



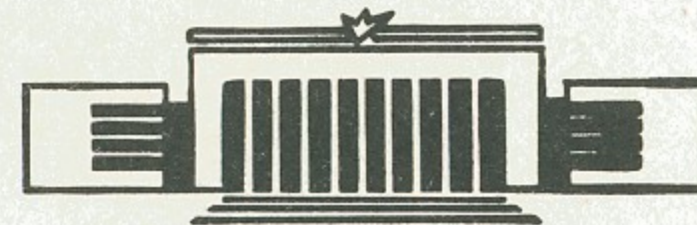
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

17

С.Б.Вассерман, В.П.Ильин, В.М.Радченко,  
В.М.Свешников, Н.Г.Хавин

ОПТИКА УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТРУБКИ  
ГЕНЕРАТОРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
ЭЛИТ-3А

ПРЕПРИНТ 85-28



НОВОСИБИРСК

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
I. ВВЕДЕНИЕ .....	4
2. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТРУБКИ ..	4
3. ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА .....	7
3.1. Формирование пучка в начальной части ускорения	7
3.1.1. Плотность тока и распределение потен- циала .....	7
3.1.2. Влияние сетки на формирование пучка ....	8
3.1.3. Допустимое магнитное поле на катоде ....	10
3.2. Прохождение пучка в тракте трубки после началь- ного формирования .....	11
3.2.1. Уравнения движения электрона в аксиально- симметричных электрических и магнитных полях .....	11
3.2.2. Основные условия сохранения ламинарнос- ти пучка .....	12
3.2.3. Нарушения ламинарности пучка; количест- венные оценки .....	13
4. РАСЧЕТ ОГИБАЮЩЕЙ ПУЧКА .....	18
4.1. Расчет на основе ламинарной модели .....	18
4.2. Расчет методом траекторного анализа в самосог- ласованных полях .....	19
4.3. Результаты расчетов и экспериментальные данные	21
Приложение I. К РАСЧЕТУ ОПТИКИ ПИРСА СО СХОДЯЩИМСЯ ПУЧКОМ СФЕРИЧЕСКОГО ТИПА .....	24

Приложение 2. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТ- НОЙ ЛИНЗЫ .....	28
--	----

ЛИТЕРАТУРА .....	33
------------------	----

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Генератор электронного пучка ЭЛИТ-ЗА [1] был разработан для питания импульсного гирокона [2] позитронного источника накопителя ВЭШ-4 [3]. Пучок электронов на выходе из ЭЛИТ-ЗА имеет следующие номинальные параметры: энергия ускоренных электронов  $1,6 \text{ МэВ} \pm 1\%$ ; амплитуда прямоугольного импульса тока пучка  $57 \text{ А}$ ; длительность импульса тока  $11,5 \text{ мкс}$ ; полная энергия в импульсе  $1 \text{ кДж}$ ; частота следования импульсов  $1 \text{ Гц}$ . Для хорошего токопрохождения через элементы развертки и проводки пучка в гироконе и обеспечения высокого к.п.д. преобразования кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-колебаний ускоренный в ЭЛИТ-ЗА пучок должен иметь достаточно малый фазовый объем.

Настоящая работа посвящена вопросам оптики ускорительной трубки генератора ЭЛИТ-ЗА. Другие вопросы работы трубки и ее конструкция описаны в [4].

### 2. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТРУБКИ (Рис.1)

Ускоряющее напряжение  $U_{\text{уск}}$ , создаваемое высоковольтным генератором [1], приложено ко всей трубке, кроме последних двух секций. За время прохождения импульса тока ускоренных частиц оно меняется  $\sim$  на  $10\%$  (вначале увеличиваясь, потом уменьшаясь по абсолютной величине). Для получения заданной монохроматичности пучка на выходе из трубки к последним двум секциям приложено напряжение коррекции энергии ускоренных электронов (рис.1), которое в начале и конце импульса тока доускоряет частицы, а в середине импульса тормозит их. В итоге суммарное ускоряющее напряжение получается постоянным за время импульса (рис.2). Ускорение электронов происходит на 4-х участках тракта трубки, каждый из которых расположен в одном из ее модулей [4]. Кривая распределения потенциала вдоль оси трубки (относительно катода) изображена на рис.1б.

В дрейфовых промежутках между участками ускорения расположены линзы 3 (рис.1а) из постоянных магнитов, создаю-

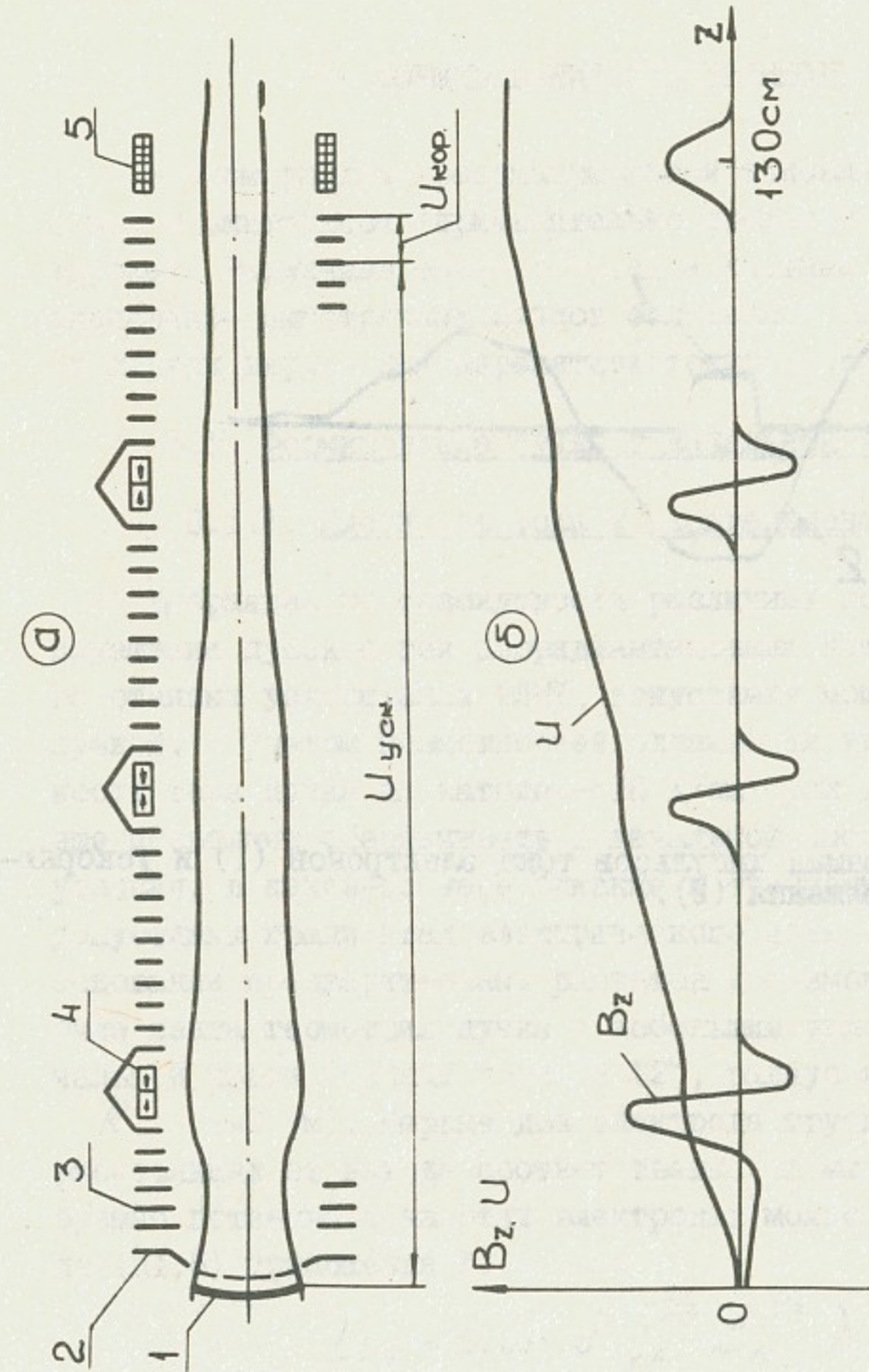


Рис.1. Электронно-оптическая система ускорительной трубки ЭЛИТ-ЗА.

