

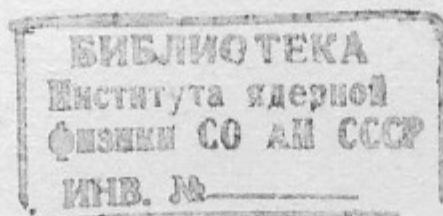


K.23

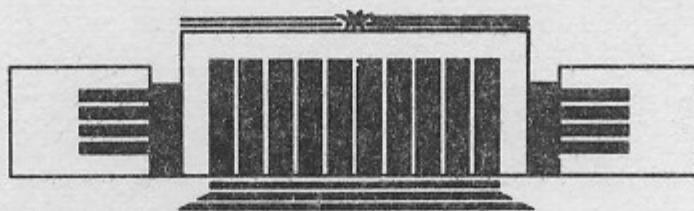
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.М. Карлинер, И.Н. Мешков,
Б.М. Фомель, В.П. Яковлев

ДИНАМИКА КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ
СГУСТКОВ НА ЭТАПЕ ИНЖЕКЦИИ



ПРЕПРИНТ 86-81



НОВОСИБИРСК

1986

HV

АННОТАЦИЯ

Изучены физические ограничения мощности источников коротких интенсивных электронных сгустков на основе фотокатодов. Причинами ограничения мощности являются влияние пространственного заряда сгустка и потери на излучение при пролете сгустком анодного отверстия. Приведены оценки критического значения тока, начиная с которого на динамику пучка сильное влияние оказывает поле пространственного заряда, и оценки энергетических потерь за счет переходного излучения. Для детального исследования динамики коротких сгустков на этапе инжекции разработана вычислительная программа, использующая $2^{1/2} D$ модель «cloud-in-cell». Собственное поле пучка определяется в программе из уравнений Максвелла. Приведены результаты расчета зависимости заряда сгустка, его длины и энергетических потерь на излучение от величины фототока.

АБСТРАКТ

The power limitations of a short pulse, high peak current photoemission electron gun are considered. Referred to two main of them are the space charge limitation and the radiation one. The critical current defined by a space charge limit and the radiation losses are estimated. A detailed simulation of such devices has made it necessary to develop the $2^{1/2} D$ cloud-in-cell computer code. This code has enabled the calculations of the bunch length, current, energy spread and radiation losses versus the photocurrent to be made.

Институт ядерной физики СО АН СССР

1. В работах [1—4] обсуждаются вопросы создания приборов, использующих источники электронных пучков на основе фотокатода. В этих источниках формируются последовательности коротких (до 50 пс) интенсивных сгустков электронов, инициированных лазерной вспышкой той же длительности. Сгустки используются либо для последующего ускорения [2], либо для создания ВЧ-генераторов (лазертронов) [3, 4].

Принцип работы лазертрона иллюстрирует рис. 1: лазерная вспышка освещает фотокатод, эмитирующий короткие сгустки электронов. Эти сгустки ускоряются в зазоре, к которому приложено постоянное ускоряющее напряжение, и затем поступают в ВЧ-резонатор, где происходит трансформация их кинетической энергии в энергию ВЧ-поля.

Варианты использования пушек с фотокатодом и параметры электронных пучков приведены в таблице, где введены следующие обозначения: U —анодное напряжение; I —импульсный ток; f —частота следования сгустков (она равна или кратна рабочей частоте генератора или ускорителя в зависимости от использования пушки); t —длительность сгустка; τ —длительность последовательности сгустков; P —мощность лазера (импульсная); λ_l —длина волны лазерного излучения; W —энергия в импульсе.

В работе [2] приведены результаты исследования фотокатодов на основе GaAs и показано, что плотность фототока может достигать ~ 180 А/см², а максимальное электрическое поле на фотокатодке ~ 80 кВ/см.

Целью настоящей работы является изучение физических огра-

ничений на число частиц в сгустке, определяемых пространственным зарядом и излучением при вылете из ускоряющего зазора.

Центр	Устройство	Параметры пучка	Лазер	Статус
SLAC	Инжектор	$U = 200$ кВ $I = 15$ А $t = 100 \div 1000$ пс	$\lambda_{\gamma} = 1,06/2$ нм	1981 г эксперимент
SLAC	Лазертрон	$U = 400$ кВ $I = 735$ А $f = 2856$ МГц $t = 60$ пс $\tau = 1$ мкс	$\lambda_{\gamma} = 1,06/2$ нм $W = 100$ мДж $P = 600$ кВт	1986 г проект
Tokyo Univ	Лазертрон MARK-1	$U = 30$ кВ $I = 100$ А $f = 2884$ МГц $t = 60$ пс $\tau = 100$ нс	$\lambda_{\gamma} = 1,06/2$ нм $W = 50$ мкДж $P = 5$ кВт	1984 г эксперимент

2. Рассмотрим процесс фотоэмиссии электронов при высокой интенсивности лазерного излучения. Пусть имеется ускоряющий зазор, к которому приложено напряжение U , и пусть фототок (ток фотоэмиссии), определяемый числом падающих за единицу времени γ -квантов dn/dt и квантовой эффективностью фотокатода k_{γ} , есть

$$I_e = e d n/dt \cdot k_{\gamma} \quad (2.1)$$

Здесь e —заряд электрона. Полный заряд Q_0 фотоэлектронов равен, очевидно, $I_e t$, где t —длительность лазерной вспышки. Однако заряд сгустка Q вследствие ограничения его собственным полем может оказаться меньше Q_0 —часть фотоэлектронов может вернуться на катод. Существует критический ток $I_{кр}$, при котором к моменту окончания вспышки лазера электрическое поле на катоде обратится в нуль. При стремлении I_e к $I_{кр}$, помимо уменьшения отношения Q/Q_0 , нарушается равномерность распределения плотности заряда вдоль сгустка и увеличивается длина сгустка. Поэтому нецелесообразно, чтобы ток I превышал критическое значение $I_{кр}$, величина которого зависит от геометрии ускоряющего зазора, напряжения U и длительности вспышки t . Если эмиссия не прекраща-

ется в тот момент, когда «голова» сгустка покидает зазор, то величина $I_{кр}$ определяется первансом $P_0(U)$ пушки:

$$I_{кр} = P_0(U) U^{3/2} \quad (2.2)$$

Величина P_0 зависит от U при релятивистских энергиях электронов на выходе из ускоряющего зазора.

