушке ( $V=0$ ) электрон получает постоянную скорость с продольной  $V_z = V_0$  и азимутальной  $V_\theta = V_d$  компонентами. Поэтому амплитуда  $V$  в (8,9,10) характеризует "неидеальность" электронной пушки. Температура электронов пропорциональна квадрату средней скорости

$$V_\perp = \sqrt{\langle V_\perp^2 \rangle} = \sqrt{\langle V_r^2 + V_\theta^2 \rangle} = \sqrt{V_d^2 + V^2} \quad (11)$$

Если электрическое поле пучка в дрейфовой камере нейтрализовано в результате накопления в пучке медленных ионов ( $E_r=0$ ), дрейфовая скорость (7) уменьшается до величины

$$(V_d)_{neutr} = -\beta c \frac{H_\theta}{H} = -\beta^2 \gamma V_d, \quad (12)$$

$$|V_d|_{neutr} \ll V_d, \quad \text{если} \quad \beta \ll 1.$$

Тогда полная поперечная скорость

$$|V_\perp|_{neutr} \sim V, \quad \text{если} \quad \beta \ll 1.$$

Температура поперечного движения электронов имеет две составляющие: "оптическую" и тепловую:

$$T_\perp = \frac{mV_\perp^2}{2} + T_c, \quad (13)$$

где  $T_c$  — температура катода.

В "заряженном" электронном пучке, когда нейтрализация отсутствует, преобладающей является дрейфовая скорость, если оптика пушки достаточно совершенна:

$$V_d \gg V \quad (14)$$

и это — критерий качества оптики пушки.

В накопителе LEAR продольное магнитное поле системы электронного охлаждения согласовано с импульсом охлаждаемых частиц (антипротонов):

$$H = kp. \quad (15)$$

Для такой зависимости и в области нерелятивистских энергий угловой разброс электронного пучка, связанный с дрейфовой скоростью, не зависит от энергии электронов, если первеанс пушки  $P$  фиксирован:

$$\theta_d \equiv \frac{V_d}{V_0} = \frac{cP}{\sqrt{2kaM}} \left(\frac{m}{e}\right)^{-3/2} \approx 0.01 \frac{P}{kA}. \quad (16)$$

Здесь  $M$ ,  $A$  — масса и атомный вес иона. Численный коэффициент в последней формуле приведен для случая, когда первеанс измеряется в  $\text{мкА} \cdot \text{В}^{-3/2}$ ,  $k$  — в  $\text{Гс}/(\text{МэВ}/\text{с})$ .

## 1.2. Температура электронов и время охлаждения

Время охлаждения зависит от углового разброса антипротонного пучка и практически не зависит от температуры электронов в двух случаях [8]:

$$1) \quad \theta_p \equiv \frac{(V_p)_\perp}{V_0} > \theta_e \equiv \frac{V_\perp}{V_0}, \quad (17)$$

$$2) \quad \text{электронный пучок замагничен}. \quad (18)$$

Условие (17) имеет место для "первичного" охлаждения пучка с большим эмиттансом. Условие (18) работает, если ларморовский радиус поперечного движения электрона меньше расстояния между электронами пучка [8]:

$$\rho_\perp \equiv \frac{V_\perp}{V_0} \rho_L < n^{-1/3},$$

или

$$\theta < \theta_{\max} \equiv \frac{1}{\rho_L n^{1/3}}. \quad (19)$$

Здесь  $n$  — плотность электронов.

Если первеанс пушки фиксирован, то для обоих случаев (17) и (18) время охлаждения изменяется с энергией частиц пропорционально  $\beta$ .

При условии (15) максимально допустимый угловой разброс электронов в замагниченном пучке  $\theta_{e\max}$  (19) изменяется с энергией пучка и первеансом пушки пропорционально

$$\theta_{e\max} \propto \frac{1}{(PE)^{1/3}}. \quad (20)$$

Рис. 2 показывает область "замагниченности" пучка.

## 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ

На рис. 3-10 представлены результаты численного моделирования оптики пушки с помощью программы SAM [9]. В расчетах были использованы параметры, характеризующие качество пучка:

$\theta = \frac{V_{\perp}}{V_0}$  — полный угловой разброс, усредненный по циклотронному вращению электронов (см. (11));

$\alpha = \frac{V}{V_0}$  — радиальный угловой разброс, (см. (8));

$T = \frac{mV_{\perp}^2}{2}$  — усредненная поперечная температура;

$T_{\alpha} = \frac{mV^2}{2}$  — радиальная температура.

Значения микропервеанса измеряется в  $\text{мкА} \cdot \text{В}^{-3/2}$ , коэффициент  $k$  (15) — в единицах  $\text{Гс}/(\text{МэВ}/\text{с})$ .

### 2.1 Резонансная или адиабатическая?

Вопрос нетривиален из-за относительно малой напряженности магнитного поля. Однако, гладкость и монотонность зависимости  $\alpha$  и  $\theta$  от  $H$  для  $\mu P = 0.5$  (рис. 3) показывает, что оптика пушки носит адиабатический характер.

### 2.2. Режим $H(E) = \text{const}$

Если продольное магнитное поле одинаково при всех значениях энергии электронов, параметры  $\alpha$ ,  $\theta$ ,  $T$  возрастают с энергией (рис. 4а, б, в, г). При первеансе пушки  $\mu P \leq 0.5$  и  $E_e < 28$  кэВ, качество электронного пучка удовлетворяет требованиям электронного охлаждения:

$$\theta \leq 3 \cdot 10^{-3}, \quad T \leq 0.3 \text{ эВ}.$$

Для больших значений первеанса эти условия достигаются только для внутренней части пучка. Так, если  $\mu P = 5.0$ , поперечная температура  $T \leq 0.2$  эВ для электронов, радиус траекторий которых  $r \leq 0.5$  см.

### 2.3. Согласованное магнитное поле

Если магнитное поле изменяется с энергией охлаждаемых частиц в соответствии с (15), то ларморовский радиус — инвариант энергии.

Результаты моделирования показывают сильную зависимость углового разброса электронов и их температуры от первеанса пушки. Рис. 9, 10 демонстрируют зависимость  $\theta$ ,  $\alpha$  от первеанса для двух значений

энергии — 7 и 20 кэВ и различных значений  $k$ . В “идеальной” пушке  $\theta = \theta_d$  и возрастает пропорционально первеансу (см. (16)), что имеет место здесь для сильного магнитного поля (см. рис. 9в,  $k=4.08$ ).

### 2.4. Сравнение новой и “старой” пушки накопителя LEAR

Особенностью накопителя LEAR является охлаждение пучков с большим эмиттансом, в то время как охлаждающий электронный пучок незамгничен (критерий (19) не выполняется). Поэтому, сравнивая качество электронных пучков, следует вначале более аккуратно определить время охлаждения.

При этом следует учесть, что поперечные скорости электронов изменяются с радиусом по закону

$$V_{\perp e}^2 \geq V_{\perp}^2 + V_{cat}^2, \quad V_{\perp} = V_{\perp}(r) = V_{\perp}(r_{\max}) \frac{r}{a}, \quad (21)$$

где  $r_{\max} = a$  — радиус электронного пучка,  $V_{cat}$  — тепловая скорость электронов. В результате угловой разброс в охлаждаемом антипротонном пучке изменяется в соответствии с уравнением

$$\frac{d\theta_p^2}{dt} = -\frac{\theta_p^2}{\tau(r)}, \quad (22)$$

где

$$\tau(r) = \frac{A}{\mu P} \cdot [\theta^2(r) + \theta_{cat}^2 + \theta_p^2]^{3/2}, \quad (23)$$

где  $A = \text{const}$ ,  $\mu P$  — первеанс пушки,

$$\theta(r) = \theta_0 \cdot \frac{r}{a} = \theta_0 \cdot \frac{\theta_p}{\theta_{\max}}, \quad \theta_{cat} = \frac{1}{\beta \cdot c} \sqrt{\frac{T_{cat}}{m}} \quad (24)$$

$m$  — масса электрона,  $\beta c$  — средняя скорость частиц,  $\theta_p$ ,  $\theta_{\max}$  — угловой разброс антипротонного пучка и его начальное значение,

$$\theta_0 = \theta(r_{\max}) \quad (25)$$

Подставив  $\theta$  из (24) в (23) и (22), найдем время охлаждения антипротонов  $\tau(\theta_p)$  в зависимости от их углового разброса  $\theta_p$

$$\tau(\theta_p) = \tau_c \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{(1+x)^{3/2}}{x} dx,$$

$$\tau_c = A\theta_{cat}^3/\mu P, \quad 26$$

$$x_{\min} = \left( \frac{\theta_{\bar{p}}}{\theta_{cat}} \sqrt{1 + \frac{\theta_0^2}{\theta_{\max}^2}} \right)^2, \quad x_{\max} = \left( \frac{\theta_{\max}}{\theta_{cat}} \sqrt{1 + \frac{\theta_0^2}{\theta_{\max}^2}} \right)^2.$$

Проинтегрировав выражение (26). При  $x_{\min} \ll 1$ , получаем следующий результат:

$$\tau(\theta_{\bar{p}}) \approx \tau_c \left\{ \frac{2}{3} [(1 + x_{\max})^{3/2} - 1] + 2[\sqrt{1 + x_{\max}} - 1] + \ln \left[ \frac{\sqrt{1 + x_{\max}} - 1}{\sqrt{1 + x_{\max}} + 1} \cdot \frac{4}{x_{\min}} \right] \right\}, \quad (27)$$

На рис. 11-14 представлены результаты расчетов времени охлаждения антипротонного пучка, рассчитанные по формуле (27), для пушки с изменяемым первеансом  $\tau_{VCG}$  и для пушки LEAR:

$$R = \frac{\tau_{VCG}}{\tau_{LEAR}}. \quad (28)$$

Результаты расчетов  $R$  приведены для различных значений энергии электронов, коэффициентов  $k$  и первеанса пучка:

$$k = 1.57, 1.69, 1.95 \text{ Гс}/(\text{МэВ}/c),$$

$$\mu P = 0.5, 1.0 \mu\text{А} \cdot \text{В}^{-3/2},$$

$R_\theta$  — некомпенсированный электронный пучок

$R_\alpha$  — нейтрализованный электронный пучок

Начальный угол протонного пучка  $\theta_{\max} = 3 \cdot 10^{-3}$ , после охлаждения в расчетах он составляет  $\theta_{\min} = 3 \cdot 10^{-4}$ .

Результаты расчетов заключаются в следующем.

1. Пушка с изменяемым первеансом обеспечивает примерно то же время охлаждения, что и пушка LEAR для стандартного режима

$$\mu P = 0.5, \quad k = 1.57, \quad (\text{рис. 11 - 12}).$$

2. Новая пушка не дает преимуществ при охлаждении антипротонных пучков с большим эмиттансом при работе с первеансом  $\mu P \geq 1$  для некомпенсированных электронных пучков (рис. 13-14). Эффективное охлаждение пушкой с высоким первеансом возможно только для нейтрализованных пучков, транспортируемых в сильном магнитном поле (рис.

15). Заметим, что пушка с высоким первеансом может быть использована для глубокого охлаждения предварительно охлажденных антипротонных пучков.

3. Для компенсированного электронного пучка в магнитном поле 630 Гс время охлаждения в 10 раз меньше, чем для стандартного режима резонансной пушки LEAR.

## 2.5. Оптимизация охлаждения

Время охлаждения может быть существенно уменьшено, если изменить первеанс пучка в процессе охлаждения. С этой целью необходимо начать охлаждение с низким током пучка ( $\mu P \approx 0.3$ ), когда угловой разброс электронов мал, а затем увеличивать его ток по мере уменьшения диаметра антипротонного пучка. Зависимость углового разброса пучка от его первеанса приведена на рис. 9а - в

$$\theta_0 = \theta_0(\mu P). \quad (29)$$

Скорость охлаждения будет максимальна (см. (23)), если

$$\frac{d}{d(\mu P)} \left( \frac{\theta_{\bar{p}}^2}{\tau} \right) = 0. \quad (30)$$

Подставив (29) в (30) и выполнив дифференцирование, получаем связь между угловым разбросом антипротонного пучка и первеансом пушки

$$\frac{\theta_{\bar{p}}^2}{\theta_{\max}^2} = \frac{\theta_{cat}^2}{\frac{3}{2} \mu P \frac{d\theta_0^2}{d(\mu P)} - \theta_0^2 - \theta_{\max}^2} \quad (31)$$

Для простоты расчетов рассмотрим ситуацию, когда

$$\theta_0(\mu P) = \chi \cdot \mu P, \quad (32)$$

которая близка к реальной зависимости углового разброса электронов от первеанса пучка (рис. 9а - в). В этом случае для  $\theta_0$  имеем следующее соотношение

$$\theta_0(\mu P_{opt}) = \chi \mu P_{opt} = \frac{\theta_{cat}}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\theta_{cat}^2}{\theta_{\bar{p}}^2}}. \quad (33)$$

Угловой разброс антипротонного пучка от времени изменяется в соответствии с формулой

$$\theta_{\max} - \theta_{\bar{p}} + \frac{\theta_{\max}^3 - \theta_{\bar{p}}^3}{3\theta_{cat}^2} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{t}{3\tau_c} \cdot \frac{\theta_{\max}\theta_{cat}}{\sqrt{\theta_{\max}^2 + \theta_{cat}^2}}. \quad (34)$$

Время охлаждения в этом случае равно

$$\tau_{opt} = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \tau_c \sqrt{1 + \frac{\theta_{max}^2}{\theta_{cat}^2}} \left[ 1 - \frac{\theta_{min}}{\theta_{max}} + \frac{\theta_{max}^2}{3\theta_{cat}^2} \right]. \quad (35)$$

Первеанс пучка изменяется от времени по следующему закону

$$\mu P = \mu P(0) \frac{\theta_{max}}{\theta_p(t)} \sqrt{\frac{\theta_p^2(t) + \theta_{cat}^2}{\theta_{max}^2 + \theta_{cat}^2}}. \quad (36)$$

Результаты расчетов времени охлаждения антипротонов нейтрализованным электронным пучком с изменяемым первеансом в зависимости от коэффициента  $k$  приведены на рис. 16. Здесь  $R_{optim} = \tau_{opt}/\tau_{const}$ ,  $\tau_{opt}$ —время охлаждения в режиме оптимизации (35),  $\tau_{const}$ —время охлаждения антипротонов электронным пучком с постоянным первеансом  $\mu P = 0.5$  (27).