а - тракт и его элементы: 1 - катод электронной пушки; 2 - управляющая сетка; 3 - электроды трубки; 4 - линзы из постоянных магнитов; 5 - импульсная магнитная линза.  
б - кривые изменения потенциала вдоль трубки относительно катода ( $U$ ) и магнитного поля на оси ( $B_z$ ).

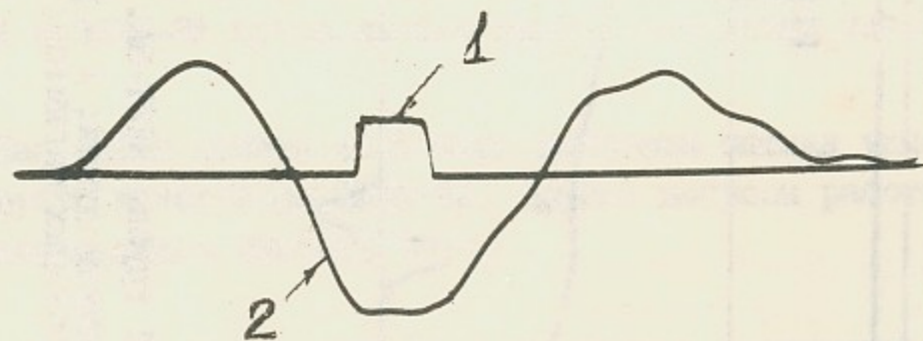


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока электронов (1) и ускоряющего напряжения (2).

щие аксиально-симметричное магнитное поле. Кроме фокусировки пучка, линзы (прежде всего 2-я и 3-я от катода) предназначены для сведения к минимуму возможных смещений пучка от оси трубки. На выходе из трубки расположена электромагнитная импульсная линза 4 (соленоид), создающая квазипостоянное поле. Распределение магнитной индукции  $B_z$  на оси тракта показано на рис. 1б.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В этом разделе рассматриваются условия формирования пучка с малым эмиттансом (применительно прежде всего к описываемой трубке). Различные общие вопросы и частные случаи формирования аксиально-симметричных пучков изложены в работах [5-9] и др. (в первых двух - для нерелятивистских пучков).

#### 3.1. Формирование пучка в начальной части ускорения

##### 3.1.1. Плотность тока и распределение потенциала

Выбранная по совокупности различных соображений (опыт эксплуатации пушек с гексаборидлантановыми катодами в ранее разработанных ускорителях ЭЛИТ, допустимая мощность, потребляемая пучком, с учетом возможностей охлаждения трубки и др.) плотность тока пучка на катоде  $\sim 10 \text{ A/cm}^2$  при диаметре катода 30 мм еще позволяет обеспечивать в начальной части ускорения пучка условия, в какой-то мере близкие к требуемым оптикой Пирса, при допустимых градиентах электрического поля на электродах. На основании предварительных расчетов и возможностей конструкции была взята геометрия пучка с небольшим углом сходимости в начальной части (полный угол  $\sim 12^\circ$ , радиус кривизны катода

$R_k = 143 \text{ мм}$ ). Первые два электрода трубки расположены на расстояниях от катода соответственно 21 мм и 36 мм (рис. 1). Требуемые потенциалы на этих электродах можно определить по формуле (III.5) приложения I.

$$U_N = 5.68 \cdot 10^3 \cdot j_k^{2/3} \cdot Z_N^{1/3} \cdot \lambda^{-2/3}$$

где  $N$  - номер электрода.

Расчетная плотность тока пучка электронов на катоде в номинальном режиме ( $J = 57 \text{ A}$ ) составляет  $8 \text{ A/cm}^2$ . С учетом проз-

рачности сетки 2 (рис.1) это соответствует фактической плотности тока на катоде, как отмечалось,  $\sim 10 \text{ А/см}^2$ .

$$\text{Для } Z_1 = 2,1 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$R = R_k - Z_1 = 14,3 \cdot 10^{-2} - 2,1 \cdot 10^{-2} = 12,2 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

Параметр  $R_k/R_a = 14,3/12,2 = 1,17$ , для которого  $\lambda^{-2/3}$  по рис. III-I приложения I равно 1,18. При этих величинах получаем:

$$U_1 = 5,68 \cdot 10^3 (8 \cdot 10^4)^{2/3} \cdot (2,1 \cdot 10^{-2})^{4/3} \cdot 1,18 = 7,17 \cdot 10^5 \text{ В} = 71,7 \text{ кВ.}$$

Аналогичный расчет для второго электрода дает  $U_2 = 170 \text{ кВ}$ .

Фактические напряжения на этих электродах (средние за время импульса тока)  $U_1 = 79 \text{ кВ}$  и  $U_2 = 124 \text{ кВ}$ . Как видно из этих цифр, требуемое распределение напряжения вдоль пучка удается обеспечить только на длине порядка радиуса катода.

### 3.1.2. Влияние сетки на формирование пучка

Обеспечивая запирающие ток с катода до и после рабочего импульса (рис.2), сетка выполняет еще несколько важных функций:

а) позволяет сохранять неизменный ток пучка во времени при меняющихся за время импульса тока, как отмечалось в разделе 2, градиентах ускоряющего напряжения.

б) обеспечивает равномерную плотность тока пучка на входе в ускорительный тракт, что при достаточно грубом выполнении требования оптики Пирса - без сетки может не обеспечиваться;

в) позволяет за счет увеличения сеточного напряжения поддерживать номинальный ток пучка при снижении эмиссии катода и продлить тем самым срок службы пушки.

Воздействие сетки на параметры пучка связано с изменением потенциала в этом месте по сравнению с "естественным" (при отсутствии сетки). Это, как известно, приводит к появлению углового разброса частиц в ячейках сетки и появлению соответствующего фазового объема. Оценим его величину для случая формирования сеточного напряжения, когда оно в отдельные периоды достигает  $\sim 1,5$ -кратного значения от величины в режиме "трех вто-

рых".

При токе с катода  $\sim 70 \text{ А}$  напряжение на сетке в режиме "трех вторых" (по характеристике пушки) составляет  $\sim 5,5 \text{ кВ}$ . Это соответствует зазору сетка-катод  $\sim 3 \text{ мм}$  и напряженности электрического поля на внутренней поверхности сетки

$$E_{вн} = \frac{4}{3} \cdot \frac{U_c}{d} = \frac{4 \cdot 5,5}{3 \cdot 0,3} \approx 25 \text{ кВ/см.}$$

На наружной поверхности сетки (с точностью до влияния частичной непрозрачности ее) напряженность электрического поля такая же. При 1,5-кратном напряжении на сетке (в режиме насыщения)  $U_c = 1,5 \cdot 5,5 = 8,3 \text{ кВ}$

$$\frac{U_c}{d} < E_{вн} < \frac{4}{3} \frac{U_c}{d} \quad \text{или}$$

$$27,5 < E_{вн} < 36,7 \text{ кВ/см.}$$

Примем для оценки  $E_{вн} = 35 \text{ кВ/см}$ . На наружной поверхности остается прежняя напряженность:  $E_{нар} = 25 \text{ кВ/см}$ . Рассматривая ячейки сетки как отдельные диафрагмы с отверстиями, имеющими диаметр 3 мм, найдем фокусное расстояние ячейки [5]

$$f = \frac{4 \cdot U_c}{E_{нар} - E_{вн}} = \frac{4 \cdot 8,3}{25 - 35} = -3,3 \text{ см.}$$

Ячейки сетки рассеивают при этих условиях проходящие сквозь них струйки пучка с угловым разбросом

$$\tan \frac{\varphi}{2} = \frac{0,15}{3,3} = 0,045.$$

Эмиттанс пучка на выходе из сетки

$$\mathcal{E} = 1,5 \cdot 0,045 \approx 0,07 \text{ см} \cdot \text{рад.}$$

С пересчетом на полную энергию ускоренных электронов

$$\mathcal{E}_c = \mathcal{E} \frac{(\beta\gamma)_{8,3 \text{ кэВ}}}{(\beta\gamma)_{1600 \text{ кэВ}}} = 0,07 \frac{0,18}{4,01} \approx 3 \text{ см} \cdot \text{мрад.}$$

Реально, эмиттанс пучка, обусловленный линзовым эффектом ячеек сетки, меньше, поскольку рассмотренный режим не является типичным.