Оценим значение $I_{кр}$ для практически интересного случая, когда все частицы сгустка еще находятся в зазоре в момент прекращения эмиссии. Будем считать пока, что поля переходного излучения слабо влияют на динамику пучка и что в момент прекращения инжекции «голова» сгустка находится на расстоянии $d < L$ (L —протяженность ускоряющего зазора) от катода и ее электроны являются слаборелятивистскими. Пусть также при ускорении пучок не меняет свои поперечные размеры (например, кулоновские расталкивающие силы компенсированы действием фокусирующего внешнего магнитного поля), электроды и сгусток обладают аксиальной симметрией и выполняется условие $d \lesssim r$, где r —радиус пучка. Тогда потенциал на оси есть

$$\varphi(z) \approx \begin{cases} \alpha z^{4/3} & 0 \leq z < d \\ \beta z + \delta & d \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.3)$$

Так как $\varphi(L) = U$, то из условия непрерывности потенциала и электрического поля в точке d следует, что

$$U_d = \varphi(d) = \frac{3}{4} \frac{d}{(L-d/4)} U \approx \frac{3}{4} \frac{d}{L} U, \quad (2.4)$$

откуда

$$I_{кр} \approx P_0(U_d) U_d^{3/2} \left(\frac{L}{d}\right)^2 \approx \left(\frac{3}{4}\right)^{3/2} P_0(U_d) U^{3/2} \left(\frac{L}{d}\right)^{1/2} \quad (2.5)$$

С другой стороны, $d \approx t v_d / 2$, где v_d — скорость электрона на расстоянии d от катода, определяемая потенциалом U_d . Выражая d через U , получим

$$d = \frac{3}{8} \frac{c^2 f^2 U}{L U_0}, \quad (2.6)$$

где $U_0 \equiv mc^2/e$, m —масса электрона, c —скорость света. Подставляя (2.6) в (2.5), получим

$$I_{кр} \approx \left(\frac{9}{8}\right)^{1/2} P_0 (U_d) U U_0^{1/2} \frac{L}{ct} \quad (2.7)$$

Из (2.7) следует, что средняя за период следования сгустков мощность пучка $P_{ср}$ будет удовлетворять условию

$$P_{ср} \approx \frac{ct}{\lambda} I_{кр} U \approx P_0 (U_d) U^2 U_0^{1/2} \frac{L}{\lambda} = P_{кр} \quad (2.8)$$

где $\lambda = c/f$.

Так как при выполнении сделанных выше предположений $P_0 \propto r^2$, а радиус пучка не должен превышать радиус пролетного отверстия, пропорционального λ , то из (2.8) следует, что

$$P_{кр} \propto \lambda U^2 \quad (2.9)$$

т. е. средняя мощность пучка уменьшается с уменьшением длины волны λ . Так, например, при $\lambda = 4,2$ см, $U = 400$ кВ, $L = 4$ см (величина L определяется электрической прочностью фотокатода) и $ct/\lambda = 0,1$ величина $P_{кр} \approx 20$ МВт.

Другое физическое ограничение импульсного тока и $P_{ср}$ связано с излучением сгустка при пролете анодного отверстия. Величину излученной энергии можно оценить, используя модель «срезания». Будем считать, что при влете в ускоряющий зазор сгусток является релятивистским. Поле точечного заряда, покидающего металлическую поверхность со скоростью света, имеет конфигурацию бесконечно тонкой полусферы, радиус которой увеличивается также со скоростью света (рис. 2). В этом случае из теоремы Гаусса следует, что модуль вектора напряженности электрического поля в точке с цилиндрическими координатами r, z в момент времени t_0 равен

$$|E| = \frac{q\delta(x)}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad x = \sqrt{r^2 + z^2} - ct_0 \quad (2.10)$$

где q — величина заряда; $\delta(x)$ — дельта-функция. Энергия, излученная сгустком длиной l в зазоре протяженностью L , будет равна той части энергии поля сгустка, которая «срезается» отверстием:

$$W_{изл} \approx -\frac{Z_0 l^2 i}{2\pi c} \ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a}{L} \right) \right| \quad (2.11)$$

Здесь a — радиус пролетного отверстия; $i = q/lc$ — импульсный ток

пучка; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — волновое сопротивление вакуума.

Отношение излученной энергии к кинетической энергии пучка равно

$$\frac{W_{изл}}{W_{кин}} = -\frac{IZ_0}{2\pi U_0} \ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a}{L} \right) \right| \quad (2.12)$$

где U_0 — энергия пучка в эВ. Правую часть (2.12) можно выразить через среднюю мощность пучка $P_{ср}$ и фазовую протяженность сгустка $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi = 2\pi ct/\lambda$):

$$\frac{W_{изл}}{W_{кин}} = -\frac{P_{ср} Z_0}{\Delta\varphi U_0^2} \ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a}{L} \right) \right| \approx \frac{P_{ср} Z_0}{\Delta\varphi U_0^2} \ln \left(\frac{U}{a} \right) \quad (2.13)$$

Из (2.13) следует ограничение на $P_{ср}$:

$$P_{ср} < \frac{\Delta\varphi U_0^2}{Z_0 \ln(U/a)} \quad (2.14)$$

Нужно отметить, что ограничение $P_{ср}$, связанное с излучением, является, как правило, более слабым, чем ограничение, связанное с действием пространственного заряда.

3. Детальное количественное изучение динамики пучка в пушках с током, близким к критическому, возможно только численными методами. Решение такой задачи требует достаточно точного учета полей излучения и, следовательно, решения уравнений Максвелла.

В свое время для расчета динамики сильноточного пучка в высокочастотном инжекторе нами была разработана вычислительная программа [5, 6]. В этой программе использовалась модель макрочастиц, собственное поле пучка определялось из решения уравнений Пуассона и решалась нестационарная задача движения пучка в высокочастотном электромагнитном поле, которое модулировало пучок по плотности. Рассматривались слаборелятивистские пучки, поэтому поля излучения не учитывались.