## 2.6. Выводы

Спроектированная электронная пушка удовлетворяет требованиям электронного охлаждения при адекватном выборе магнитного поля в следующем диапазоне значений энергии электронов и первеанса пушки:

Энергия электронов, кэВ	7–30	7
Первеанс пушки, мкА·В <sup>3/2</sup>	0.125–1	0.125–5
Коэффициент $k$ , Гс/(МэВ/с)	1.57–1.95	4

Высокопервеансный электронный пучок необходимо нейтрализовать.

Одной из возможностей использования высокопервеансного электронного пучка является применение режима изменяемого первеанса, когда антипротонный пучок постоянно охлаждается с максимально возможной для его эмиттанса скоростью.

## 3. ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

### 3.1. Разряд Пеннинга

Такой разряд, в принципе, возможен в электронной пушке, данной конструкции, когда она работает в режиме высокого первеанса  $\mu P > 0.5$  и управляющий электрод имеет положительный (относительно земли) потенциал. Но в данном случае нет пеннинговского катода — электроны свободно проходят сквозь выходной анод. Геометрия пушки такова, что пеннинговские ловушки с “включением” вторичной эмиссии невозможны.

### 3.2. Накопление медленных электронов

Хотя пеннинговский разряд и не развивается при положительном потенциале управляющего электрода, в этом режиме могут накапливаться медленные электроны. Они возникают в результате ионизации остаточного газа электронным пучком и движутся вдоль магнитного поля. Ускорившись при движении от выходного анода к управляющему аноду, эти электроны замедляются в промежутке между управляющим анодом и катодом. Из-за неадиабатичности движения поперечная энергия электронов возрастает, а продольная уменьшается. В результате электроны могут длительное время осциллировать между катодом и анодом, накапливаясь в этом пространстве. Облако осциллирующих электронов оказывает существенное влияние на работу пушки, если плотность этого облака становится сравнимой с плотностью первичного пучка. Это происходит за время

$$\tau \sim \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{L}{V_T} \cdot \frac{1}{\alpha^2}, \quad (37)$$

где  $I$ —ток пучка,  $\Delta I$ —ионизационный ток:

$$\Delta I = 3.6 \cdot 10^{16} \cdot P_{\text{торр}} \cdot \sigma \cdot L, \quad \sigma \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, \quad (38)$$

$L$ —длина электронного пучка,  $V_T$ —скорость медленных электронов,  $\alpha$ —их угловой разброс при движении в пучке. Для типичных условий LEAR и значений параметров

$$P_{\text{торр}} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ торр},$$

$$V_T \approx 10^8 \text{ см/сек},$$

$$L = 3 \text{ м},$$

$$\alpha \approx 10^{-2},$$

это дает  $\Delta I/I = 10^{-8}$ ,  $\tau \approx 6$  часов, что вполне приемливо.

Проблема становится более серьезной, если  $\alpha \approx 0.1$ , что возможно при высоком первеансе пушки ( $\mu P = 5$ ). Тогда  $\tau \approx 3$ –5 мин.

Для защиты пушки от медленных электронов достаточно сбросить до нуля потенциал управляющего анода. Это можно периодически делать по условиям работы LEAR.

### 3.3. Стабильность потенциала управляющего анода

При работе с "заряженным" электронным пучком разность потенциалов между его осью и стенкой дрейфовой камеры пропорциональна току пучка:

$$\Delta U = \frac{I}{\beta c} \left( 1 + 2 \ln \frac{b}{a} \right), \quad (39)$$

где  $a, b$  — радиусы пучка и камеры. Если потенциал управляющего анода  $U_s$  нестабилен, это приведет к нестабильности тока:

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{3 \delta U_s}{2 U_s}, \quad (40)$$

и, как следствие нестабильности энергии электронов ( $\beta \ll 1$ ):

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{e \delta(\Delta U)}{E} = 3 \frac{\delta U_s}{U_s} \frac{e I}{\beta^3 m c^3} \left( 1 + 2 \ln \frac{b}{a} \right). \quad (41)$$

Нестабильность энергии электронов  $\delta E$  эквивалентна увеличению их продольной температуры (в системе частиц):

$$\delta T_{\parallel} \sim \frac{(\delta E)^2}{4E}. \quad (42)$$

Распределение электронов по скоростям в системе частиц останется плоским, если:

$$\delta T \ll T_c, \quad \text{или} \quad \delta E \ll 2\sqrt{ET_c}, \quad (43)$$

отсюда из (41), (42) найдем условие стабильности потенциала управляющего электрода:

$$\frac{\delta U_s}{U_s} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\delta I}{I} \ll \frac{m c^3}{e I} \sqrt{\frac{T_c}{m c^2}} \cdot \frac{\beta^2}{1 + 2 \ln \frac{b}{a}}. \quad (44)$$

Для  $E = 7$  кэВ,  $I = 3$  А (наиболее жесткий режим) это дает:

$$\frac{\delta U_s}{U_s} \ll 3 \cdot 10^{-2}.$$

Этот же эффект приводит к нестабильности охлаждаемых частиц, поскольку

$$\frac{\delta E_p}{E_p} = \frac{\delta E}{E} \approx \frac{3eI}{\beta^3 m c^3} \left( 1 + 2 \ln \frac{b}{a} \right) \cdot \frac{\delta U_s}{U_s}. \quad (45)$$

Для тех же значений параметров, что и в предыдущем примере отсюда найдем

$$\frac{\delta E_p}{E_p} \sim 0.3 \frac{\delta U_s}{U_s}.$$

Аналогичный эффект имеет место при регулировке режима пушки — изменения ее первеанса (тока). Это означает, что необходима коррекция энергии электронов — программируемая регулировка потенциала катода.

### 3.4. Пробой в высоковольтных цепях

Случайные пробои в источнике катодного напряжения не представляют опасности для вакуумной системы накопителя, так как при снятии напряжения с катода, пушка запирается (даже при положительном потенциале управляющего анода).

Проблема управляющего электрода более серьезна, поскольку пробои в системе его питания или скачке его потенциала приводят к немедленному изменению тока пучка, в результате чего могут резко возрасти потери из коллектора, если последний работает в напряженном режиме "тонкой" настройки. Эти трудности можно обойти, если изменить схему коммутации источников так, как это показано на рис. 17. Если источник питания управляющего электрода отключается, потенциал анода уменьшается до некоторого отрицательного значения (зависящего от параметров делителя напряжения) и ток пучка уменьшается.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Y. Derbenev, I. Meshkov.* Studies on electron cooling of heavy particle beams made by the VAPP-NAP group at the Nuclear Physics Institute of the Siberian branch of the USSR Academy of Science at Novosibirsk. CERN 77-08 (1977).
2. *Г.И. Димов.* Дискуссия на семинаре в ИЯФ, июнь 1975.
3. *В.А. Лебедев, А.Н. Шарана.* Формирование электронного пучка с малыми поперечными скоростями в системах с продольным магнитным полем ЖТФ, 1987, т.57, N 5, с.975.
4. *W. Derissen, R. Maier, U. Pfister a.o.* Status of the COSY Electron Cooler. Julich, 1991.



5. J. Bosser, G. Tranquill, I. Meshkov, V. Poljakov, I. Seleznev, E. Syresin, A. Smirnov, A. Zapunjko. Project for a variable current electron gun for LEAR e-coller. Preprint CERN/PS 92-03 (AR).
6. В.И. Куделайнен, И.Н. Мешков, Р.А. Салимов. Формирование интенсивного электронного пучка в продольном магнитном поле. ЖТФ, 1971, т.41 N 11, с.2294.
7. H. Poth. Electron cooling: Theory, experiment, application. CERN EP/90-04.
8. Н.С. Диканский, В.И. Куделайнен, В.А. Лебедев и др. Предельные возможности электронного охлаждения. Препринт ИЯФ 88-61, 1988.
9. М.А. Туинов, В.М. Фомель, В.П. Яковлев. SAM—интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини ЭВМ. Препринт ИЯФ 89-159, 1989.

Подписи к рисункам

Рис. 1а. Зависимость тока пучка от напряжения между катодом и управляющим электродом.

Рис. 1б. Схема электронной пушки:  
1 — катод; 2 — управляющий электрод; 3 — анод.

Рис. 2. Предельное значение углового разброса от первеанса для замагниченного электронного пучка.

Рис. 3. Зависимость углового разброса пучка от напряженности магнитного поля.

Рис. 4. Зависимость углового разброса пучка от энергии электронов в постоянном магнитном поле:  
 $\theta$  — полный угол, усредненный по циклотронному вращению  
 $\alpha$  — амплитуда радиального угла.  
Первеанс: 0.5 (рис. 4,а), 0.125 (рис. 4,б), 5.0 (рис. 4,в),  $I = 3$  А (рис. 4,д).

Рис. 5-8. Зависимость углового разброса пучка от энергии электронов и величины магнитного поля (см. (15)).  
 $\theta$  — полный угловой разброс,  $\alpha$  — радиальный угловой разброс.

Рис. NN	$\mu P, \mu A \cdot B^{-3/2}$	$k, Гс/(МэВ/с)$
5,а	0.5	1.57
5,б	0.5	1.69
5,в	0.5	1.95
6	0.125	1.57
7,а	1.0	1.57
7,б	1.0	1.69
7,в	1.0	1.95
8	5.0	1.95

Рис. 9-10. Зависимость углового разброса пучка от его первоанса.

Рис. NN	Энергия электронов, кэВ	$k$ , Гс/(МэВ/с)	$H$ , Гс
9,а	7	1.69	262
9,б	7	1.95	302
9,в	7	4.08	636
10	20	1.69	445

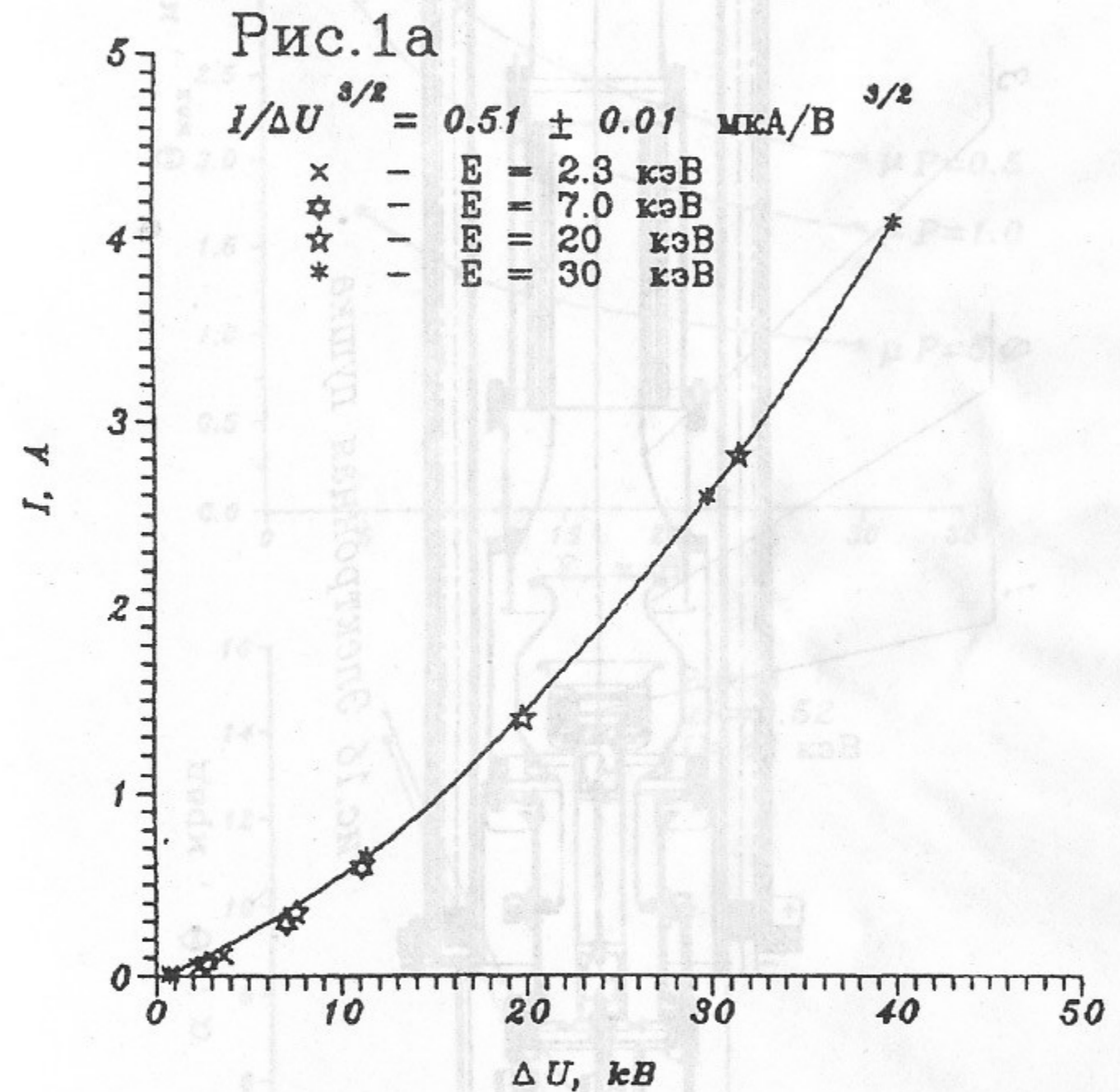
Рис. 11-15. Зависимость относительного времени охлаждения  $R$  (см. (29)) от энергии электронов:  
 $R_\theta$  — некомпенсированный пучок,  
 $R_\alpha$  — нейтрализованный пучок.

Рис. NN	$R$	$\mu P$ , $\mu A \cdot B^{-3/2}$
11	$R_\theta$	0.5
12	$R_\alpha$	0.5
13	$R_\theta$	1.0
14	$R_\alpha$	1.0
15	$R_\alpha$	5.0

Рис. 16. Зависимость относительного времени охлаждения  $R$  (см. (29)) от магнитного поля (коэффициента  $k$ ) в режиме оптимизации охлаждения.