### 3.1.3. Допустимое магнитное поле на катоде

При выборе оптимального закона изменения магнитного поля на оси ближайшей к катоду линзы (рис.1) необходимо учитывать, какую величину поля можно допустить на катоде. Наличие продольного магнитного поля на катоде приводит в соответствии с теоремой Буша (см., например, [7]) к появлению азимутальной составляющей скорости на участках, где нет магнитного поля. В свободном пространстве такой пучок рано или поздно становится расходящимся даже при отсутствии сил объемного заряда.

В нашем случае важно, чтобы связанное с этим эффектом дополнительное распыление пучка при транспортировке в гироконе (от линзы на входе до коллектора, что составляет  $\sim 1,5$  м) было в допустимых пределах.

Начальный диаметр пучка на этом участке возьмем равным 2 см. Такой диаметр при номинальных параметрах (1,6 МэВ, 57 А) является, как можно убедиться расчетом [8], минимальным, "простреливающим" длину 1,5 м. Угловая скорость граничного электрона по теореме Буша

$$\dot{\theta} - \dot{\theta}_k = -\frac{e}{m_0} \cdot \frac{\psi - \psi_k}{2\pi\gamma \cdot z^2}, \quad (3.1)$$

где  $\psi_k$  - магнитный поток, пронизывающий катод;

$$\psi_k = B_k \cdot \pi \cdot z_k^2,$$

$$z_k = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ м};$$

$\psi$  - магнитный поток, пронизывающий контур пучка в рассматриваемом месте;  $\psi = 0$  (свободное пространство);

$z$  - радиус пучка в рассматриваемом месте;  $z_{нар} = 10^{-2}$  м;

$\gamma = 4,13$ .  $\dot{\theta}_k$  - угловая скорость электронов на поверхности катода;  $\dot{\theta}_k = 0$ .

Подставляя величины в (3.1), получаем:

$$\dot{\theta} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\pi \cdot (1,5 \cdot 10^{-2})^2 \cdot B_k}{2\pi \cdot 4,13 \cdot (10^{-2})^2} = 4,8 \cdot 10^{10} \cdot B_k.$$

Тангенциальная скорость граничных электронов

$$v_{\theta} = \dot{\theta} \cdot z = 4,8 \cdot 10^{10} \cdot B_k \cdot 10^{-2} = 4,8 \cdot 10^8 \cdot B_k.$$

Расширение пучка, обусловленное только этим эффектом, определим для случая цилиндрического (в начале области)

пучка с малым объемным зарядом. Его радиус будет возрастать со временем по закону (частицы движутся по инерции):

$$z = \sqrt{z_{нар}^2 + (v_{\theta} \cdot t)^2}$$

и после прохождения всей длины ( $t \approx 1,5 / 3 \cdot 10^8 = 5 \cdot 10^{-9}$  с)

станет равным  $z_{кон} = \sqrt{z_{нар}^2 + (v_{\theta} \cdot 5 \cdot 10^{-9})^2}$ . Приняв

$z_{кон} \leq 1,5 \cdot 10^{-2}$  м и подставив значение  $v_{\theta}$ , получим

$$\sqrt{(10^{-2})^2 + (4,8 \cdot 10^8 \cdot B_k \cdot 5 \cdot 10^{-9})^2} \leq 1,5 \cdot 10^{-2},$$

откуда

$$B_k \leq 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл} = 45 \text{ Гс}.$$

Фактическая величина поля на катоде от ближайшей линзы составляет  $\sim 35$  Гс.

### 3.2. Прохождение пучка в тракте трубки после начального формирования

#### 3.2.1. Уравнения движения электрона в аксиально-симметричных электрических и магнитных полях

Дифференциальное уравнение радиального движения электрона под действием статических (или квазистатических) сил со стороны электрического и магнитного полей (внешних и пучка) в цилиндрических координатах записывается в виде

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \dot{r}) - \gamma m_0 \dot{\theta}^2 r = e E_r + e z \dot{\theta} B_z - e \dot{z} B_{\theta}, \quad (3.2)$$

где  $\dot{\theta}$  определяется по формуле (3.1), являющейся решением дифференциального уравнения для азимутального движения;

$\gamma$  определяется потенциалом  $U$  в данной точке (относительно катода):

$$\gamma(z, z) - 1 = \frac{U(z, z) e}{m_0 c^2}; \quad (3.3)$$

$E_z$  - радиальная составляющая суммарного электрического поля (внешнего и - от пространственного заряда пучка);

$B_z$  - суммарная продольная составляющая магнитного поля (внешнего и - от азимутальной составляющей тока пучка);

$B_\theta$  - азимутальная составляющая магнитного поля, обусловленная током пучка.

### 3.2.2. Основные условия сохранения ламинарности пучка

Допустим, в области начального формирования получен ламинарный пучок с резко очерченной границей, с одинаковой плотностью заряда по сечению, с одинаковой угловой скоростью электронов и малыми углами, которые траектории составляют с осью тракта. В этом случае при прохождении электронов в пределах параксиальной области внешних электрических и магнитных полей, малом провисании потенциала по радиусу пучка и - сохранении малых углов траекторий с осью последний будет оставаться ламинарным и дальше. Это утверждение достаточно очевидно, но некоторые пояснения требуются. В параксиальной области внешних полей при фиксированном  $z$  по определению:

$$E_z(z) = \text{const}; \quad (3.4)$$

$$B_z(z) = \text{const}; \quad (3.5)$$

$$E_r \propto r. \quad (3.6)$$

Из принятых допущений и условий с учетом реальных параметров рассматриваемой электронно-оптической системы следует:

$$\dot{\theta}_z = \text{const}; \quad (3.7)$$

$$E_{z \text{ пучка}} \propto r; \quad (3.8)$$

$$B_\theta \propto r; \quad (3.9)$$

продольное магнитное поле от азимутальной составляющей тока пучка практически равно нулю;

$$\gamma(z) = \text{const} \quad (3.10)$$

поскольку провисание потенциала от границы пучка до оси, с хорошей точностью определяемое выражением

$$\Delta U \approx \frac{30 \cdot J}{\beta}, \quad (3.11)$$

где  $J$  - ток пучка, при энергии 100 кэВ и выше не превышает 3 кВ;

$$\dot{z}(z) = \text{const}. \quad (3.12)$$

В итоге все силы (обусловленные полями и центробежная) в уравнении (3-2) получаются пропорциональными расстоянию электрона до оси, радиальная скорость частиц следовательно также пропорциональна радиусу, и пучок остается ламинарным с однородным распределением заряда и плотности тока по сечению.

Стоит попутно отметить, что в случае трубчатого пучка отсутствие пропорциональности сил объемного заряда и магнитного стягивания радиусу меняет ситуацию, и задача сохранения ламинарности пучка, в частности, после прохождения фокусирующих линз, усложняется.

### 3.2.3. Нарушения ламинарности пучка; количественные оценки

К факторам, вызывающим нарушения ламинарности пучка, прежде всего относятся отклонения реальных внешних полей от идеальных, удовлетворяющих условиям (3.4) - (3.6).

В течение импульса тока, кроме того, могут происходить изменения геометрии (размера и углов) пучка из-за упоминавшегося изменения градиентов электрического поля во времени и возрастания степени компенсации пространственного заряда электронов зарядом положительных ионов, возникающих от ионизации остаточного газа. Если при этом пучок в каждый момент времени и сохраняет ламинарность, интегрально за импульс он обладает некоторым эквивалентным фазовым объемом. Эти эффекты также рассматриваются ниже.

Внешнее электрическое поле в ускорительных трубках с ЭОС, подобными рассматриваемой, как правило, не должно влиять на качество пучка. Во всяком случае, достаточно обеспечить такой закон изменения потенциала на оси трубки, при котором степенной ряд, представляющий  $U(z)$ , не содержит бы членов разложения выше  $z^2$ , чтобы условия параксиальности (3.4) и (3.6) обеспечивались. Это следует из того, что составляющие аксиально-симметричного электрического поля, как известно, могут быть представлены в виде рядов

(см., например, [10]), члены которых содержат коэффициенты, определяемые значениями потенциала на оси и его производными по  $z$  :

$$E_z(z, z) = \frac{U''(z)}{2} z - \frac{U''''(z)}{16} z^3 + \dots ;$$

$$E_z(z, z) = -U'(z) + \frac{U'''(z)}{4} z^2 - \dots ,$$

в которых все члены, кроме первых, в этом случае равны нулю. Для  $E_z(z)$  это справедливо и при наличии в разложении  $U(z)$  кубического члена.