В известной программе ВСИ [7] решаются уравнения Максвелла и вычисляются поля излучения, но электронный сгусток моделируется одномерным и постоянным во времени распределением тока, максимум которого движется со скоростью света.

Для решения рассматриваемой задачи необходимо сочетание модели макрочастиц и определения собственно поля сгустка из уравнений Максвелла, что потребовало разработки специальной

вычислительной программы.

При расчете динамики частиц пучка в этой программе используется модель «cloud-in-cell» [8, 9]. Предполагается, что пучок и окружающие электроды обладают аксиальной симметрией. Электронный пучок представлен в виде совокупности макрочастиц, имеющих конечные продольный и поперечный размеры, которые меняются в зависимости от характера движения пучка. Таким образом, можно существенно уменьшить вычислительные дробовые шумы, возникающие в модели с точечными макрочастицами вследствие флуктуаций заряда в ячейке сетки.

Для вычисления траектории отдельной макрочастицы использовались уравнения движения в импульсном представлении, для их интегрирования применялась схема Бóриса [9].

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{(-)} &= \mathbf{u}^{n-1/2} + \mathbf{E}^n \Delta t \cdot e/2m, \\ \mathbf{u}' &= \mathbf{u}^{(-)} + \mathbf{u}^{(-)} \times \mathbf{t}, \\ \mathbf{u}^{(+)} &= \mathbf{u}^{(-)} + \mathbf{u}' \times \mathbf{S}, \\ \mathbf{u}^{n+1/2} &= \mathbf{u}^{(+)} + \mathbf{E}^n \Delta t \cdot e/2m, \\ \mathbf{r}^{n+1} &= \mathbf{r}^n + \mathbf{u}^{n+1/2} \Delta t / \gamma^{n+1/2}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь $\mathbf{u} \equiv \mathbf{v} \cdot \gamma$; \mathbf{v} — скорость макрочастицы, \mathbf{r} — ее координата, γ — релятивистский фактор;

$$\mathbf{t} = \mathbf{u}^n \Delta t e \mu_0 / (2mc \gamma^n),$$

$$\mathbf{S} = 2\mathbf{t} / (1 + t^2).$$

Эта схема дает второй порядок точности. Предполагается, что макрочастица имеет три компоненты скорости: v_r , v_z и v_ϕ . Электрическое поле является суперпозицией электростатического ускоряющего поля, создаваемого внешним источником, и вихревого поля, наведенного пучком; оно вследствие аксиальной симметрии имеет две компоненты: E_r и E_z . Магнитное поле является суперпозицией постоянного ведущего поля, имеющего две компоненты (радиальную и аксиальную), и вихревого поля, имеющего только азимутальную компоненту.

Вихревое электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, для численного интегрирования которых мы использовали метод Лакса [9, 10] с дробными шагами, дающий второй порядок точности. Пространственное расположение точек, где вычисляются значения компонент полей и их источников, указано на рис. 3.

Интегрируя уравнения Максвелла по площадям соответствующих контуров, можно получить схемы интегрирования:

$$\begin{aligned} E_{r,k}^{n+1/2} &= E_{r,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \frac{2}{\Delta z_j + \Delta z_{j-1}} \left(H_{\phi,k-1}^n - H_{\phi,k}^n \right) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_{r,k}^n, \\ E_{z,k}^{n+1/2} &= E_{z,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \frac{4}{(2r_i + \Delta r_i)^2 - (2r_i - \Delta r_{i-1})^2} \times \\ &\times \left[(2r_i + \Delta r_i) H_{\phi,k}^n - (2r_i - \Delta r_{i-1}) H_{\phi,k-k_{\max}}^n \right] - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_{z,k}^n, \\ H_{\phi,k}^{n+1} &= H_{\phi,k}^n - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \frac{E_{z,k}^{n+1/2}}{\Delta r_i} - \frac{E_{z,k+k_{\max}}^{n+1/2}}{\Delta r_i} + \frac{E_{r,k+1}^{n+1/2}}{\Delta z_j} - \frac{E_{r,k}^{n+1/2}}{\Delta z_j} \right\}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$, $\Delta z_j = z_j - z_{j-1}$. Таким образом, величины \mathbf{E} , \mathbf{r} определены в моменты времени $\Delta t \cdot n$, а величины \mathbf{H} , \mathbf{u} , \mathbf{J} — в моменты времени $(n + 1/2) \cdot \Delta t$.

Поскольку для интегрирования уравнений движения необходимо знать \mathbf{H} в момент времени $n \cdot \Delta t$, его можно получить простым усреднением:

$$\mathbf{H}^n = \frac{\mathbf{H}^{n-1/2} + \mathbf{H}^{n+1/2}}{2}.$$

В начальный момент времени в зазоре существует электростатическое поле. Его можно определить, решая уравнения Лапласа с соответствующими граничными условиями. На рис. 3 показаны точки, в которых определены значения потенциала электростатического поля. Интегрируя уравнение Лапласа по тору, сечение которого образовано прямыми, соединяющими центры ячеек сетки, получим разностную схему. Получившуюся систему линейных уравнений мы решали методом последовательной верхней релаксации. Для этого необходимо провести симметризацию матрицы системы A :

$$A\phi = AB^{-1}B\phi = AB^{-1}\psi = C\psi,$$

где $\psi = B\phi$; ϕ — вектор значений потенциала в узлах сетки; $C \equiv AB^{-1}$, B — диагональная матрица с элементами $B_{ii} = r_i(h_{i-1} + h_i)$, $h_i = r_{i-1} - r_i$.

Хотя мы интегрируем уравнения Максвелла и уравнения движения со вторым порядком точности, тем не менее возможны вычислительные погрешности, связанные с тем, что распределение

плотности тока в зазоре рассчитывается на основе модели макро-частиц. В результате возможно нарушение законов сохранения заряда и непрерывности тока. Поэтому целесообразно проверять точность выполнения этих законов в процессе вычислений. Наши расчеты показали, что относительная погрешность в выполнении законов сохранения при решении модельных задач на сетке $\sim 10^3$ элементов и числе макрочастиц $\sim 10^3$ составляет 10^{-3} , а при расчете конкретных конструкций — не более 10^{-2} .