Рис. 17. Схема питания электронной пушки.

Рис. NN	$k$ , Гс/(МэВ/с)	$H$ , Гс
17,а	1.69	262
17,б	1.95	302
17,в	4.08	636
17,г	1.69	445



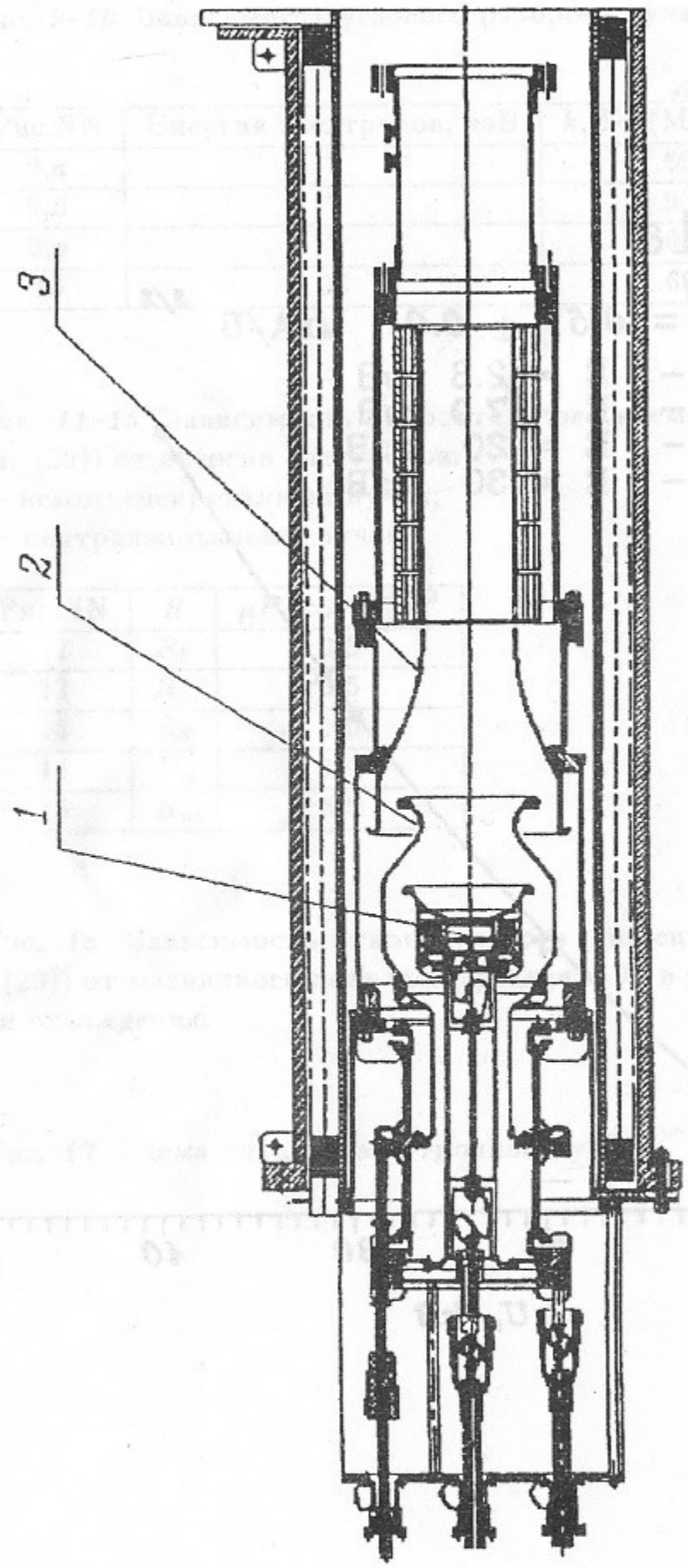
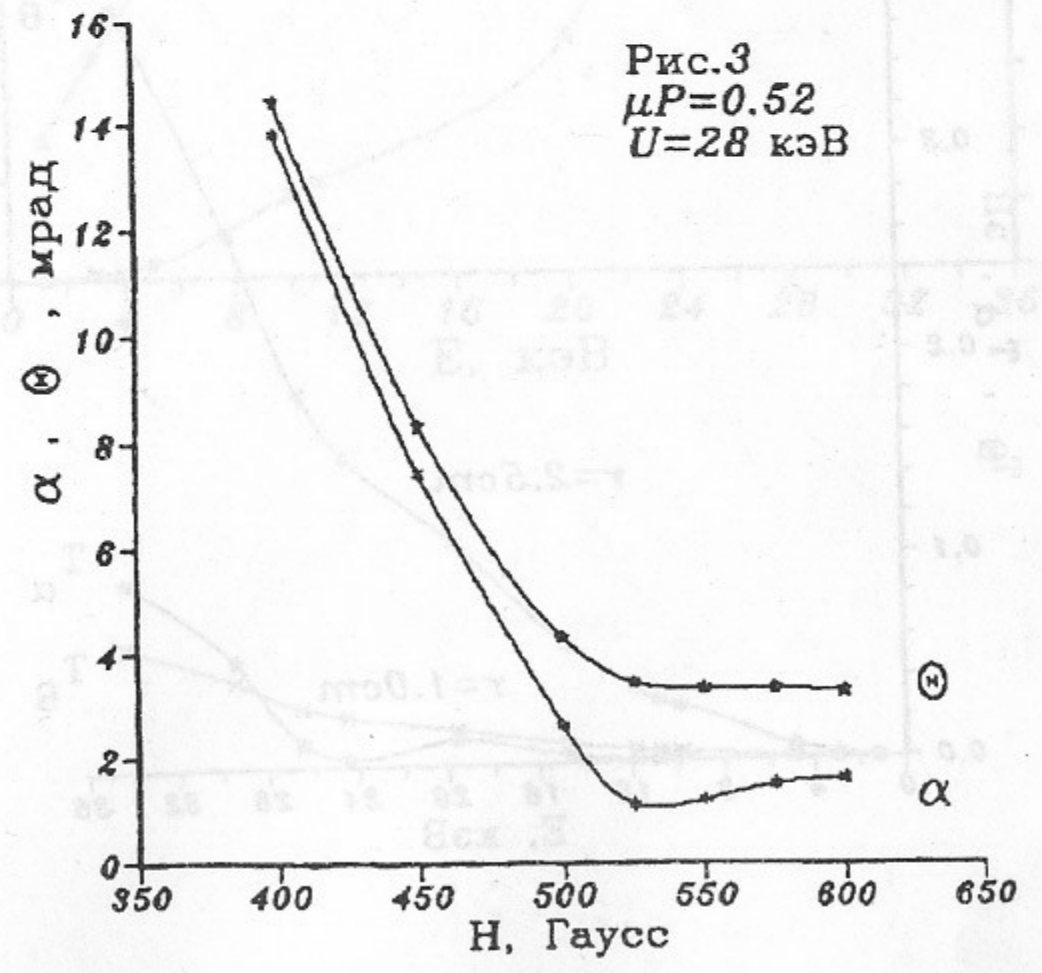