Что касается магнитных линз, часто использовавшихся и используемых в ускорительных трубках ИЯФ, в том числе и в рассматриваемой трубке (рис.1), то в них, как правило, имеют место aberrации, которые в той или иной мере вызывают возмущения структуры пучка.

Поле на оси линз из постоянных магнитов обычно имеет вид синусоиды или отдельных ее полуволн. Как и для электрического поля, можем представить

$$B_z(z, z) = B_z(z, 0) - \frac{B_z''(z, 0)}{2^2} z^2 + \frac{B_z''''(z, 0)}{2^2 \cdot 4^2} z^4 - \dots (3.13)$$

Для поля на оси вида  $B_z(z, 0) = B_m \sin \frac{\pi}{\ell} z$ , где  $\ell$  - длина полуволны синусоиды, получаем

$$B_z(z, z) = B_m \sin \frac{\pi}{\ell} z + B_m \left(\frac{z}{\ell}\right)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \sin \frac{\pi}{\ell} z + \dots = \\ = B_m \sin \frac{\pi}{\ell} z \left(1 + \left(\frac{z}{\ell}\right)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 + \left(\frac{z}{\ell}\right)^4 \frac{\pi^4}{2^2 \cdot 4^2} + \dots\right).$$

Обычно радиус пучка  $z$  заметно меньше  $\ell$  и поэтому можно оставить в разложении  $B_z(z, z)$  только первые два члена

$$B_z(z, z) \approx B_m \sin \frac{\pi}{\ell} z \left(1 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{z}{\ell}\right)^2\right). (3.14)$$

Поле растет с радиусом, причем характер зависимости от  $z$  в этом случае (синусоидальное поле) остается неизменным при любом  $z$ .

Степень неоднородности поля, определяемая отношением  $z/\ell$ , является только одним из параметров, влияющих на качество пучка. Эффективный фазовый объем, появляющийся в пучке после прохождения линзы, будет, естественно, зависеть и от абсолютного значения поля в линзе и - энергии электронов в пучке. Количественная оценка эффективного эмиттанса с учетом перечисленных факторов приводится в приложении.2.

Используя полученную в нем формулу (П2.4), параметры линз и данные расчета огибающей пучка в трубке (см. раздел 4.3), можем определить величины эффективных эмиттансов, появляющихся в пучке после прохождения магнитных линз. Простой анализ показывает, что основной вклад дает ближайшая к катоду линза, имеющая сравнительно небольшое фокусное расстояние - 17 см (у 2-ой линзы  $f = 88$  см), а радиус пучка в этом месте - наибольший. После первой линзы по (П2.4)

$$\varepsilon_{L1} \approx 1,5 \frac{R^4}{\ell^2 f} = 1,5 \frac{2,1^4}{9^2 \cdot 17} = 2,1 \cdot 10^{-2} \text{ см} \cdot \text{рад}.$$

После пересчета с  $W = 290$  кэВ на 1,6 МэВ эффективный эмиттанс получается равным  $\sim 6$  см·град.

Помимо сферической aberrации линз, из-за изменения ускоряющих градиентов в трубке во времени, возникают также (интегрально за импульс) хроматические aberrации. Благодаря корректирующему напряжению, приложенному к последним двум секциям трубки, энергетический разброс электронов в выходящем из трубки пучке практически устраняется, однако, геометрия пучка, вышедшего из ускорителя, "дышит" во времени. На рис.3 приведены фазовые диаграммы пучка, построенные по результатам расчета на основе ламинарной модели для максимальной, средней и минимальной энергии электронов после основной части ускорительного тракта.

Как видно из рис.3, в данной электронно-оптической системе геометрия пучка на выходе из ускорительной трубки слабо зависит от энергии в заданных пределах ее изменения, и эквивалентный эмиттанс, равный  $\sim 0,5$  см·град, лишь в 1,5+2 раза превышает определяемый ниже эмиттанс, обусловленный разбросом тепловых скоростей электронов, эмиттируемых катодом пушки.



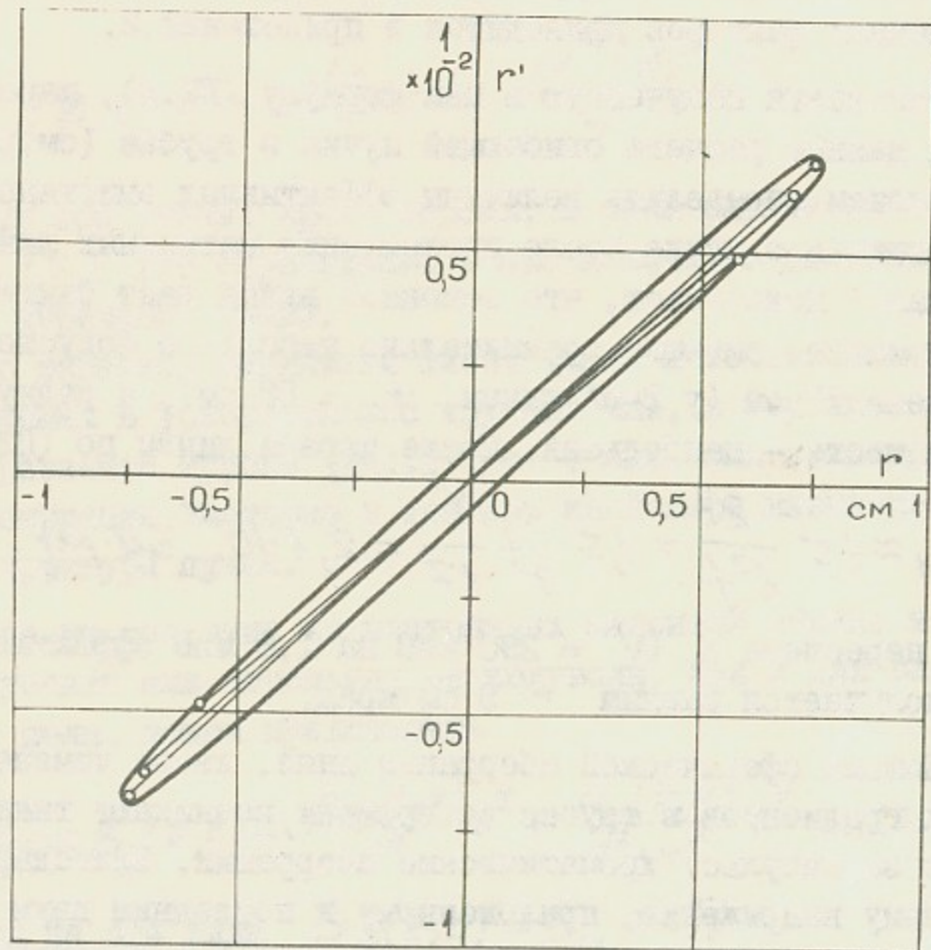


Рис.3. К расчету эффективного эмиттанса, обусловленного хроматическими aberrациями.

Угловой разброс скоростей электронов, вылетающих из катода с энергиями  $W_{\text{наг}}$  до  $\sim 0,2$  эВ, и составляющий на поверхности катода  $\pm \pi/2$ , после ускорения до  $W_{\text{кон}} = 1,6$  МэВ становится равным  $\pm 0,2 \cdot 10^{-3}$  рад. Эта величина определяется из выражения

$$\text{tg } \varphi_{\text{кон}} = \sin \varphi_{\text{наг}} \sqrt{\frac{W_{\text{наг}}}{W_{\text{кон}}} \cdot \frac{2E_0 + W_{\text{наг}}}{2E_0 + W_{\text{кон}}}}$$

получаемого из уравнений релятивистской механики.

Соответствующий эмиттанс

$$\varepsilon_T \approx r_k \cdot \varphi_{\text{кон}} = 0,3 \text{ см} \cdot \text{мрад}.$$

Оценку степени компенсации объемного заряда электронного пучка положительными ионами, образующимися от ионизации остаточного газа в канале трубки, можно сделать с помощью данных, приведенных в [6, гл.16].