Поскольку рассматриваемая нами система не является резонансной, уровень шумов в электромагнитных полях не возрастает. Поэтому при расчете мы не проводили коррекцию плотности тока, что необходимо при моделировании, например, некоторых процессов в плазме [9].

Плотность заряда вычисляется в момент времени $n \cdot \Delta t$, а плотность тока — в момент $(n+1/2) \Delta t$. При этом координаты макро-частиц в момент времени $(n+1/2) \Delta t$ определяются усреднением

$$r^{n+1/2} = \frac{r^n + r^{n+1}}{2}.$$

Отметим, что для устойчивости схемы Лакса необходимо выполнение условия Куранта

$$\Delta T < \frac{1}{c[\Delta r^{-2} + \Delta Z^{-2}]^{1/2}},$$

которое несколько модифицируется при наличии границ с условиями излучения.

Итак, полная схема моделирования следующая: Начинаем интегрирование с определения $E^0, r^0, u^{1/2}, H^{1/2}, J^{1/2}$.

Очевидно, $E^0 = \nabla \phi, Z^0 = 0, J^{1/2} = 0, u^{1/2} = 0$.

Далее проводим интегрирование по схеме:

- 1) по известным значениям $J^{n+1/2}, H^{n+1/2}, E^n$ вычисляем E^{n+1} ;
- 2) по известным значениям $H^{n+1/2}, E^n$ вычисляем $H^{n+3/2}$;
- 3) вычисляем H^{n+1} : $H^{n+1} = (H^{n+3/2} + H^{n+1/2})/2$;
- 4) по известным значениям $u^{n+1/2}, E^{n+1}, H^{n+1}$ вычисляем $u^{n+3/2}$;
- 5) по значениям $u^{n+3/2}, r^{n+1}$ вычисляем r^{n+2} ;
- 6) по значениям r^{n+2} ; вычисляем q^{n+2} ;
- 7) вычисляем $r^{n+3/2}$: $r^{n+3/2} = (r^{n+2} + r^{n+1})/2$;
- 8) вычисляем плотность тока $J^{n+3/2}$ по известным $r^{n+3/2}, u^{n+3/2}$;
- 9) делаем проверку выполнения условий $\text{div } J = -\frac{\partial q}{\partial t}, \text{div } E = q/\epsilon_0$.

Процедура интегрирования заканчивается после того, как пу-

чок покидает систему; далее ведется расчет энергии, излученной пучком.

4. С помощью описанной выше вычислительной программы были сделаны расчеты пушки, изображенной схематически на рис. 1, при следующих значениях параметров: $L=2$ см, $a=1$ см, $r=0,5$, $ct=1$ см, $U=1$ МВ. Согласно (2.7) с учетом зависимости P_0 от напряжения $I_{кр} \approx 1$ кА; $W_{изл}/W_{кин} \approx 8\%$ в соответствии с (2.12) при $I=1$ кА. По характеру динамики сгустка можно условно выделить три этапа (рис. 4):

а) режим малого пространственного заряда, когда собственное поле сгустка оказывает малое влияние на его динамику; в этом случае $I_e \ll I_{кр}$;

б) переходный режим, когда собственное поле сгустка приводит к значительному увеличению его длины, но при этом еще не наступает ограничения эмиссии пространственным зарядом; этот режим соответствует $I_e \sim I_{кр}$;

в) режим насыщения, когда $I_e > I_{кр}$. В этом случае существенная часть фотоэлектронов возвращается обратно на катод, а на динамику пучка оказывают существенное влияние его собственные поля, включая поля излучения.

Наличие этих режимов хорошо просматривается на кривых рис. 4, для которых $I_{кр} \approx 1,5$ кА, что согласуется с оценкой по формуле (2.7).

Для $I_e < 1$ кА длина сгустка практически не меняется, а потери на излучение линейно растут с энергией (током) сгустка. При этом $d(W_{изл}/W_{кин})/dI_e \approx 6 \cdot 10^{-2}$ кА $^{-1}$, что хорошо согласуется с оценкой по формуле (2.12) (которая дает для этих параметров значение $8 \cdot 10^{-2}$ кА $^{-1}$). При $1 \text{ кА} < I_e < 2 \text{ кА}$ происходит резкое увеличение длины сгустка, в то же время ограничения заряда еще не наступают. При $I_e > 2$ кА пространственный заряд ограничивает ток в сгустке. Длина сгустка, отношение $W_{изл}/W_{кин}$ и энергетический разброс мало изменяются с ростом тока эмиссии (так как не растет заряд сгустка). Величина $W_{изл}/W_{кин}$ здесь незначительна и составляет примерно 5%.

Из изложенного выше можно сделать вывод, что нецелесообразно использовать электронную пушку с фототоком, превышающим $I_{кр}$, так как в этом случае неполно используется фототок (и, соответственно, мощность лазера), а удлинение сгустка резко снижает эффективность ВЧ-генератора.

Таким образом, наиболее существенным фактором, ограничивающим среднюю мощность пучка в пушке без дополнительной попе-

речной компрессии сгустка после ускорения, является действие пространственного заряда, а не полей излучения.

Следует отметить, что расчеты, результаты которых приведены на рис. 4, проделаны для пучка с постоянными поперечными размерами, поскольку исследовалась продольная динамика. Постоянство поперечных размеров можно обеспечить введением сопровождающего продольного магнитного поля.

В расчетах напряжение на зазоре U было принято постоянным. При параметрах, указанных выше, это условие выполняется достаточно хорошо: из-за появления в анодной цепи переменной составляющей тока напряжение U меняется незначительно (емкость зазора $C \approx 1$ пФ).

Полученные результаты позволяют сделать вывод о малой пригодности «классической» схемы лазертрона (без поперечной компрессии сгустка) для создания мощных (10^2 – 10^3 МВт) ВЧ-генераторов на малые длины волн (5–10 см). Однако в качестве инжектора периодической последовательности коротких и высокоэффективных (до 10^{12} частиц) сгустков электронов эта схема, на наш взгляд, представляется интересной.