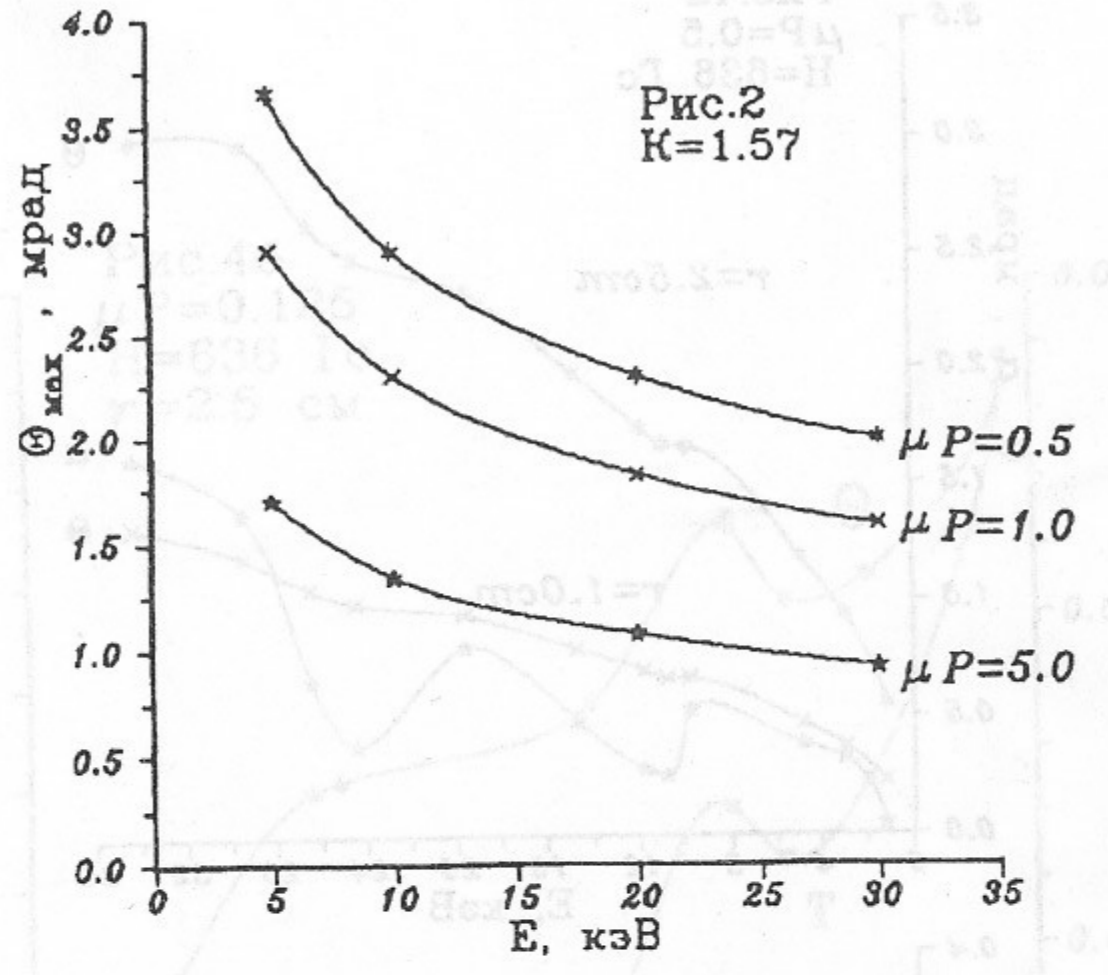
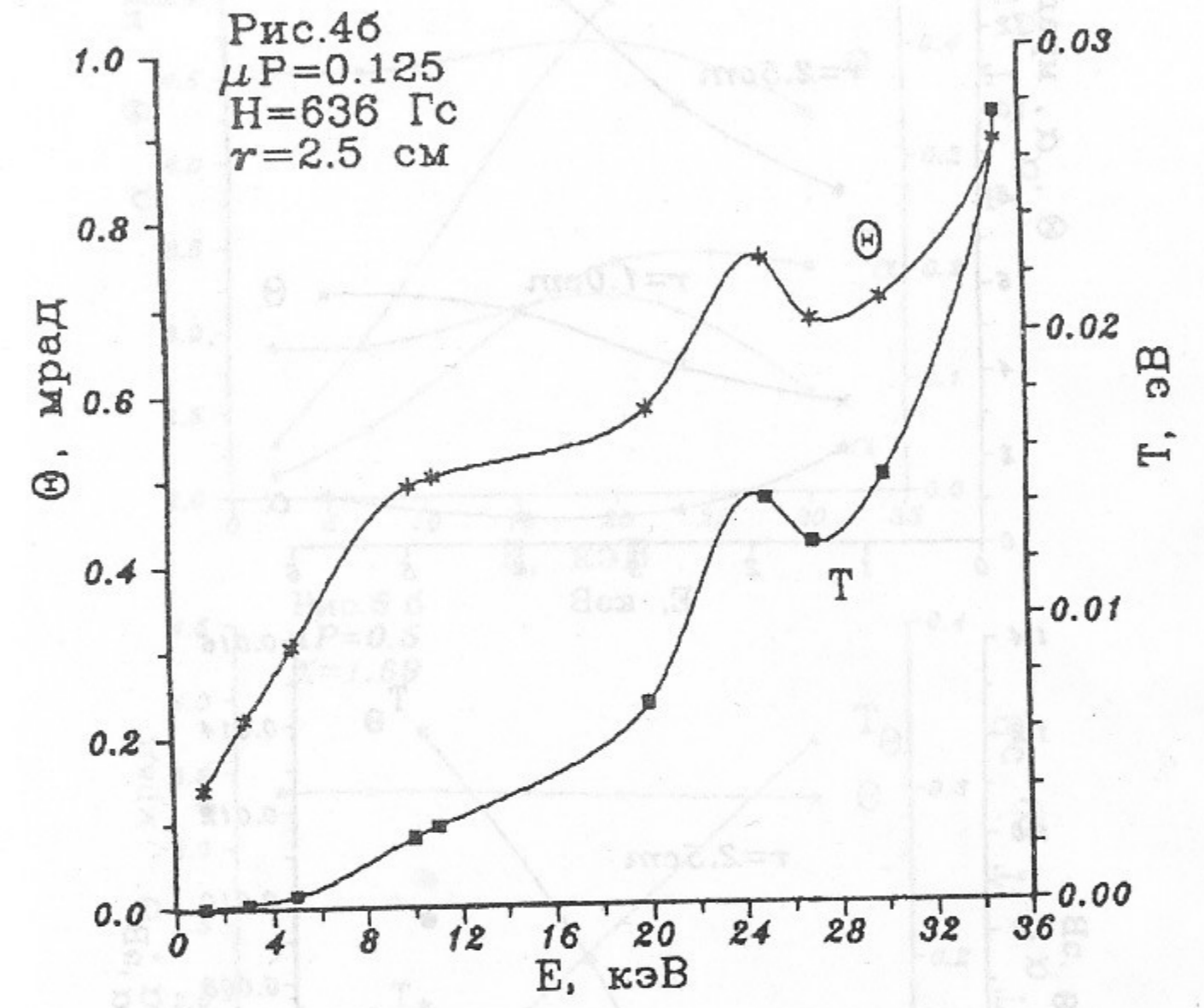
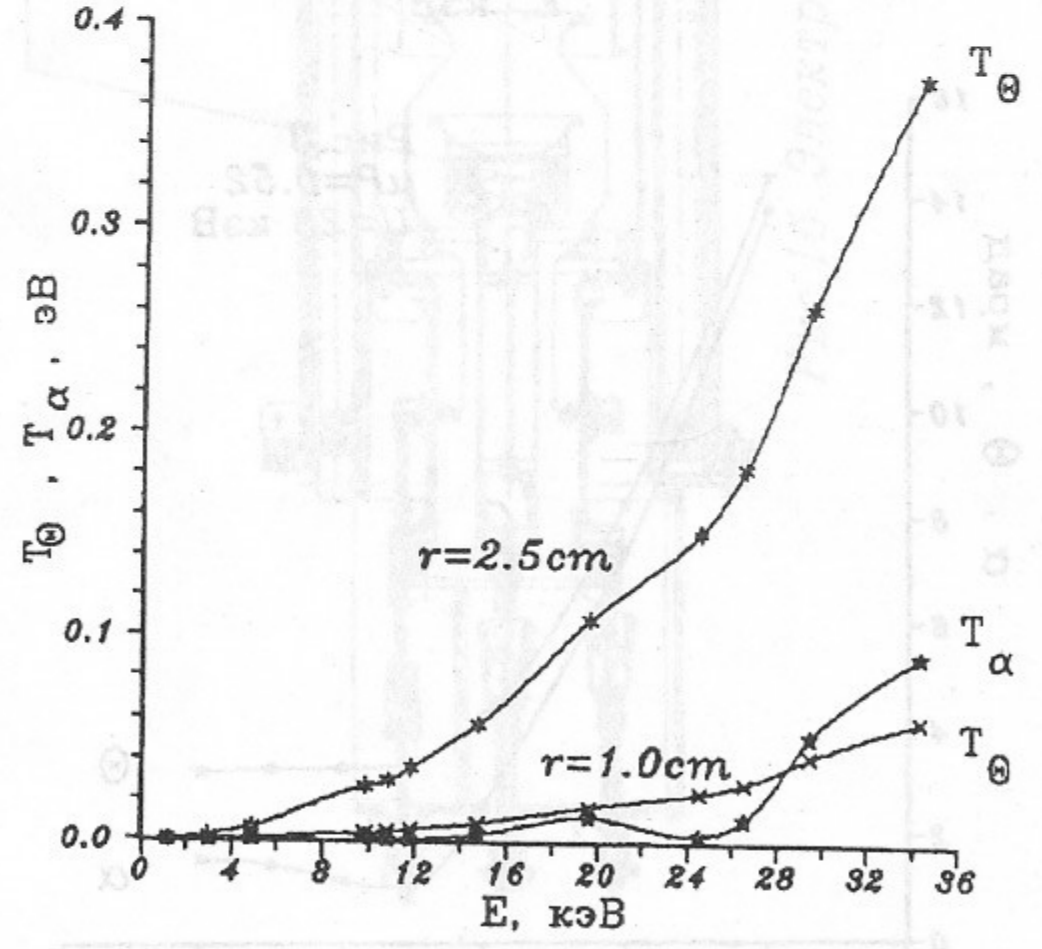
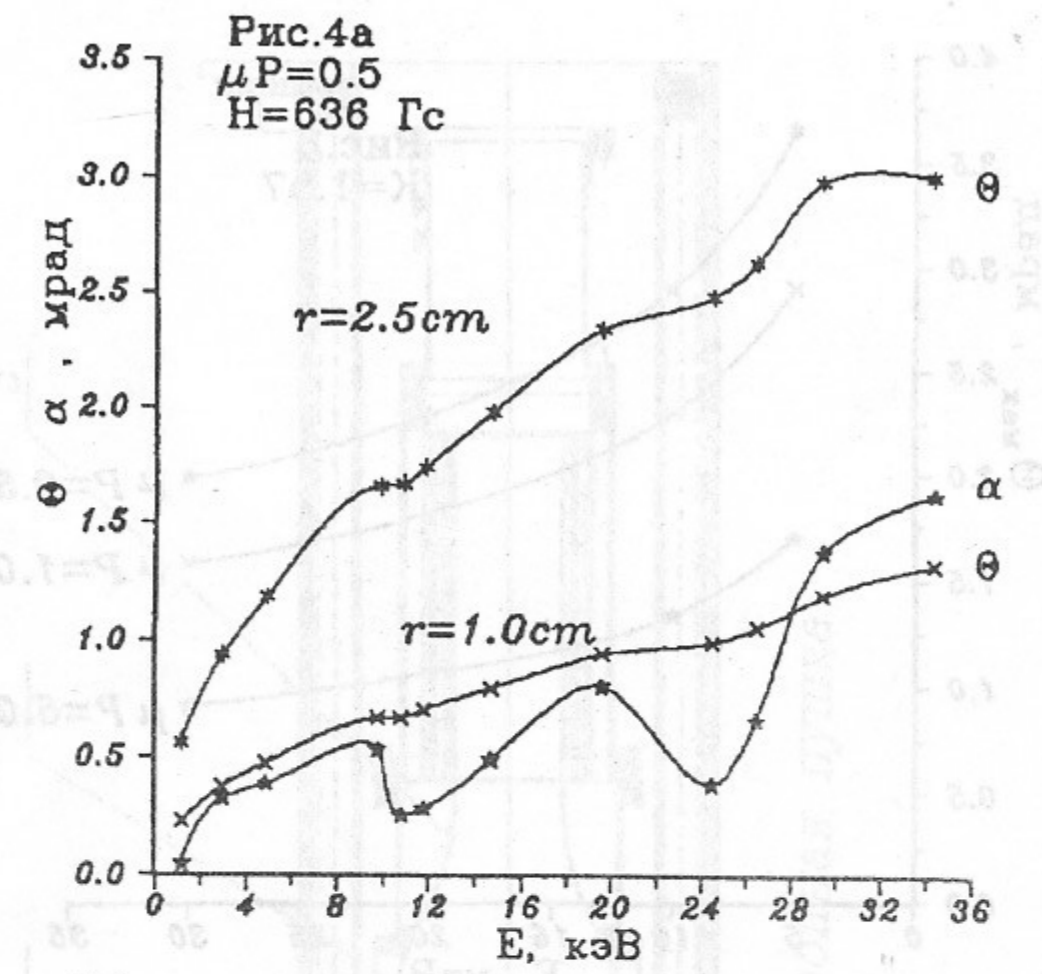
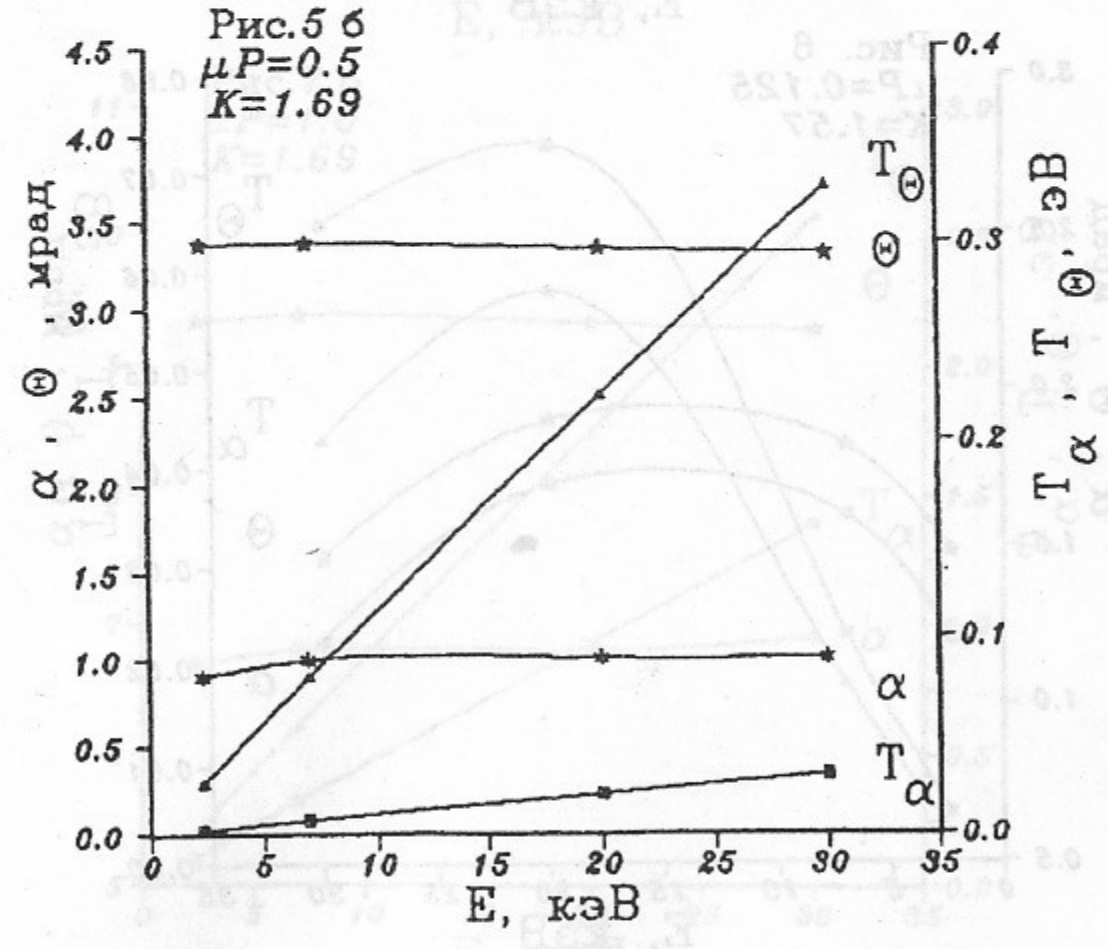
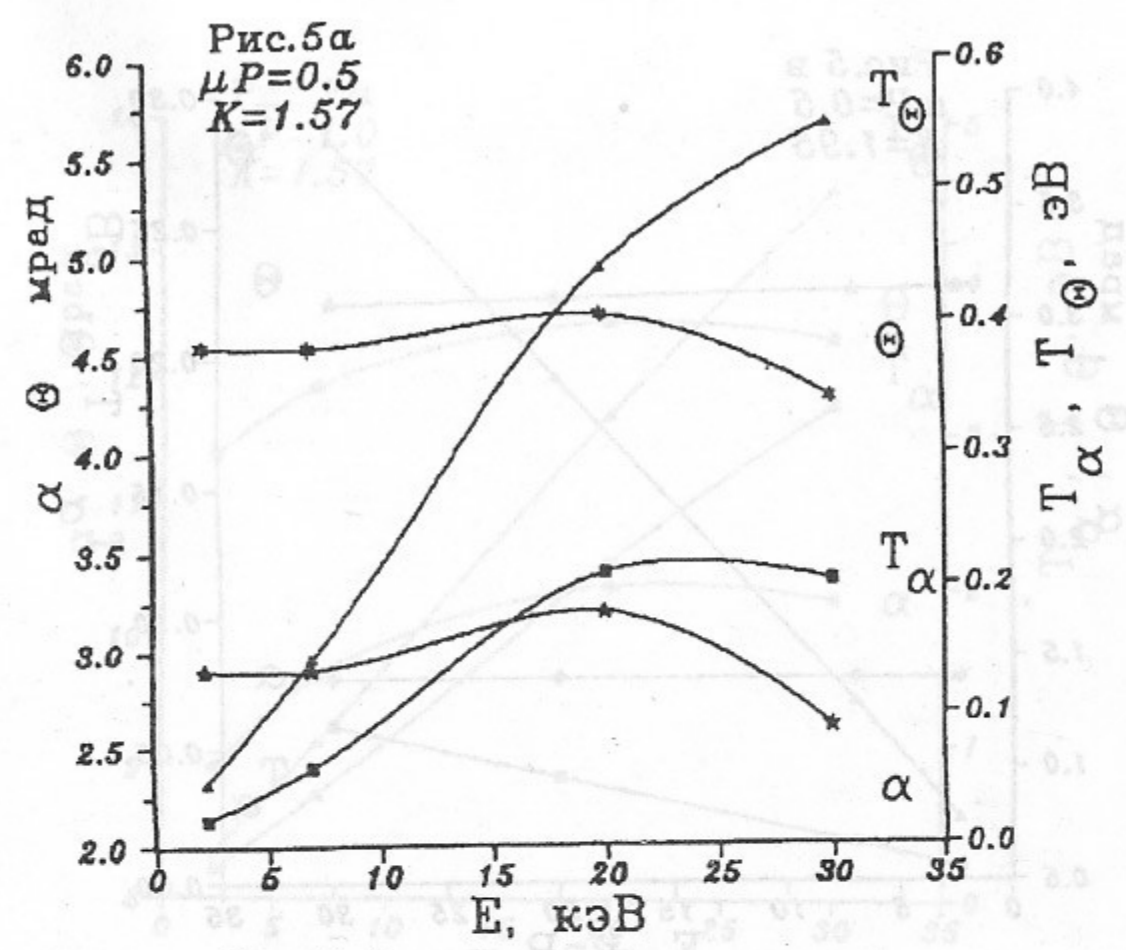