Если после ионизации ионы остаются неподвижными, то при остаточном давлении воздуха в трубке  $10^{-6}$  мм.рт.ст. в области, где энергия ускоренных электронов лежит в диапазоне 50 эВ + 100 кэВ, время полной компенсации объемного заряда пучка составляет  $\sim 200$  мкс. С учетом того, что при больших энергиях электронов коэффициент ионизации быстро падает, что  $p_{\text{ост}} < 10^{-6}$  мм.рт.ст. и что из участков электронно-оптического тракта, где действует ускоряющее напряжение, ионы быстро уходят, степень компенсации объемного заряда пучка за время импульса тока будет много меньше единицы, и изменением сил объемного заряда за время импульса от накопления в эквипотенциальных областях ионов можно пренебречь.

В таблице I приведены все определенные выше величины эмиттансов (как реальные, так и эффективные) в ускоренном пучке.

Таблица I

		Величина $\varepsilon$
1.	Тепловые скорости электронов	$\sim 0,3$ см.мрад
2.	Линзовый эффект ячеек сетки	$< 3$ см.мрад

3.	Аберрации I-й от катода магнитной линзы	~ 6 см.мрад
4.	Хроматические аберрации линз	~ 0,5 см.мрад

Как видно из таблицы, эмиттанс пучка в основном определяется сферической аберрацией ближайшей к катоду магнитной линзы, поскольку в типовом режиме работы пушки (режим "трех вторых") влияние сетки на качество пучка мало. Суммарный эмиттанс ускоренного пучка не превышает  $\sim 10^{-2}$  см.рад.

#### 4. РАСЧЕТ ОГИБАЮЩЕЙ ПУЧКА

Для расчетов огибающей пучка использовались две методики:

- расчет на основе ламинарной модели;
- расчет методом траекторного анализа в самосогласованных полях [14,15].

##### 4.1. Расчет на основе ламинарной модели

В ряде случаев ламинарная модель пучка является достаточно хорошим приближением и часто используется для подбора (предварительного или окончательного) параметров фокусирующей системы ускорителей (см., например, [16]). Электронно-оптические системы ранее разработанных ускорителей типа ЭЛИТ [11,12] рассчитывались по указанной методике, и результаты расчетов, как правило, хорошо согласовывались с экспериментом.

Анализ свойств электронно-оптического тракта трубки ЭЛИТ-3А, сделанный в разделе 3, позволяет достаточно уверенно использовать для расчета ламинарную модель и в этом случае.

Дифференциальное уравнение радиального движения электрона (3.2) после подстановки в него соответствующих выражений для полей и других величин с учетом допущений, сделанных в разделе 3.2.2, и после перехода к уравнению с независимой переменной  $z$  вместо  $t$  и производными по  $z$  приобретает вид (для граничного электрона):

$$z'' = - \frac{y'y}{y^2-1} z' - \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \frac{1}{4c^2(y^2-1)} (B_z^2 - \left(\frac{z_k}{z}\right)^4 B_k^2) z - \frac{1}{2} \frac{y'y''}{y^2-1} z + \frac{e}{m_0} \frac{M_0}{2\pi c} \frac{J}{(y^2-1)^{3/2}} \frac{1}{z}. \quad (4.1)$$

Расчет огибающей пучка по уравнению (4.1) на всю длину трубки ЭЛИТ-3А на ЭВМ ОДРА-1305 по программе BEAM-ELIT занимает 1,5 мин машинного времени. Программой предусмотрена возможность оценки роли аберраций магнитных линз - основного, как было показано, фактора, вызывающего нарушение ламинарной структуры пучка в рассматриваемой электронно-оптической системе. При этом используется следующий прием: кроме основного расчета, в котором в качестве  $B_z$  берется значение поля на оси, делается дополнительный расчет, в котором в качестве расчетного берется значение  $B_z$  на границе пучка (первые два члена ряда (3.13)). Сравнение огибающих пучка, получаемых в этих двух расчетах, позволяет судить, в какой мере нужно считаться с аберрациями магнитных линз.

Предварительные расчеты огибающей пучка и выбор величин магнитных полей линз делались в предположении, что в области начального формирования геометрия пучка соответствует оптике Пирса. Входные радиус и угол огибающей брались на расстоянии от катода 1,5 см в соответствии с этим предположением. Однако, расчет начальной части электронно-оптического тракта, сделанный методом траекторного анализа в самосогласованных полях, показал, что реальная геометрия пучка заметно отличается от пирсовской. Угол сходимости пучка при  $z = 1,5$  см становится равным нулю.

##### 4.2. Расчет методом траекторного анализа в самосогласованных полях

В настоящее время этот метод, использующий различные алгоритмы для решения самосогласованной задачи, применяется весьма широко для расчета интенсивных релятивистских неламинарных пучков заряженных частиц.

Для рассматриваемой электронно-оптической системы этот метод был применен для решения двух задач. Первая: получение, как отмечалось выше, правильных данных по геомет-

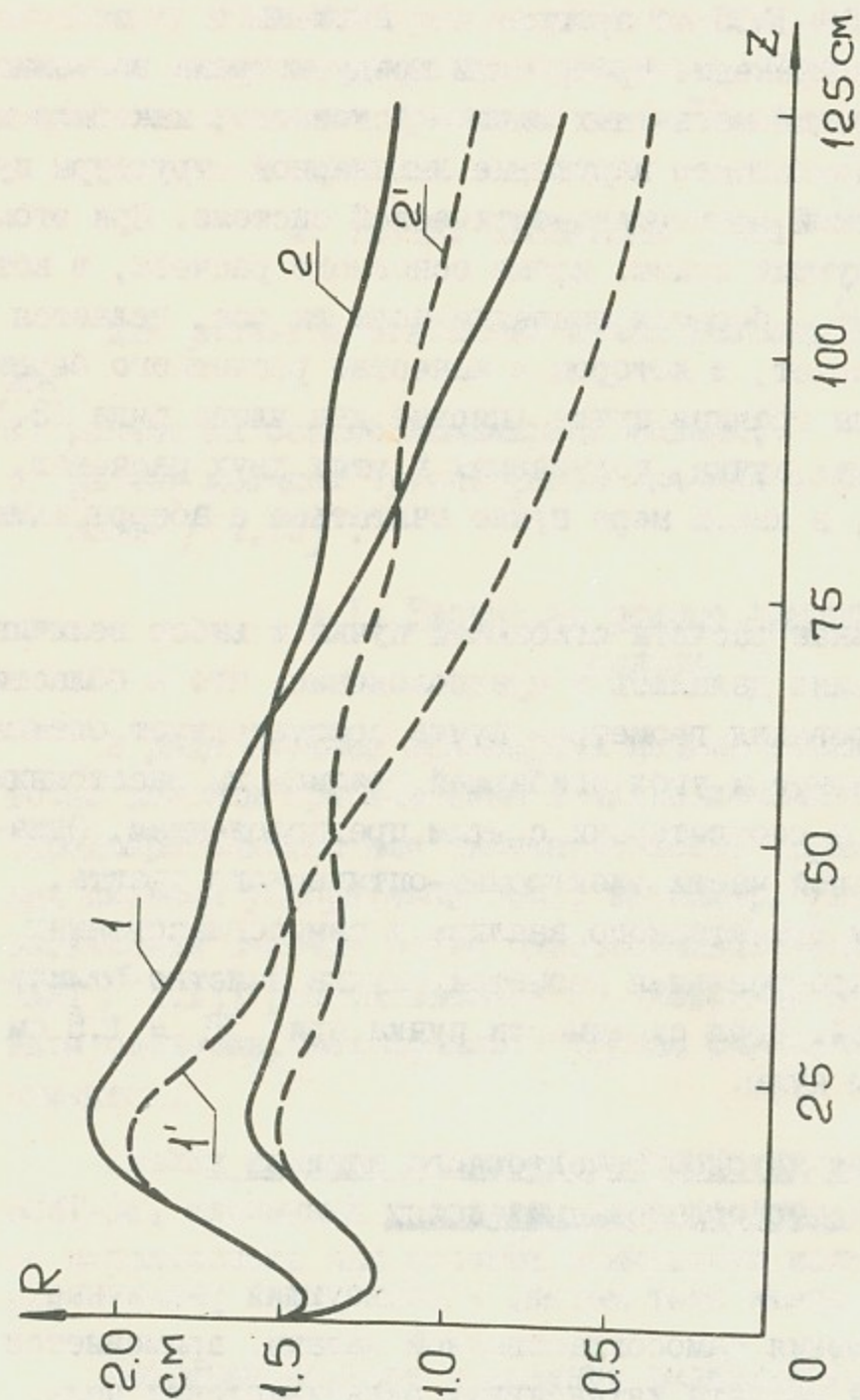


Рис.4. Огибающие пучка в существующей ЭОС (полный начальный угол сходимости  $12^\circ$ ) - 1 и с начальным углом сходимости  $30^\circ$  - 2; кривые 1' и 2' - то же с качественным учетом aberrаций магнитных линз (см. стр.19).