Авторы выражают благодарность А.Н. Скринскому за постановку задачи и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson P.P. IEEE, NS-28, N 3 (1981), 2742.
2. Sinclair C.K., Miller R.U. IEEE, NS-28, (1981), 2649.
3. Yoshioka M. et al. Proc. of the 1984 Linear Accelerator Conference, GSI-84-11, 469, Sept. 1984.
4. Garwin E.L. et al. SLAC-PUB-3650, April 1985.
5. Карлинер М.М., Лысянский П.Б., Фомель Б.М., Яковлев В.П. Препринт ИЯФ 80-165 (1980).
6. Гришанов Б.И., Кузнецов Г.И., Ульянов Ю.И., Чибуков Ю.Я., Яковлев В.П., Яснов Г.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1984, вып.1 (18), с.10.
7. Weiland T. CERN/ISR-TH/80-07.
8. Лысянский П.Б., Фомель Б.М., Яковлев В.П. Препринт ИЯФ 77-117 (1977).
9. Лэнгдон А., Лозински Б. В кн.: Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980, с.354.
10. Weiland T. CERN/ISR-TH/80-24.

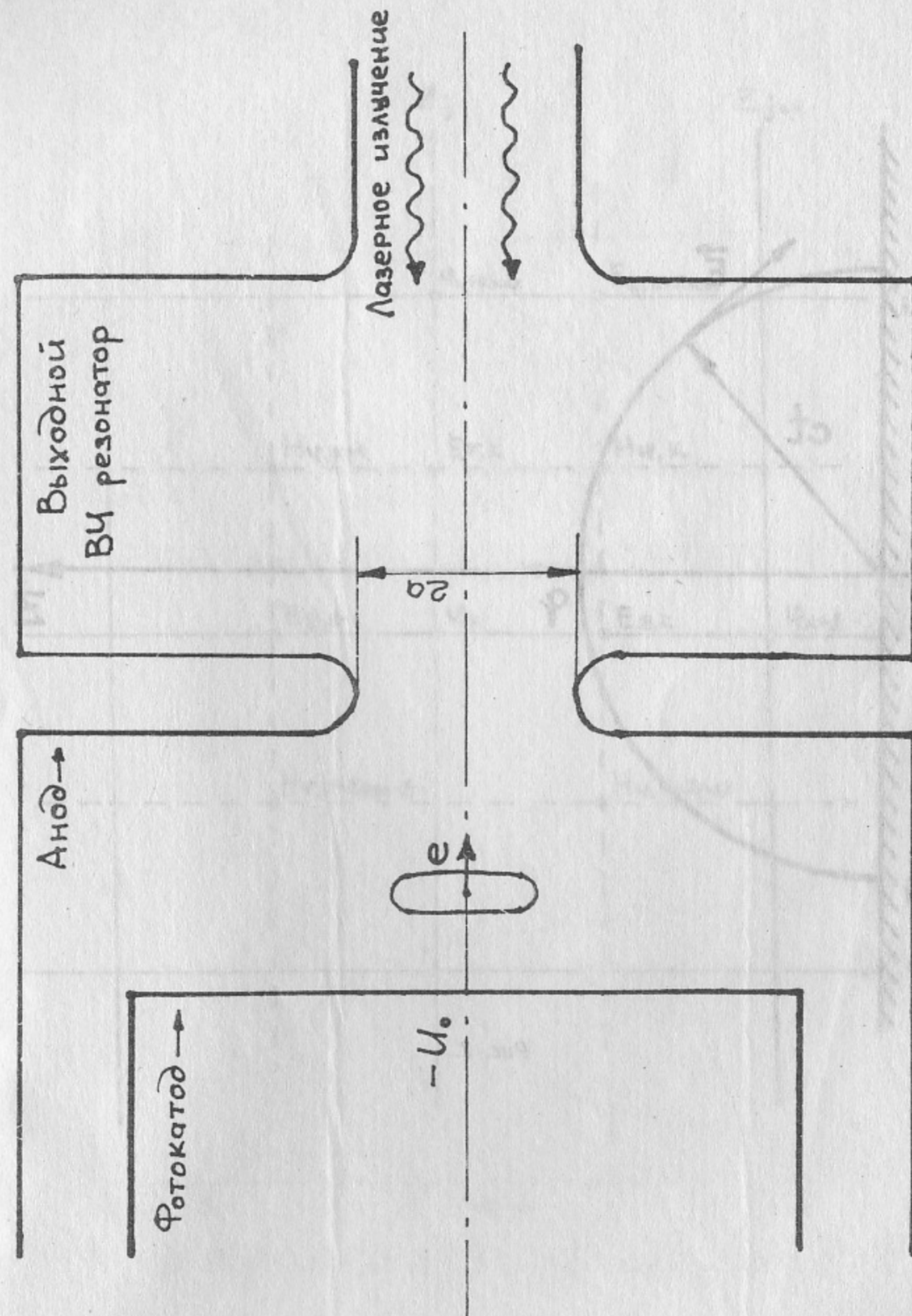


Рис. 1.