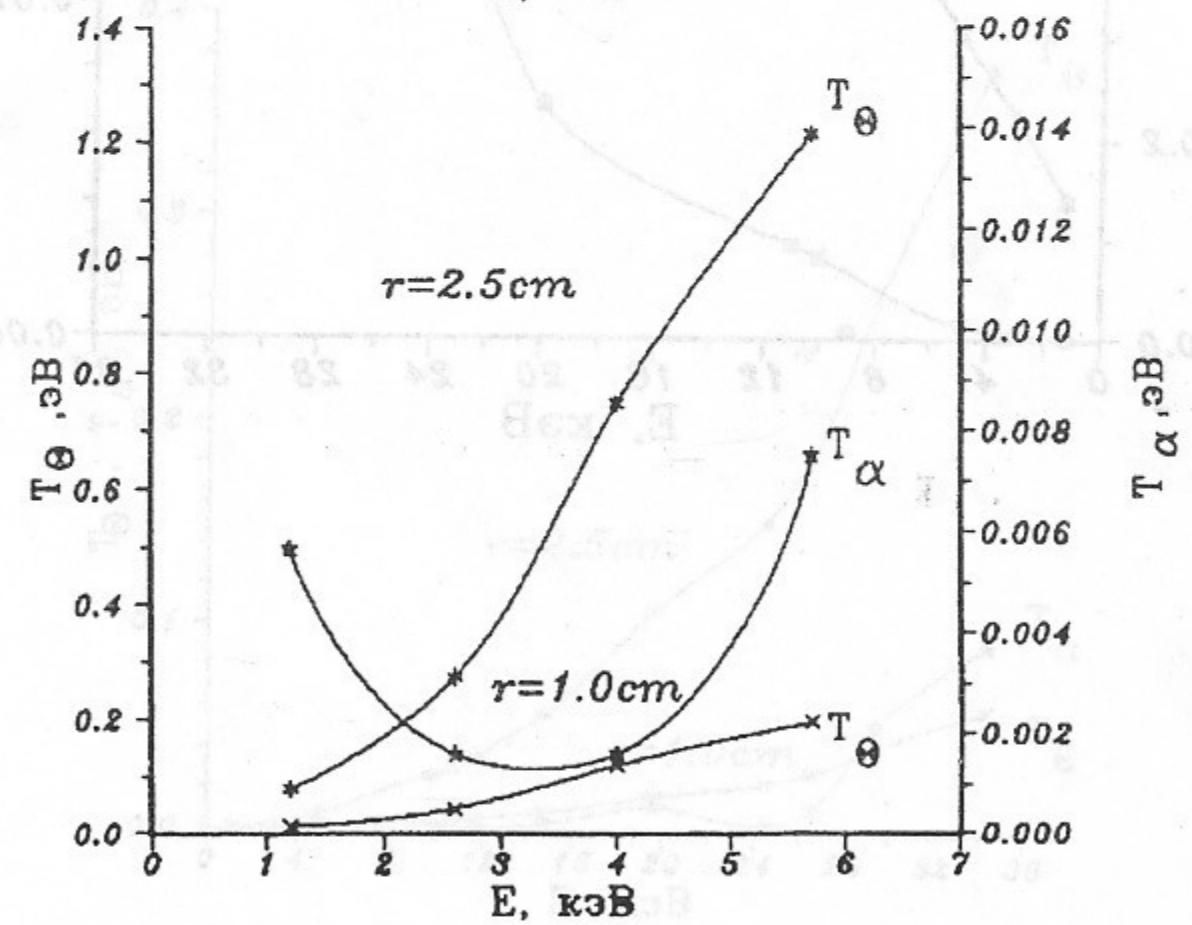
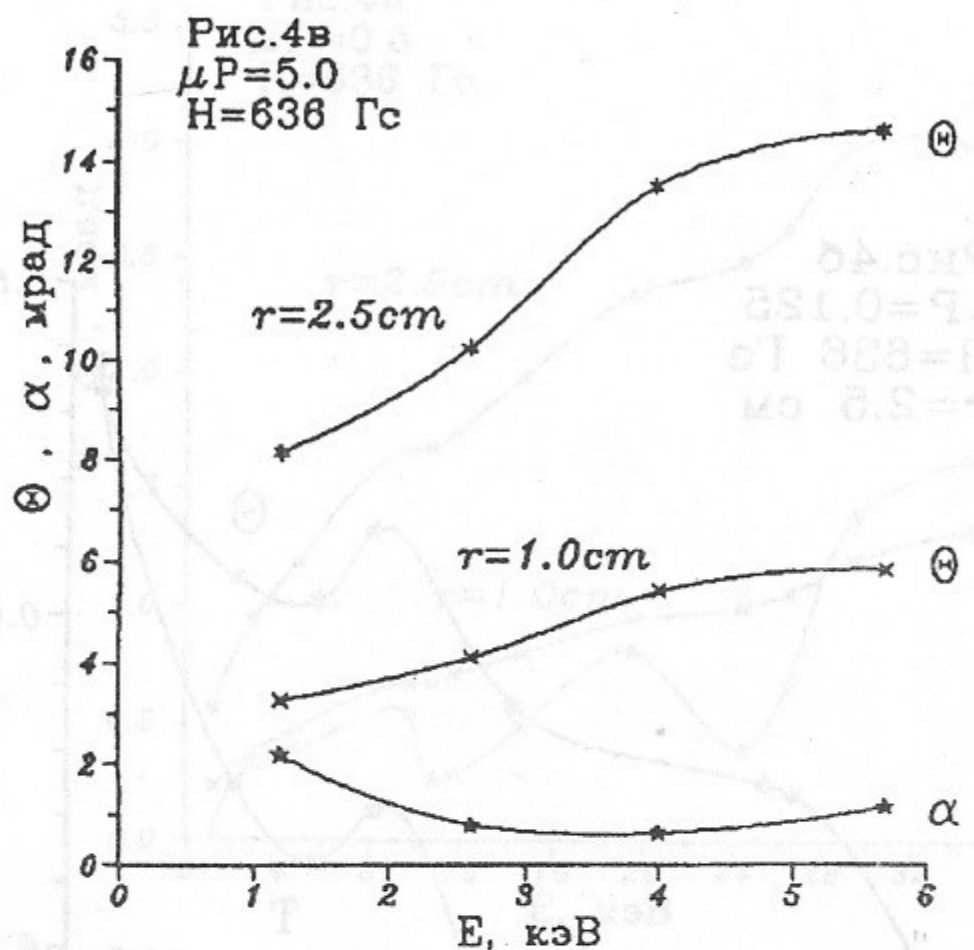
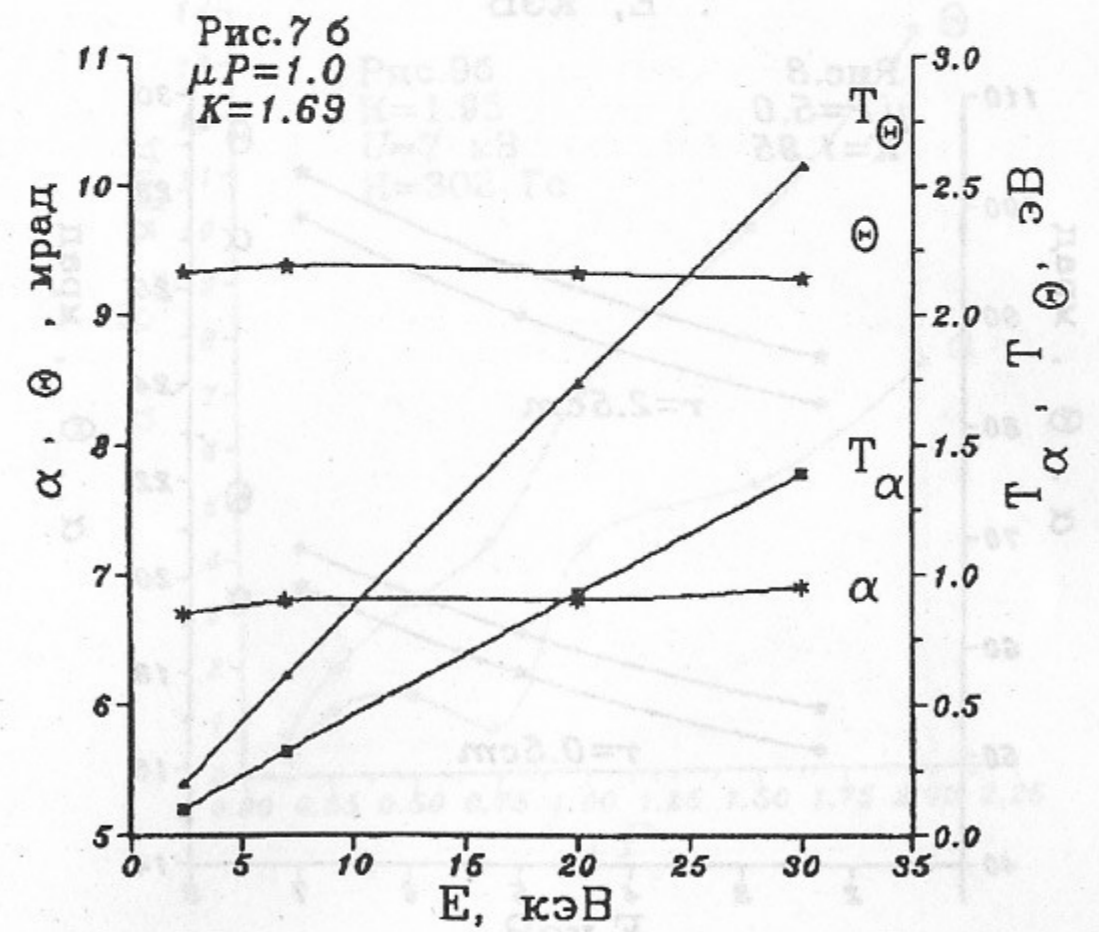
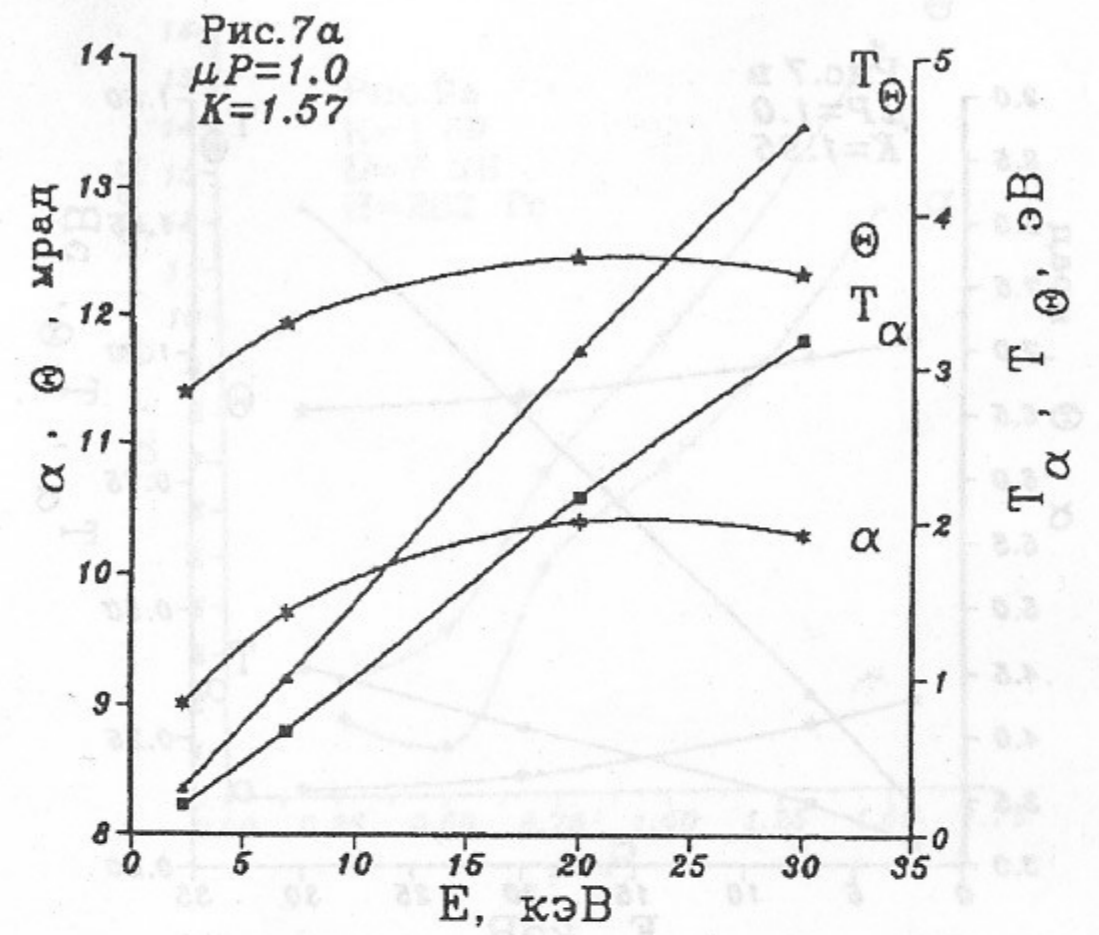
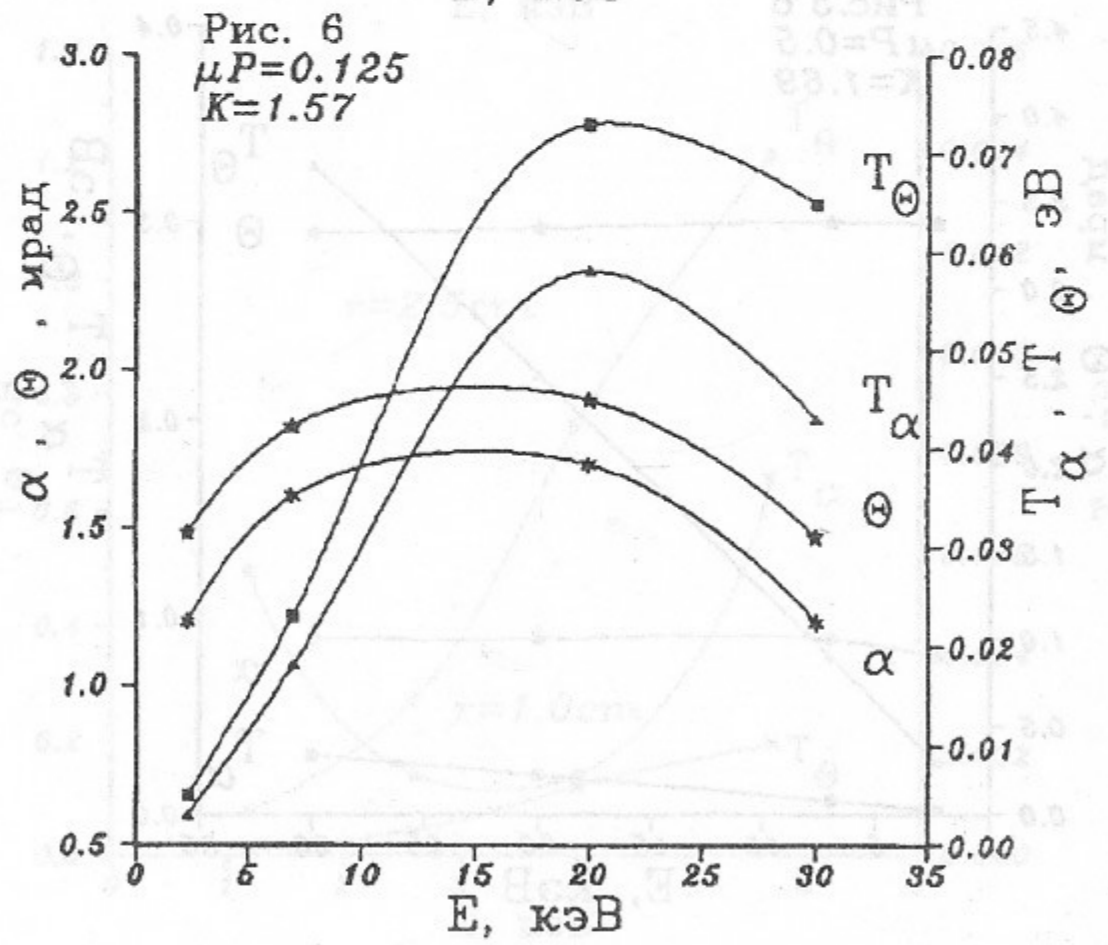
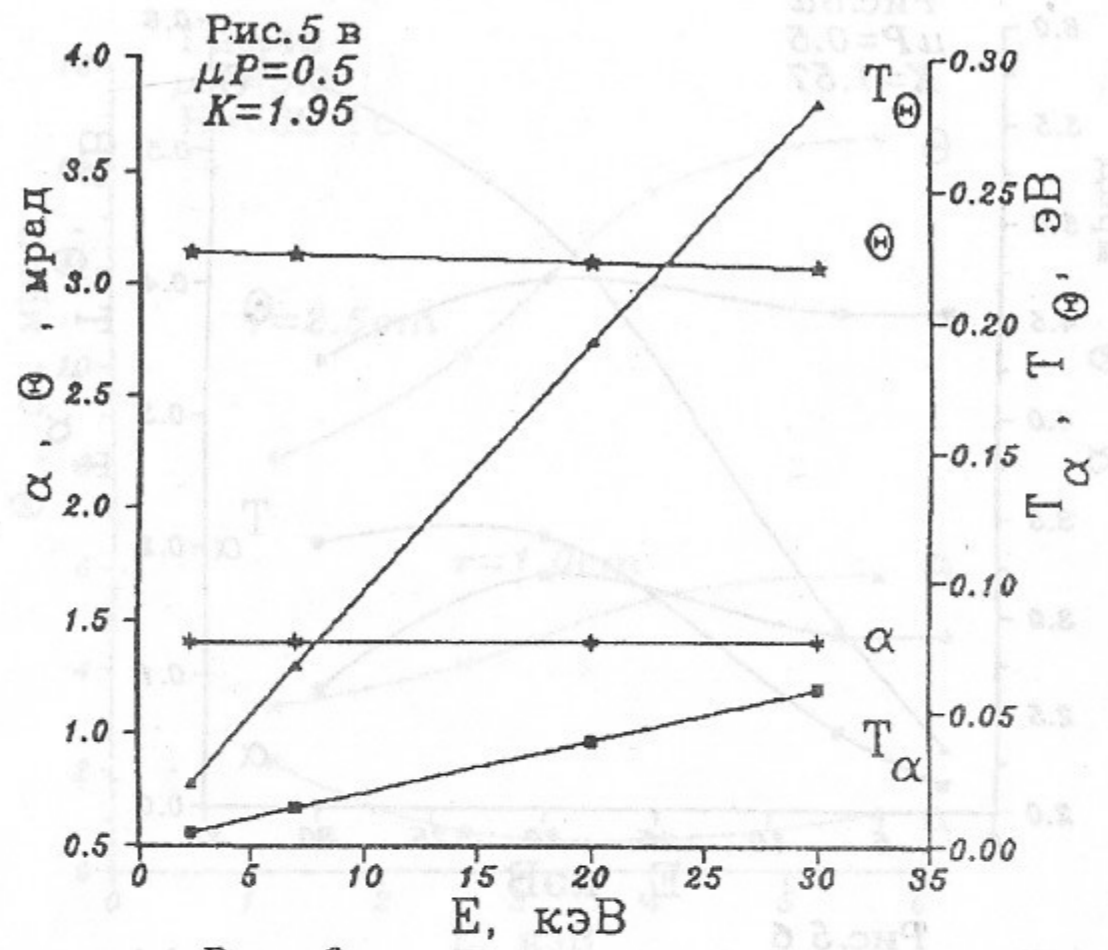