рии пучка в области, непосредственно примыкающей к электронной пушке. Вторая задача: определение зависимости радиуса пучка в районе первой линзы от начального угла сходимости (радиуса кривизны катода). Возможность уменьшения радиуса пучка и, следовательно, эмиттанса может быть полезной как для улучшения качества пучка в ускорителе ЭЛИТ-3А, так и для возможного использования в аналогичных электронно-оптических системах других ускорителей [17].

Расчеты при решении обеих задач проводились при помощи пакета прикладных программ ЭРА [14]. Пучок электронов моделировался 120 трубками тока; решение проводилось с использованием 7 итераций по объемному заряду и собственному магнитному полю пучка.

#### 4.3. Результаты расчетов и экспериментальные данные

На рис.4 показана огибающая пучка 1, при расчете которой использовались уточненные входные данные.

Зависимость максимального радиуса пучка в районе 1-й магнитной линзы от полного угла сходимости при прочих равных условиях представлена на рис.6. При угле сходимости  $30^\circ$  радиус пучка в линзе может быть уменьшен с 2,1 см до 1,6 см, и эффективный эмиттанс пучка после прохождения линзы соответственно уменьшен в 3 раза. На рис.4 показаны результаты расчета огибающей такого варианта (кривые 2 и 2'). Как и следовало ожидать, влияние aberrаций магнитных линз заметно ослабляется. Возможность изготовления электронной пушки с увеличенной кривизной катода при существующих возможностях требует дополнительного рассмотрения.

В эксплуатации кроме основных параметров пучка измеряется величина токоосаждения на электроды трубки, точнее - величина тока, стекающего с электродов через сопротивления утечки на землю. Типичная величина токоосаждения составляет около 0,5% от полного тока пучка. Основной вклад в нее дают, по-видимому, электроны, отраженные боковыми поверхностями перемычек сетки электронной пушки.

Детального изучения структуры пучка не проводилось, но один из результатов измерений стоит отметить, хотя он и был получен в несколько отличающейся от нынешней - оптике трубки

и при более низких параметрах пучка ( $I = 40$  А,  $W = 1,3$  МэВ). На рис. 5 приведен автограф пучка, полученный при указанных условиях на пленке в период наладки ускорителя. Пленка плотно приклеивалась к фольге, через которую пучок выводился из ускорителя (фольга располагалась на расстоянии 0,5 м от низа трубки). Четкий отпечаток сетки пушки был получен только при одном фиксированном напряжении на сетке (при отсутствии фокусирующего или дефокусирующего эффекта ячеек сетки). Повышенная плотность тока на краю пучка может объясняться аберрацией I-й линзы. Сохранение на значительной части площади пучка "нарезанной" сеткой пушки структуры при длине транспортировки около 2 м позволяет рассматривать ламинарный пучок не только как полезную идеализацию, но и как вполне реально достижимый в определенных случаях объект.

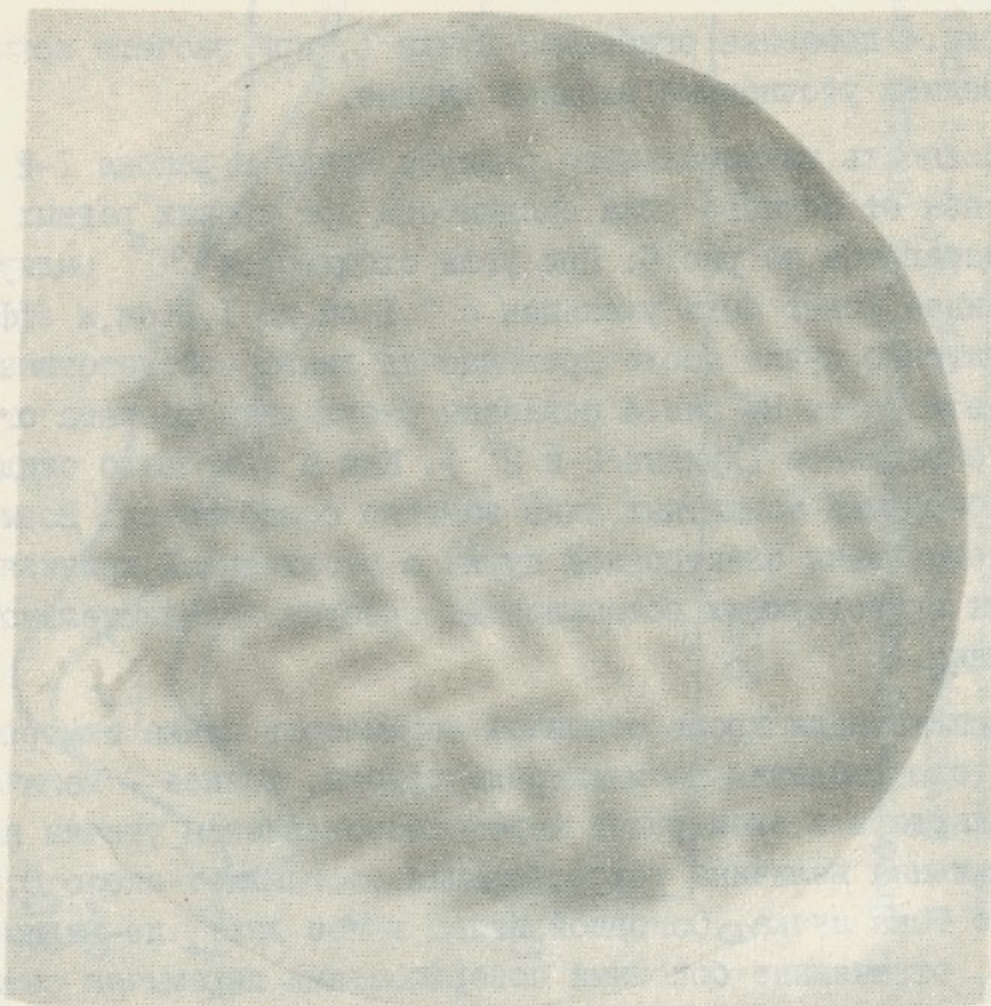


Рис. 5. Автограф пучка на пленке.

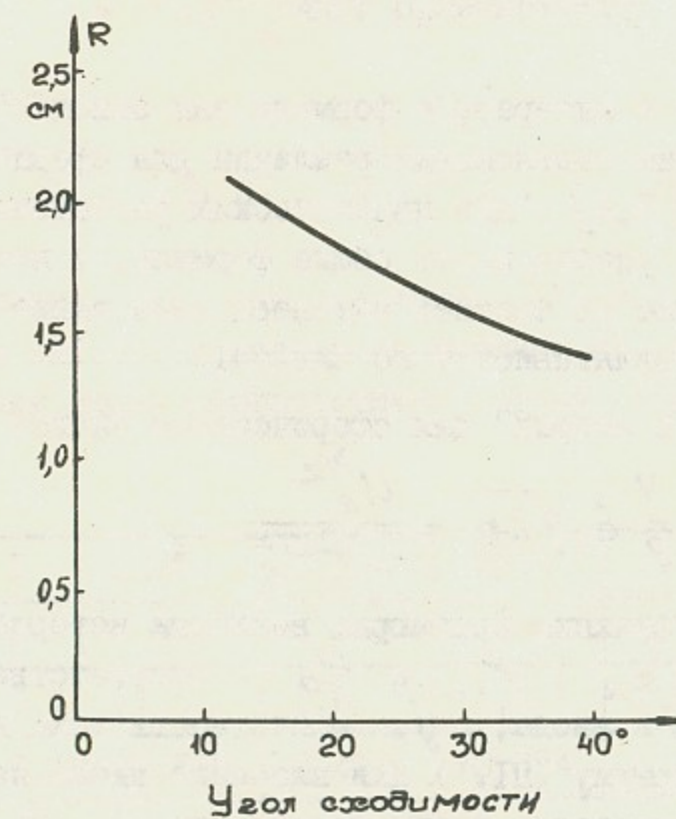


Рис. 6. Зависимость максимального радиуса пучка в районе I-ой магнитной линзы от начального (полного) угла сходимости.