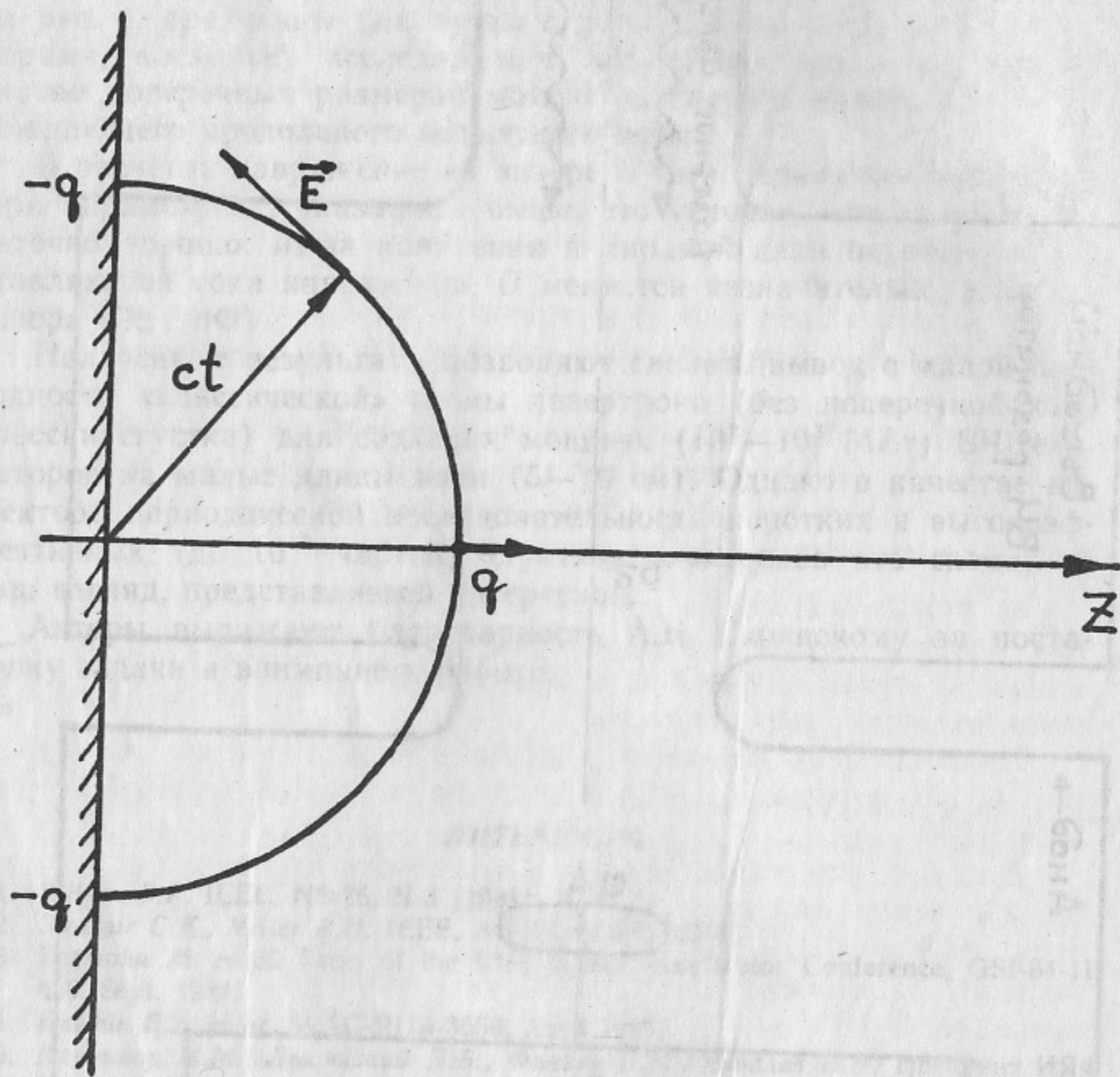


Рис. 2.

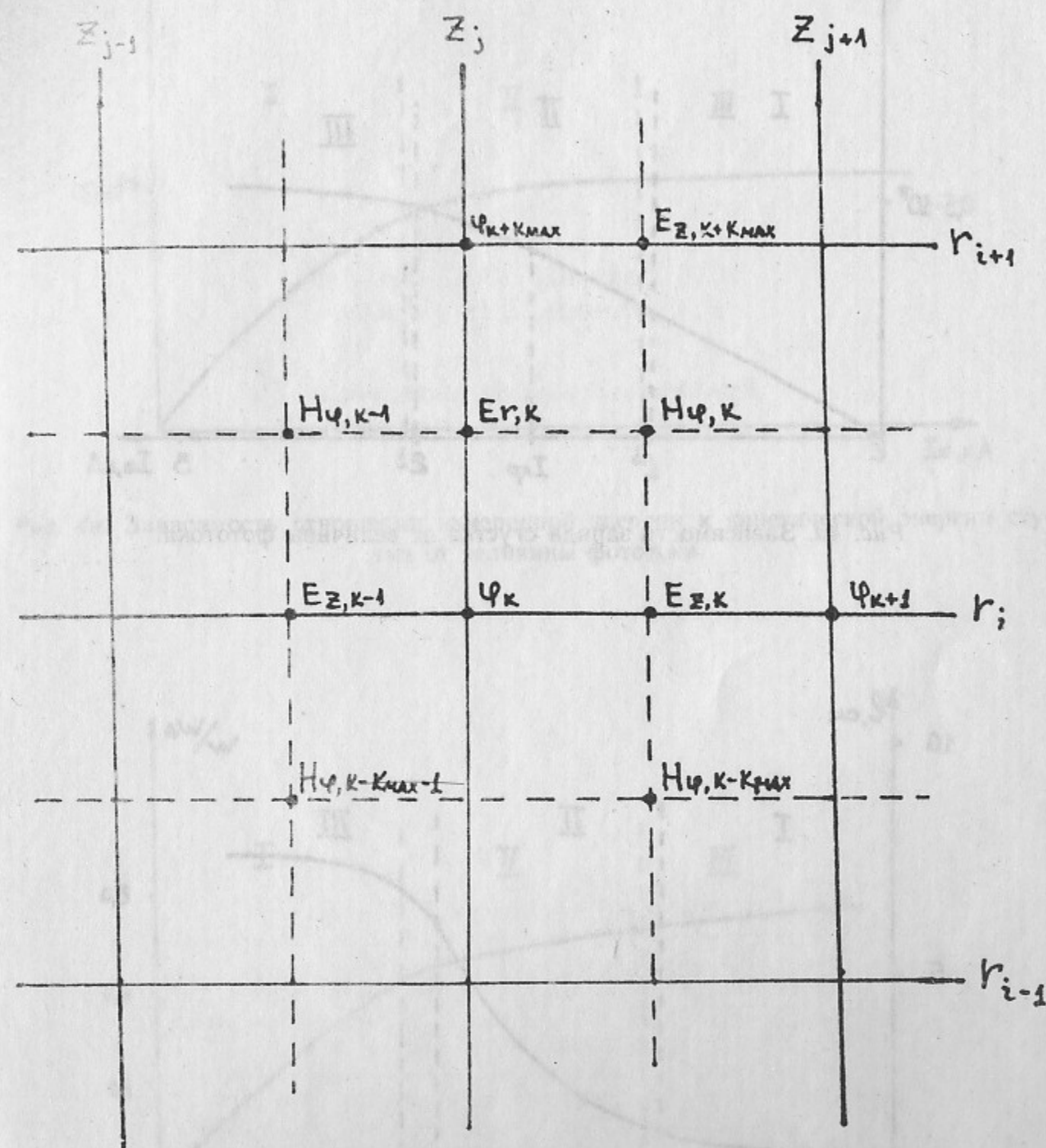


Рис. 3.