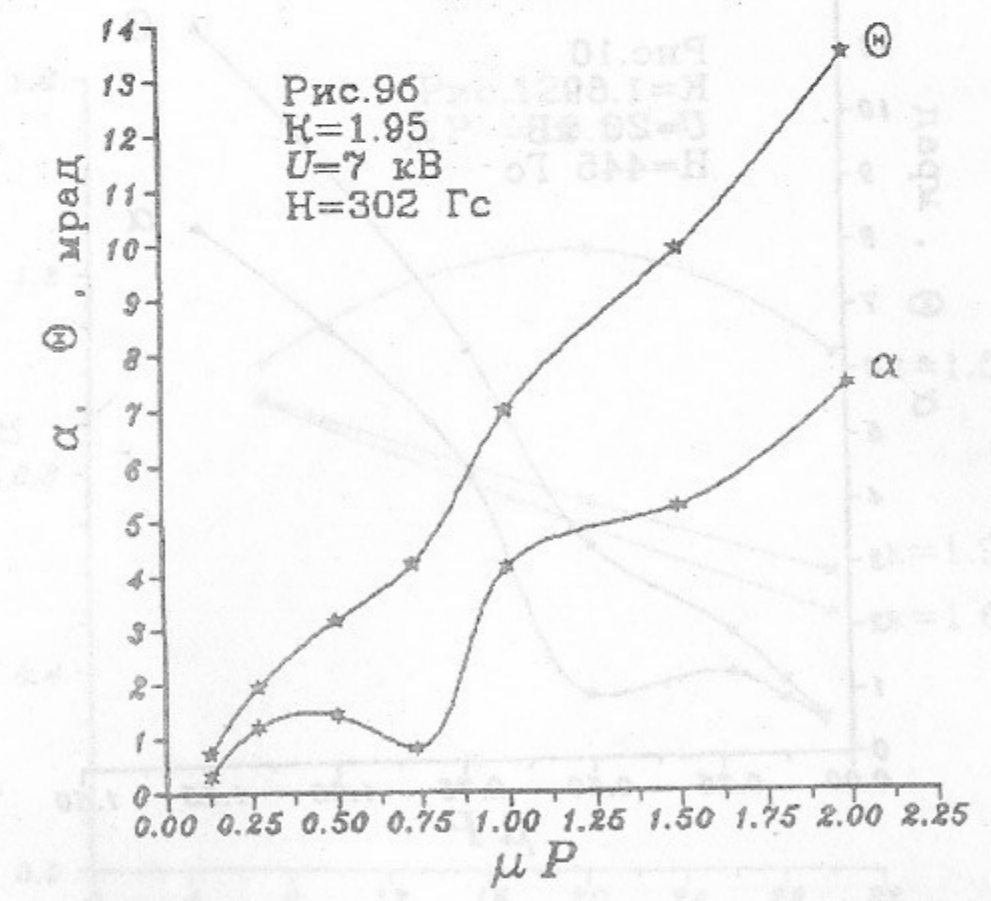
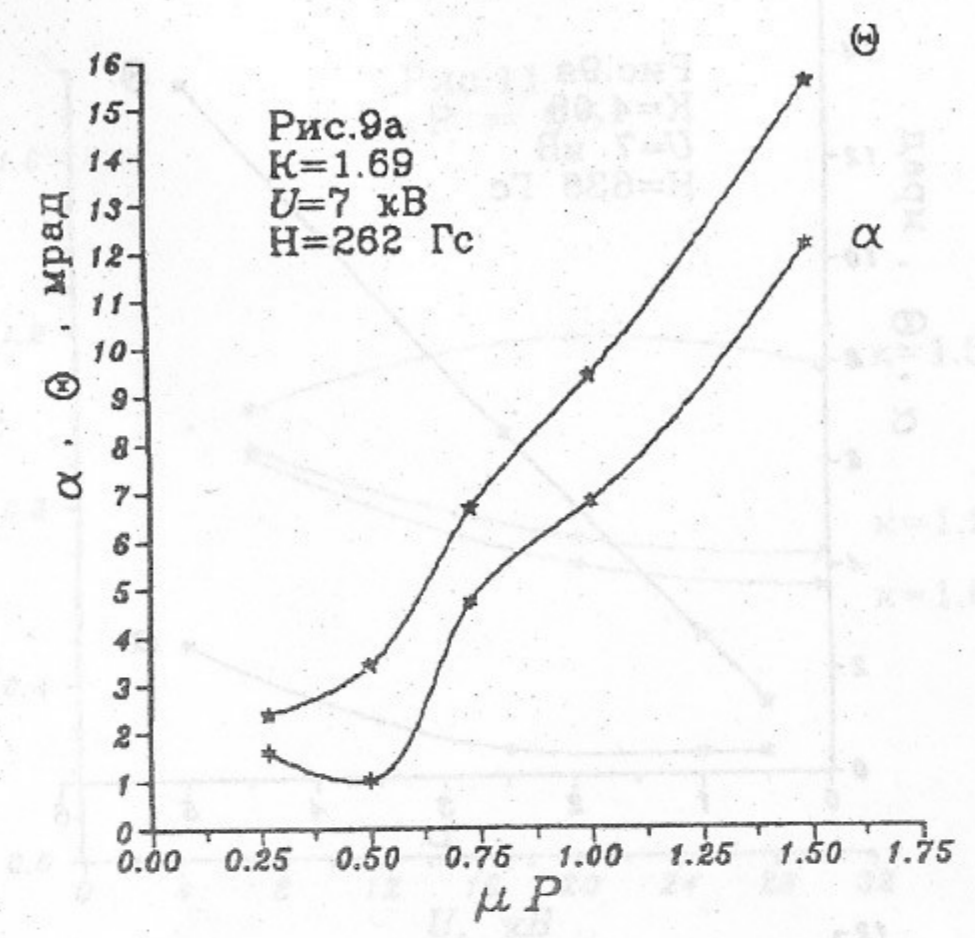
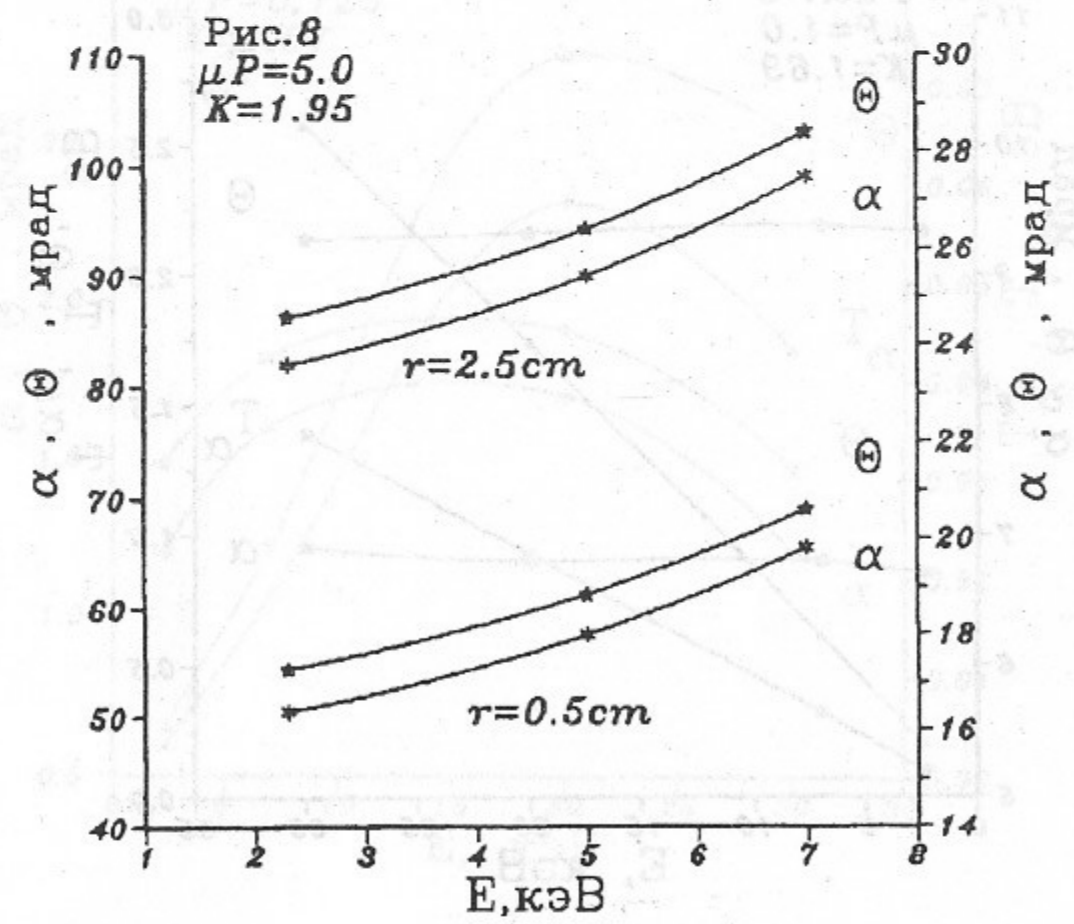
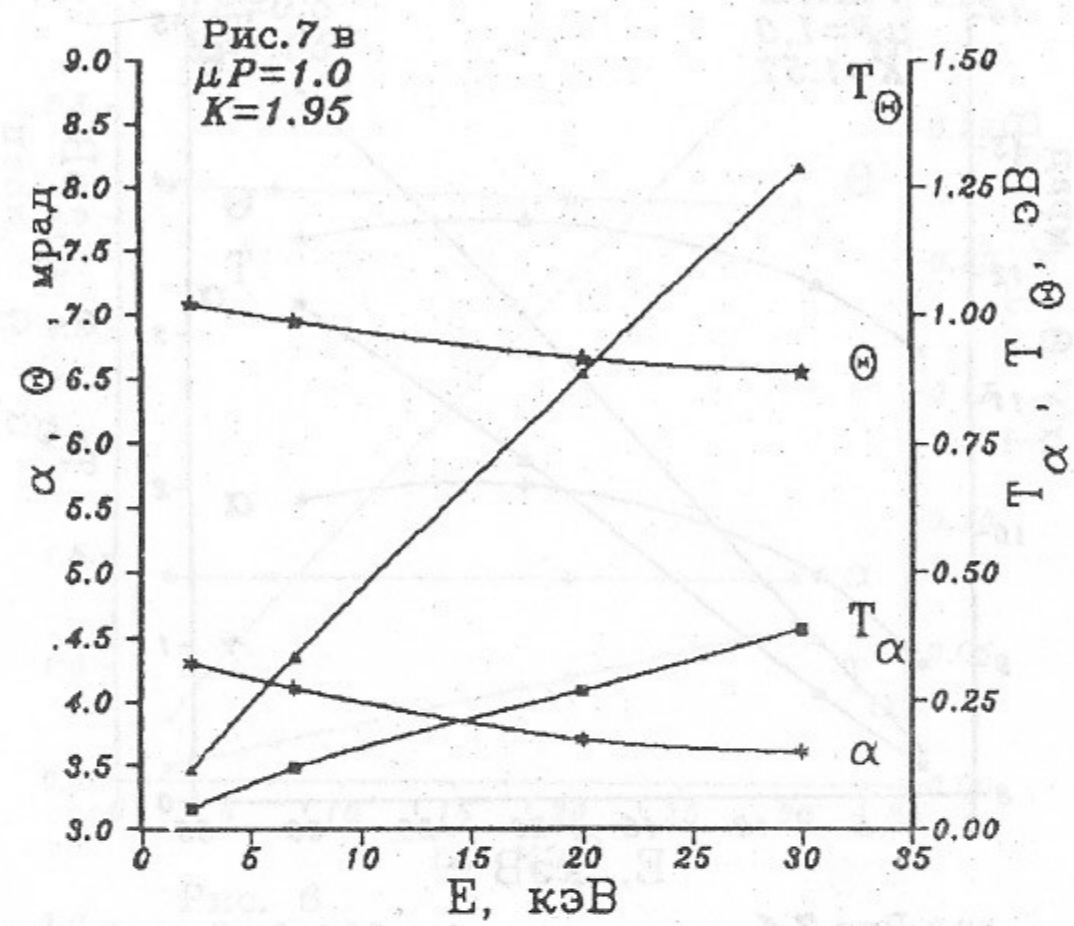
Рис.16 Электронная пушка