К РАСЧЕТУ ОПТИКИ ПИРСА СО СХОДЯЩИМЯ ПУЧКОМ  
СФЕРИЧЕСКОГО ТИПА

Приводимые в литературе формулы для закона "трех вторых" и связанных с ним соотношений различны для сферического и плоского диода [5,6]. Для практических расчетов и анализа вариантов более удобно иметь общие формулы, в которых плоский диод был бы одним из частных случаев. Ниже такие формулы приводятся (для нерелятивистского случая).

Закон "трех вторых" для сферического диода:

$$j_k = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{(-d)^2 R_k^2} \quad (III.1)$$

где  $(-\alpha)^2$  - функция Лэнгмюра, величина которой зависит от отношения  $R_k/R_a$ ;  $R_k$  и  $R_a$  - соответственно радиусы кривизны катода и анода;  $j_k$  - плотность тока на катоде. Использовать формулу (III.1) для плоского диода нельзя ввиду появления в знаменателе неопределенности  $0 \cdot \infty$ .

Закон "трех вторых" для плоского диода:

$$j_{km} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} \quad (III.2)$$

При одинаковых зазорах между анодом и катодом в обоих типах диодов ( $d = R_k - R_a$ ) и одинаковых анодных напряжениях отношение плотностей тока на катодах

$$\frac{j_k}{j_{km}} = \frac{d^2}{(-\alpha)^2 R_k^2} = \frac{(R_k - R_a)^2}{(-\alpha)^2 R_k^2} = \frac{(1 - R_a/R_k)^2}{(-\alpha)^2} = \lambda \left( \frac{R_k}{R_a} \right);$$

$$\lambda \left( \frac{R_k}{R_a} \right) = \frac{(1 - R_a/R_k)^2}{(-\alpha)^2} \quad (III.3)$$

Функция  $\lambda$  - коэффициент, определяющий уменьшение плотности тока на катоде в сферическом диоде по сравнению с плоским, - как и  $(-\alpha)^2$ , есть функция одного параметра  $R_k/R_a$ . Итак, при одинаковых зазорах между анодом и катодом

$$j_k = j_{km} \cdot \lambda \left( \frac{R_k}{R_a} \right) \quad \text{или}$$

в общем случае закон "трех вторых" может быть записан в виде:

$$j_k = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} \lambda \quad (III.4)$$

Для электронов

$$j_k = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} \lambda$$

Значения функции  $\lambda$  для различных  $R_k/R_a$ , вычисленные по выражению (III.3), приведены в таблице III, график - на рис. III-1. Плоскому диоду соответствует случай  $R_k/R_a = 1, \lambda = 1$ .

Таблица III

$R_k/R_a$	1	1,05	1,1	1,15	1,2	1,3
$\lambda$	1	0,926	0,861	0,799	0,747	0,658
$R_k/R_a$	1,4	1,5	1,6	1,8	2,0	
$\lambda$	0,585	0,525	0,474	0,394	0,333	

Для получения равных плотностей тока на катоде при одинаковых зазорах в диодах (приравнивая правые части (III.1) и (III.2)) имеем:

$$U_a = U_{am} \left( \frac{(-\alpha)^2 R_k^2}{(R_k - R_a)^2} \right)^{2/3}$$

или

$$U_a = U_{am} \cdot \lambda^{-2/3} \quad (III.5)$$

Значения множителя  $\lambda^{-2/3}$  для различных  $R_k/R_a$  также приведены на рис. III-1. Последняя формула позволяет получить общее выражение для вычисления распределения потенциала вдоль оси диода:

$$U(z) = U(z)_m \cdot \lambda^{-2/3}$$

В сферическом диоде каждому значению  $R$  соответствует  $z$ , равное  $R_k - R$  и  $\lambda$ , определенное для данного значения  $R_k/R$ . Заменяя в последней формуле  $U(z)_m$  известным соотношением, получаем

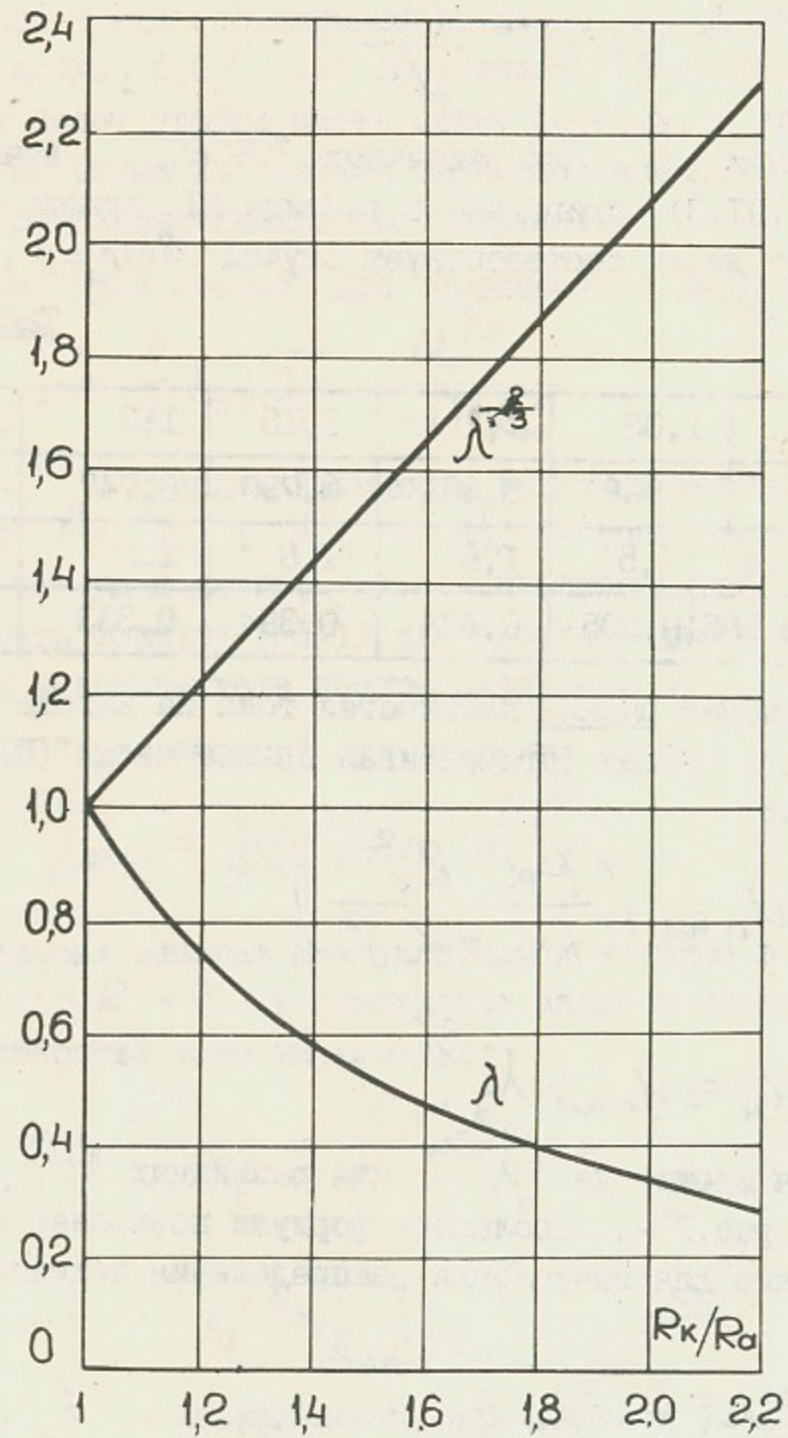


Рис. III-1. Графики функций  $\lambda$  и  $\lambda^{-2/3}$ .

$$U_z = A z^{4/3} \lambda^{-2/3}, \quad (\text{III-6})$$

где  $A = \left( \frac{g}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \right)^{2/3} j_k^{2/3}$ ;  $j_k$  - плотность тока на катоде.  
 Для электронов  $A = 5,68 \cdot 10^3 j_k^{2/3}$ .