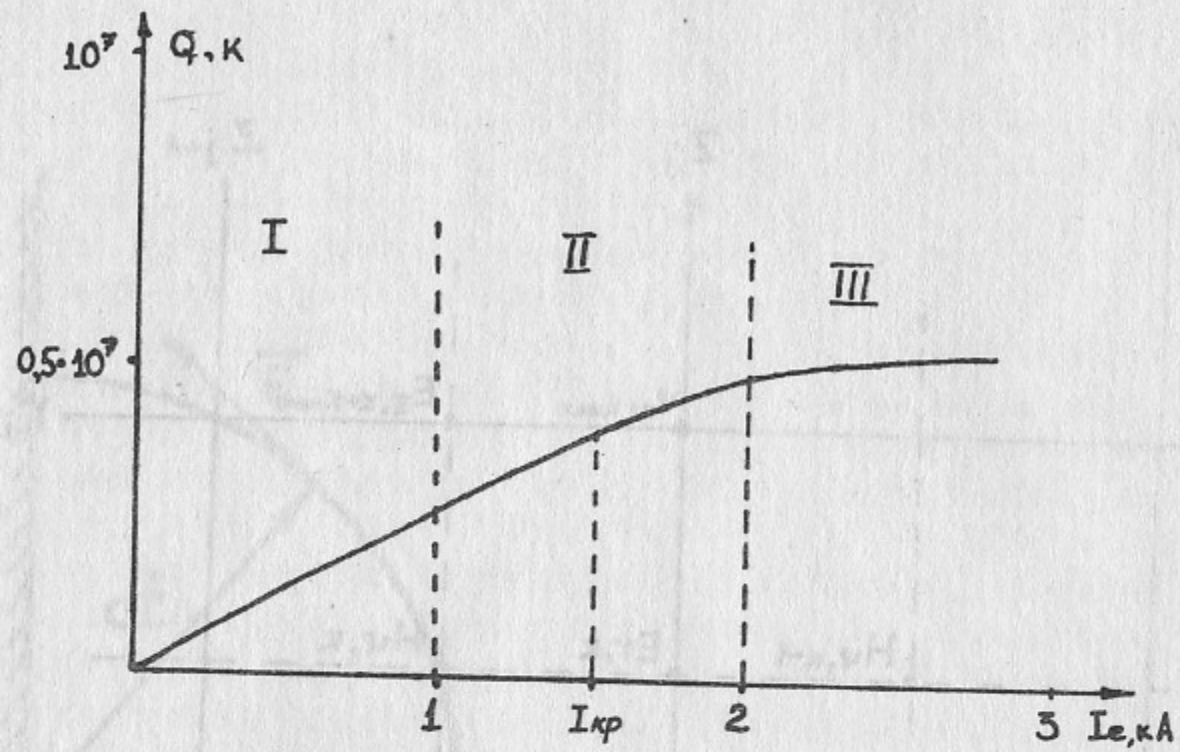


Рис. 4а. Зависимость заряда сгустка от величины фототока.

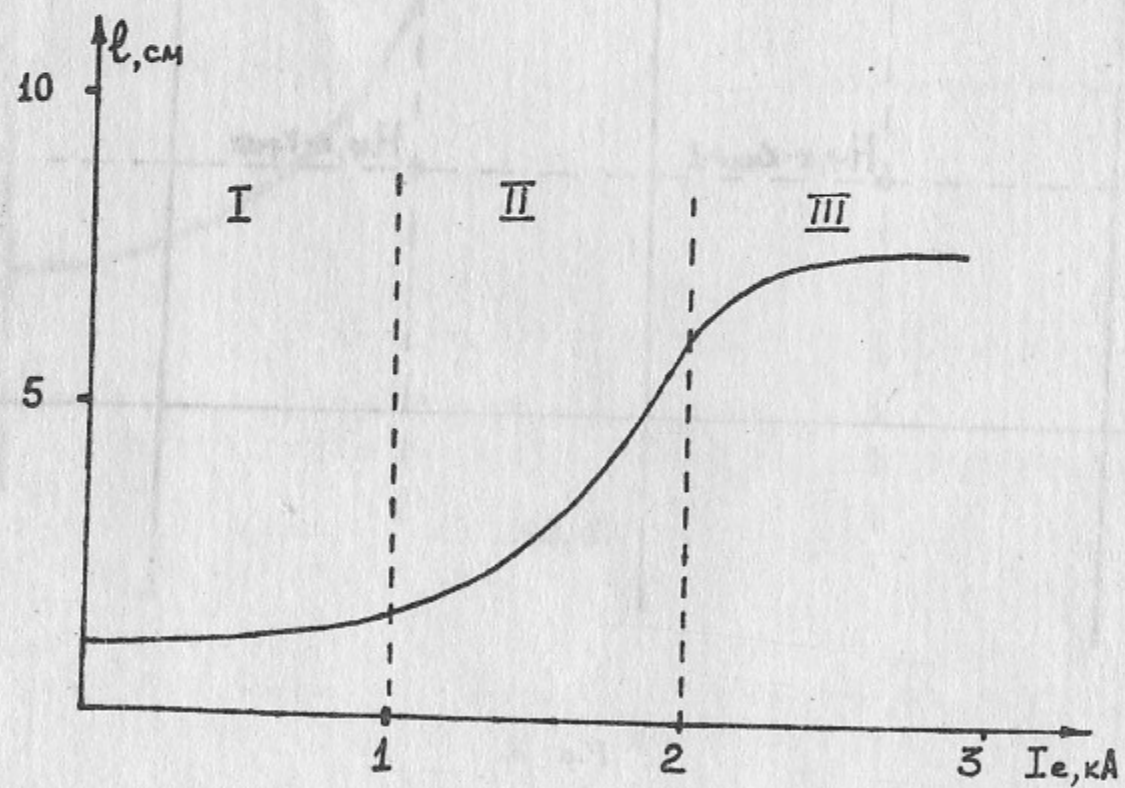


Рис. 4б. Зависимость длины сгустка от величины фототока.