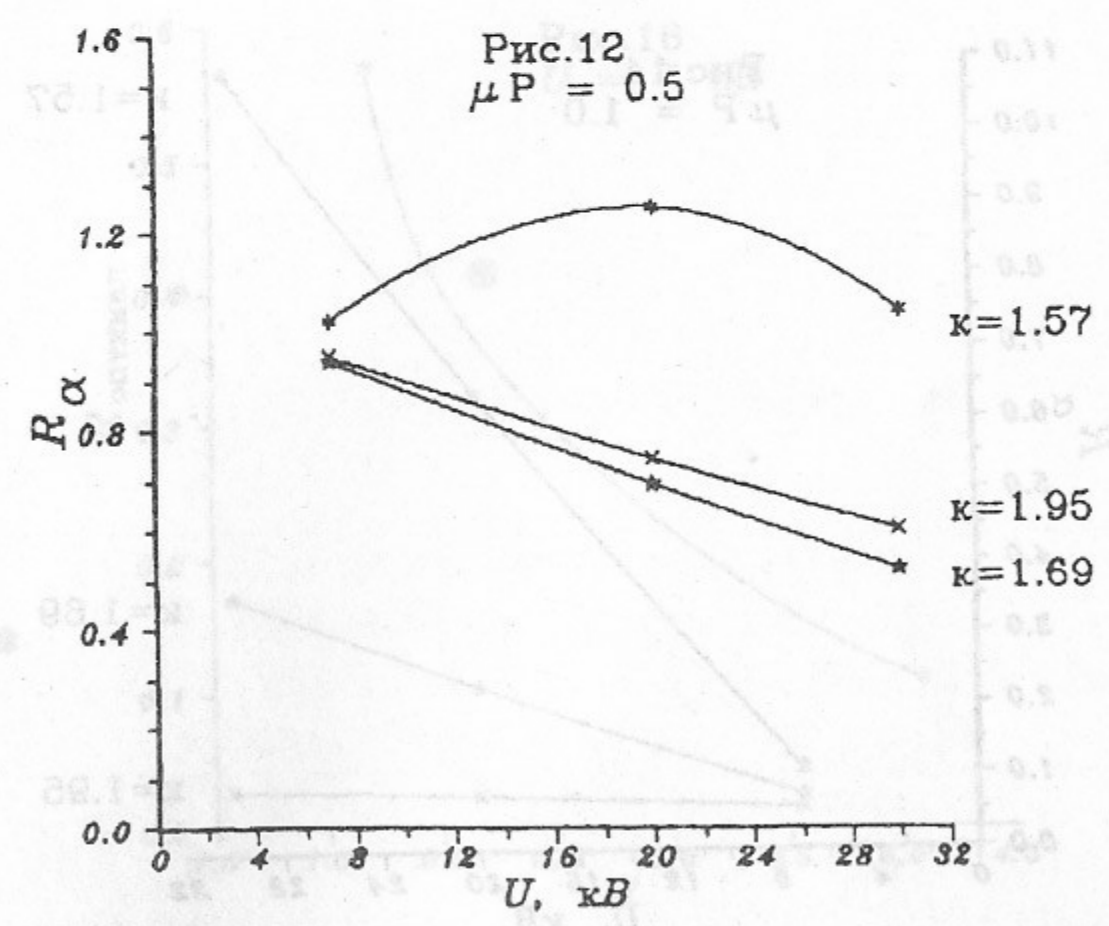
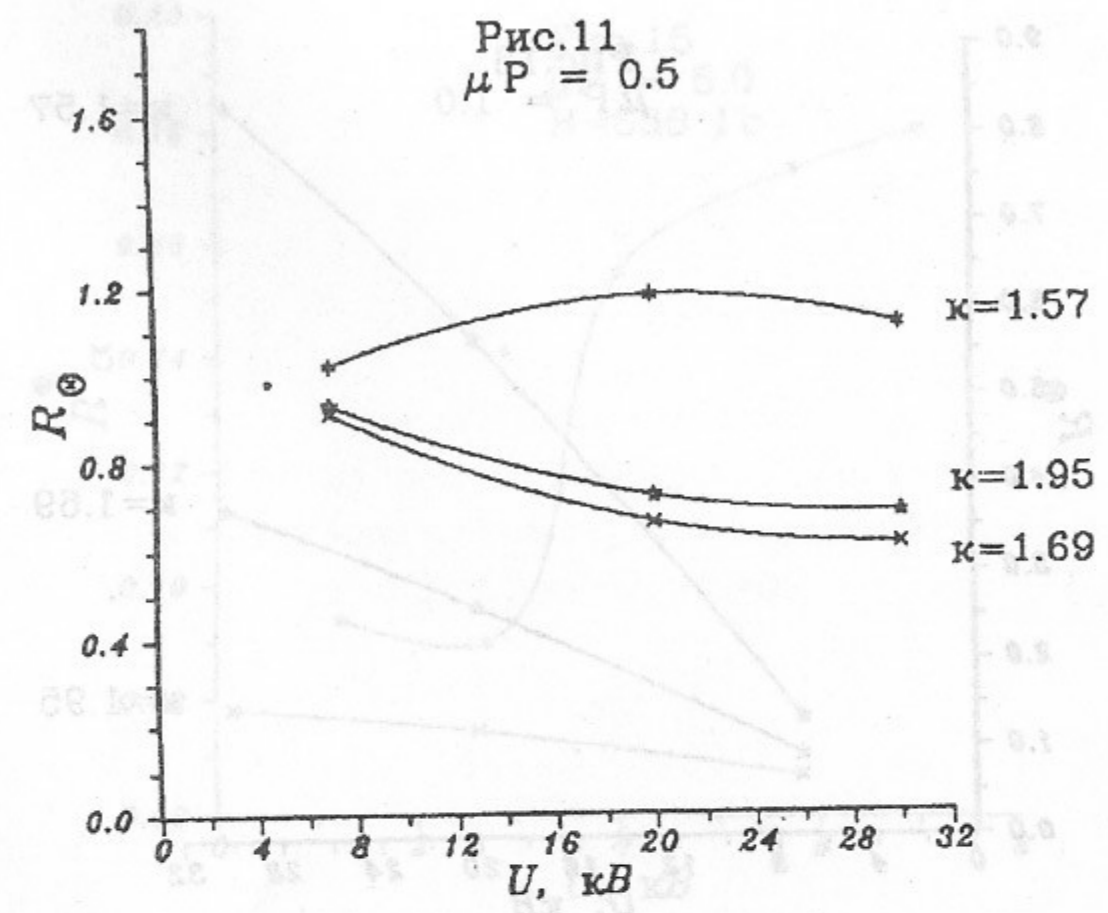
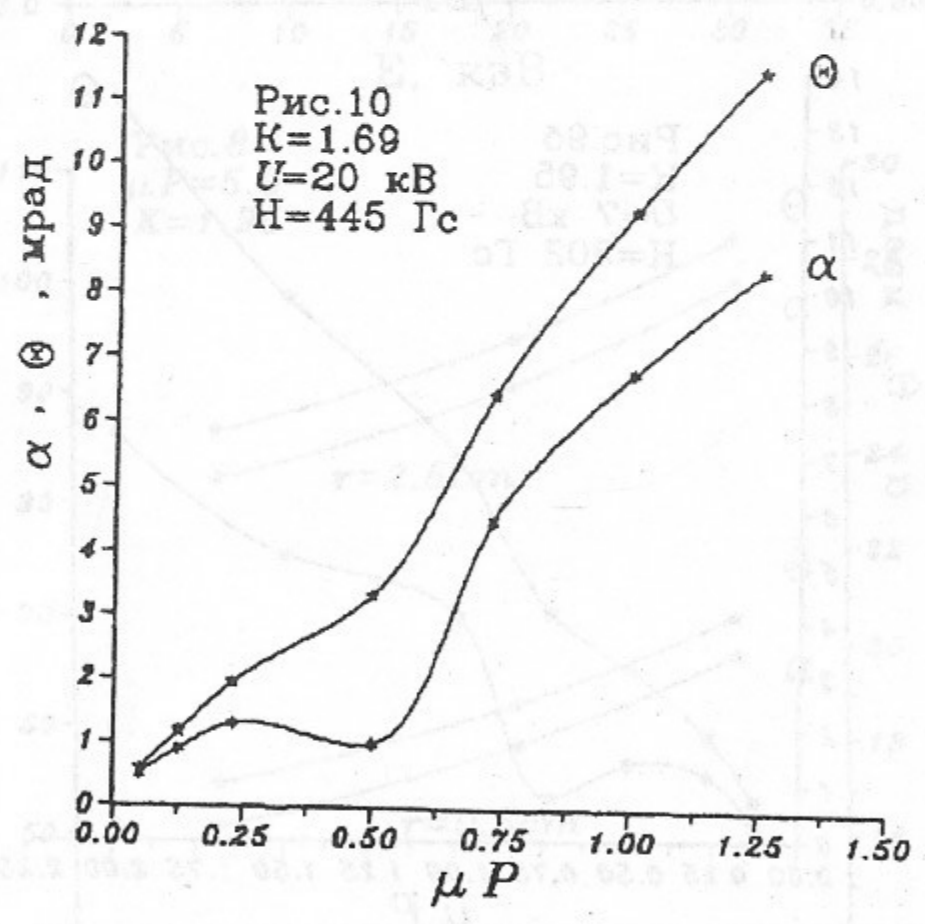
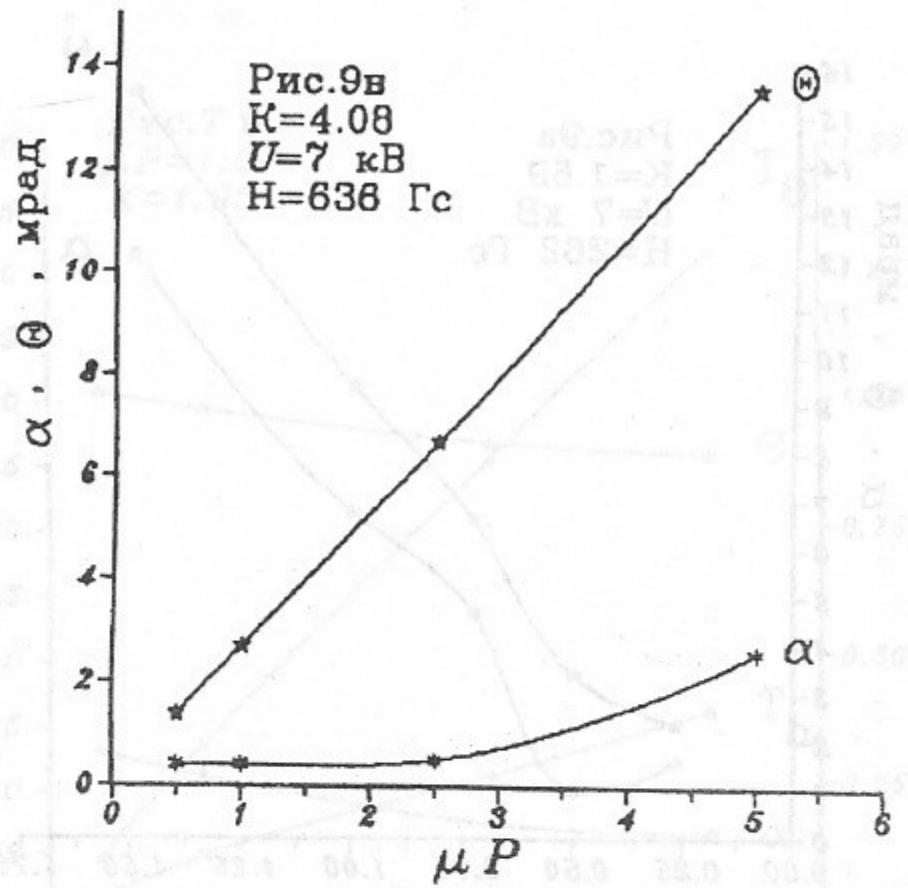