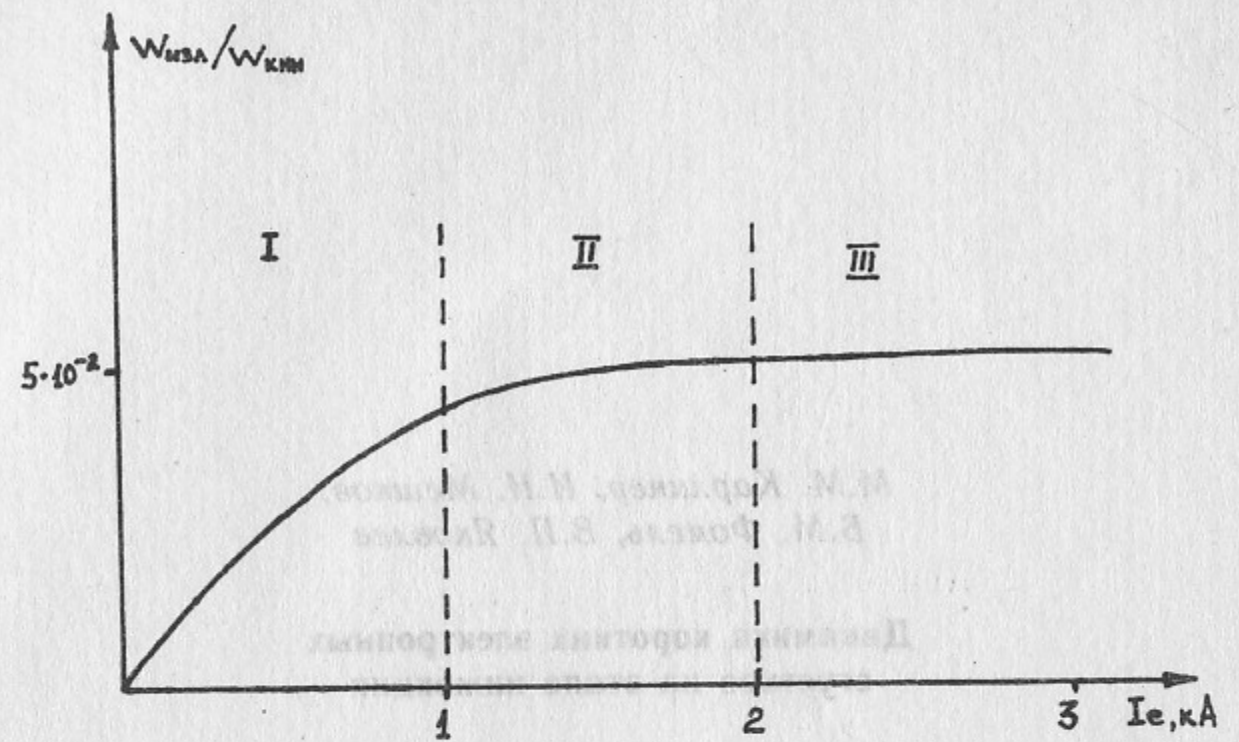


Рис. 4в. Зависимость отношения измеренной энергии к кинетической энергии сгустка от величины фототока.

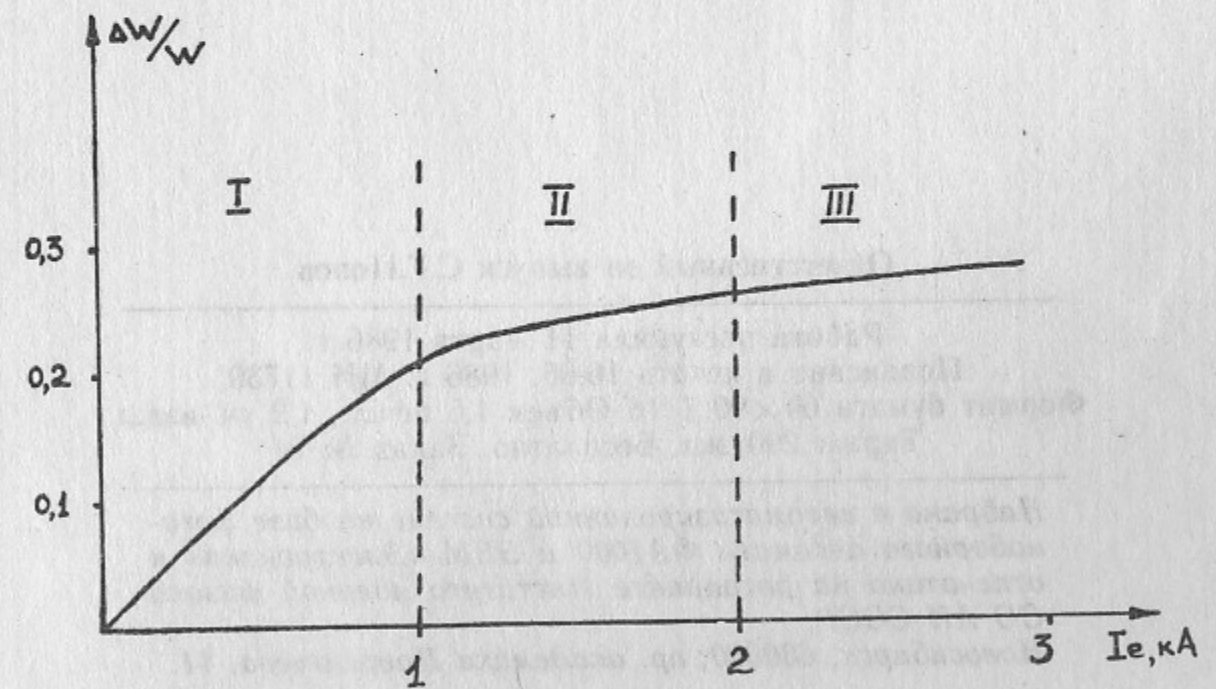


Рис. 4г. Зависимость относительного энергетического разброса от величины фототока.

*М.М. Карлинер, И.Н. Мешков,
Б.М. Фомель, В.П. Яковлев*

**Динамика коротких электронных
сгустков на этапе инжекции**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 11 марта 1986 г.
Подписано в печать 16.05. 1986 г. МН 11730
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 81

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*