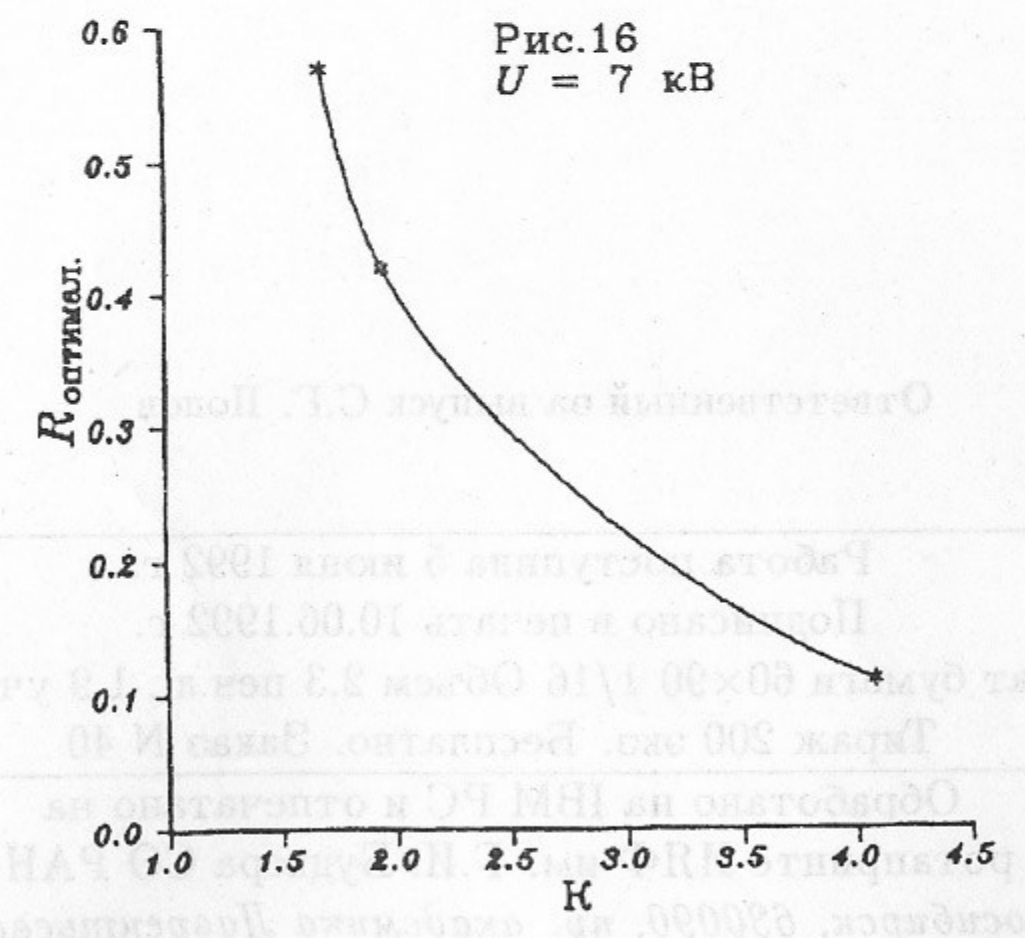
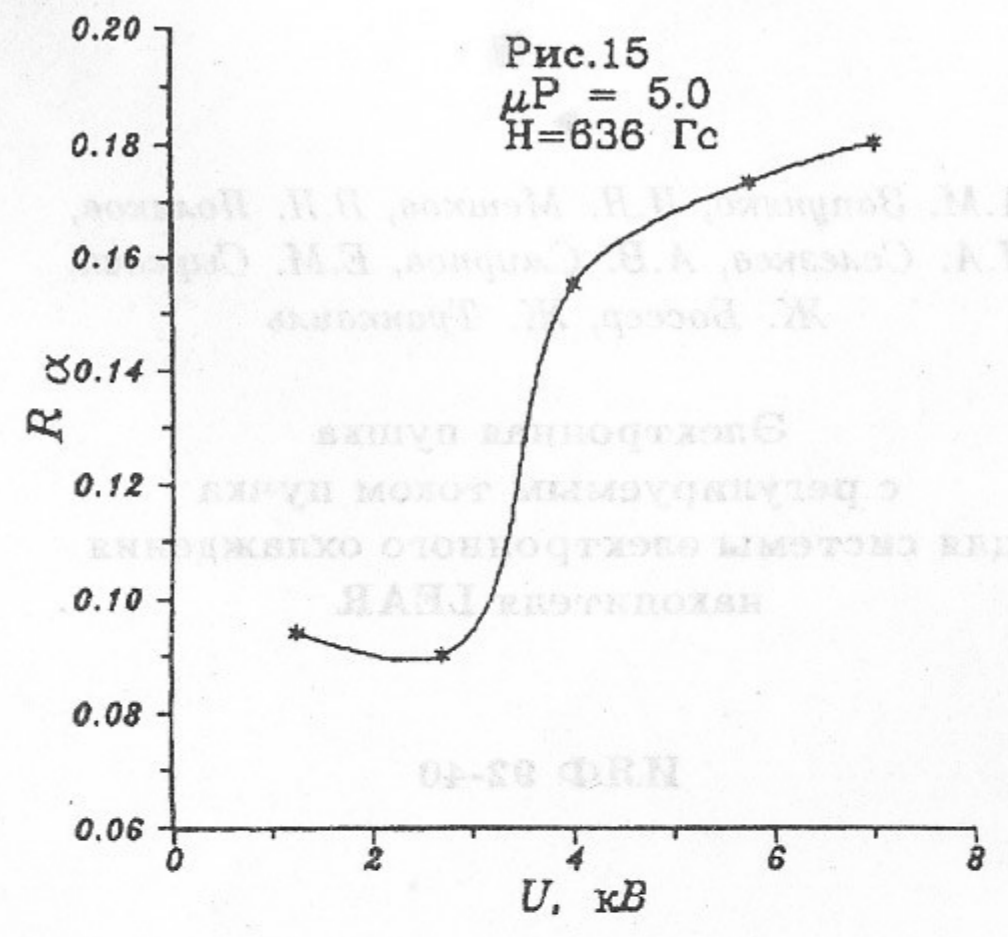
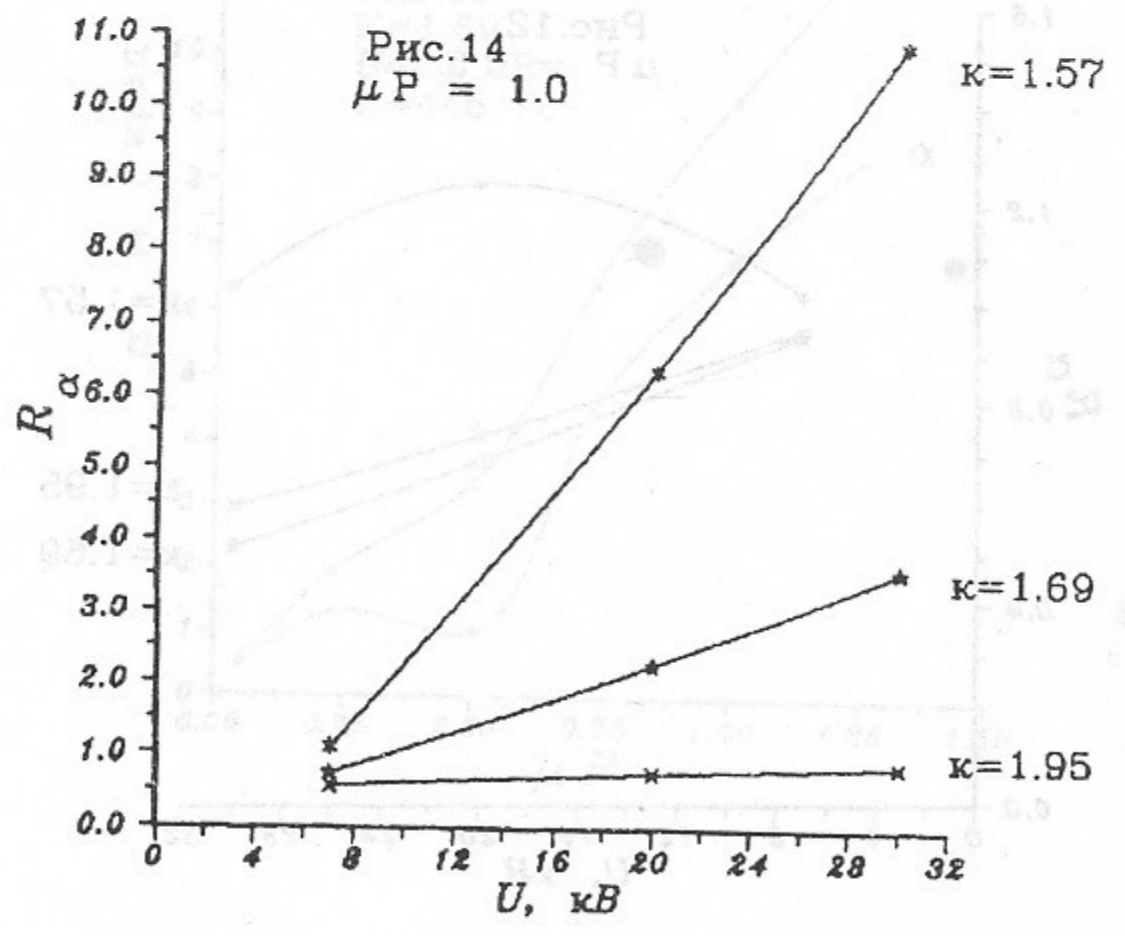
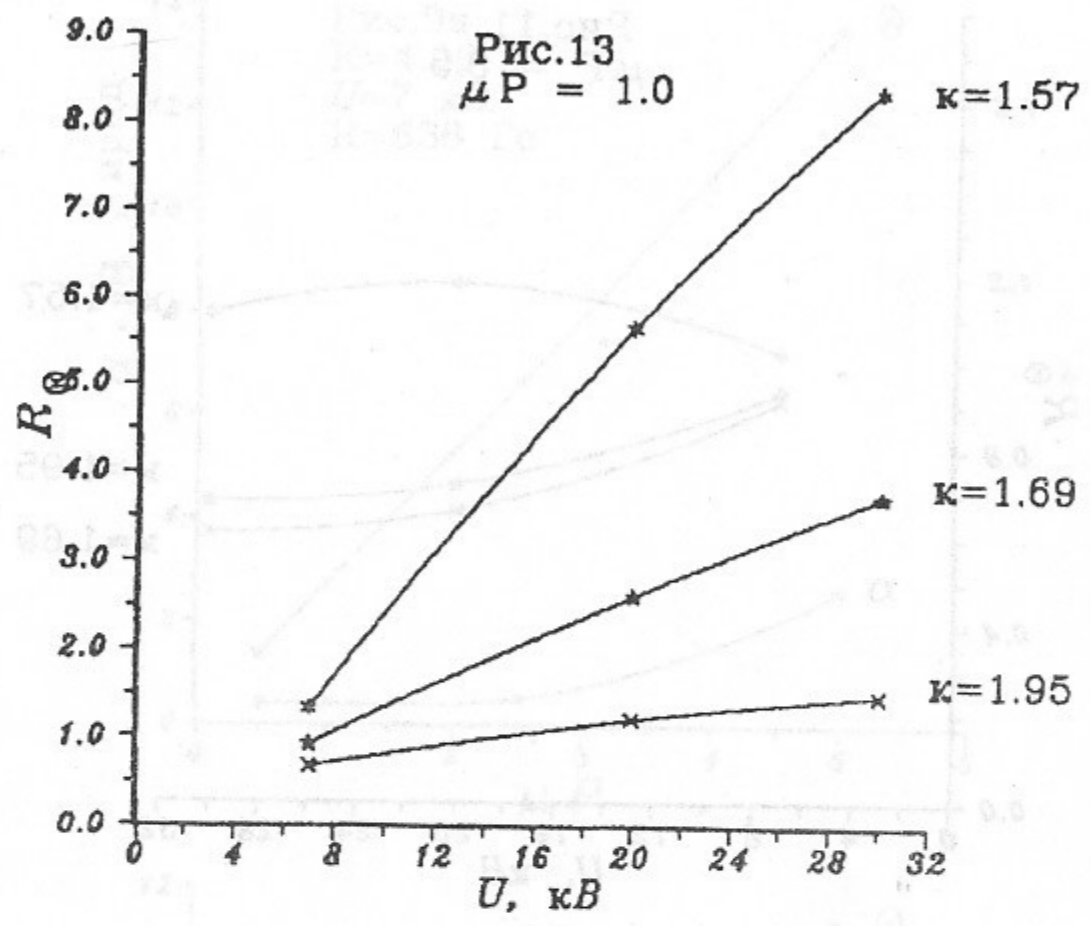












А.М. Запуняко, И.Н. Мешков, В.Н. Поляков,  
И.А. Селезнев, А.В. Смирнов, Е.М. Сыресин,  
Ж. Боссер, Ж. Транквиль

**Электронная пушка  
с регулируемым током пучка  
для системы электронного охлаждения  
накопителя LEAR**

**ИЯФ 92-40**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 5 июня 1992 г.

Подписано в печать 10.06.1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,3 печ.л., 1,9 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N 40

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.