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ  
АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ

Рассматривается следующая задача: цилиндрический ламинарный пучок с радиусом  $R$  с малым объемным зарядом проходит линзу, магнитное поле которой на оси меняется по закону  $B_z = B_m \sin^2 \pi z / \ell$  и содержит одну полуволну, длина которой  $\ell$  много меньше фокусного расстояния линзы  $f$ . Определяется эффективный эмиттанс пучка после прохождения такой линзы. Обсуждаются и некоторые другие случаи.

Рост аксиальной составляющей магнитного поля линзы с радиусом в соответствии с выражением (3-14):

$$B_z(z, r) = B_m \sin^2 \frac{\pi}{\ell} z \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{r}{\ell}\right)^2\right)$$

приводит к нелинейному росту фокусирующей силы (абберации) как из-за роста  $B_z$ , так и в связи с возрастанием  $\Theta$ . Последнее обусловлено возрастанием  $B_{zcp}$  внутри окружности радиуса  $r$ . Для приведенного характера зависимости  $B_z(z)$   $B_{zcp}$  получается равной полусумме индукций на оси и на радиусе  $r$ :

$$B_{zcp} = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r B_{z0} (1 + \alpha \rho^2) 2\pi \rho \cdot d\rho =$$

$$= B_{z0} + \frac{1}{2} B_{z0} \alpha r^2 = \frac{1}{2} (B_{z0} + B_{z0} (1 + \alpha r^2))$$

или

$$B_{zcp} = B_{z0} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{r}{\ell}\right)^2\right). \quad (\text{П2-1})$$

Отношение фокусирующей силы в рассматриваемом случае к ее значению в идеальном (линза без aberrаций) случае

$$\frac{F}{F_0} = \frac{B_z}{B_{z0}} \cdot \frac{B_{zcp}}{B_{z0}} = \left(1 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{r}{\ell}\right)^2\right) \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{r}{\ell}\right)^2\right).$$

Обычно (в ЭЛИТ-ЗА - тоже)  $R \ll \ell$  и тогда, пренебрегая произведением вторых слагаемых в скобках, имеем:

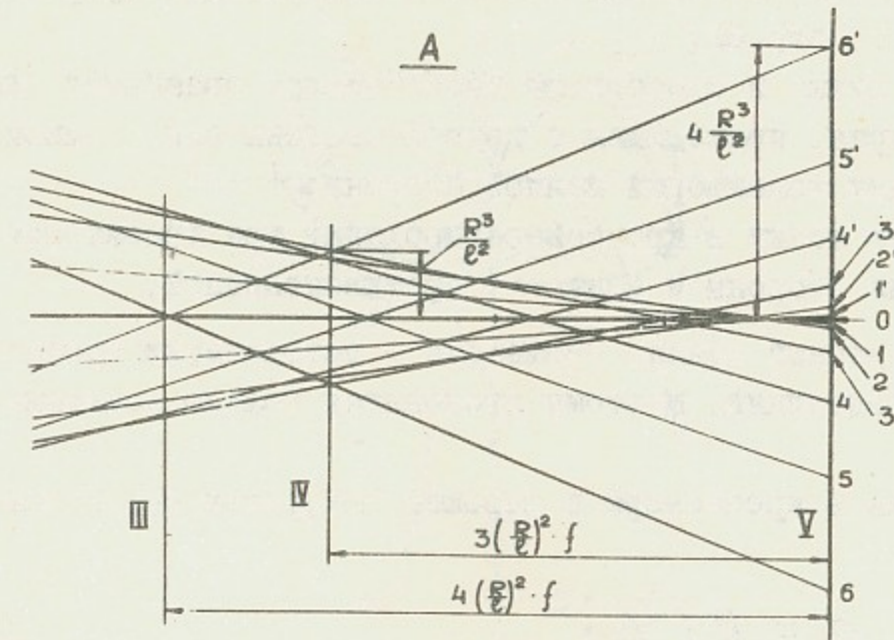
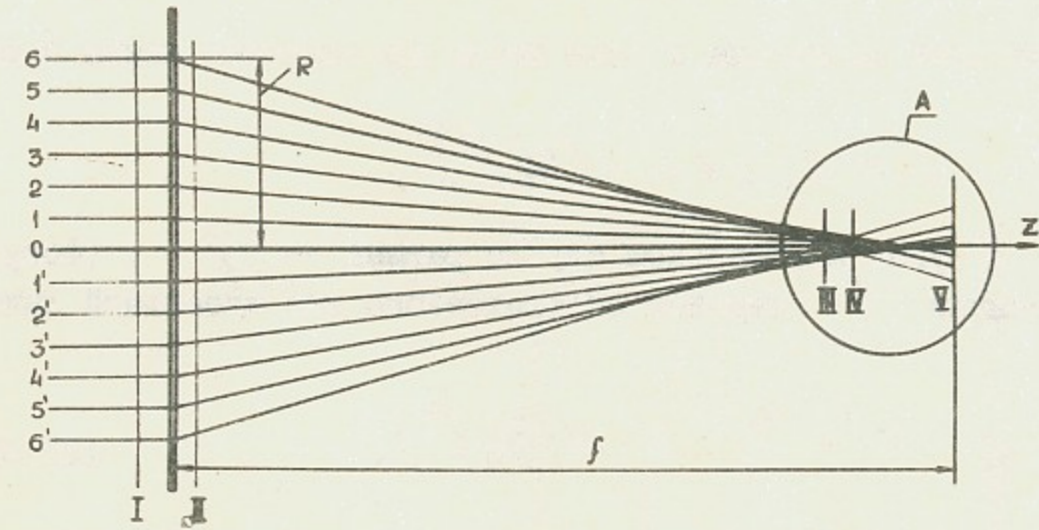


Рис. П2-1. III - плоскость, в которой пересекаются граничные (до линзы) траектории; IV - кроссовер пучка; V - фокальная плоскость линзы.

$$\frac{F}{F_0} = 1 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{z}{e}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{z}{e}\right)^2 \approx 1 + 4 \left(\frac{z}{e}\right)^2.$$

Угол траектории электрона с осью после прохождения линзы будет равен

$$z' = z'_0 (1 + 4 \left(\frac{z}{e}\right)^2),$$

где  $z'_0$  - угол в идеальном случае равный  $z/f$ . (Фокусное расстояние  $f$  берется соответственно для идеальной линзы).  
Итак,

$$z' = \frac{z}{f} (1 + 4 \left(\frac{z}{e}\right)^2). \quad (\text{П2.2})$$

На рис. П2-1 изображен набор траекторий для разных  $z$  в линзе.

Качественный анализ получающийся геометрии показывает:

- кроссовер пучка расположен в промежутке между фокусом и точкой пересечения граничных траекторий на оси (соотношение соответствующих расстояний является обычным для сферической аберрации [7, стр.62]);
- на границе пучка в кроссовере пересекаются граничная (до линзы) траектория, проходящая с другой стороны оси, с одной из промежуточных траекторий данной стороны;
- через каждую точку в кроссовере проходит три траектории: две - с той же стороны и одна - с противоположной.

Количественный анализ геометрии - методически простой, но достаточно громоздкий, поэтому приводятся только конечные результаты:

- радиус пучка в кроссовере с хорошей точностью определяется формулой:

$$a = R \left(\frac{R}{e}\right)^2 \quad (\text{П2.3})$$

(или, в более обычной для сферической аберрации форме,  $a = \frac{1}{e^2} R^3$ );

как видно из выражения для  $a$ , радиус пучка в кроссовере не зависит (в рамках принятых условий и допущений) от фокусного расстояния линзы;

- фазовая диаграмма пучка и ее эволюция представлены на рис. П2-2. Величина эффективного эмиттанса в кроссовере -

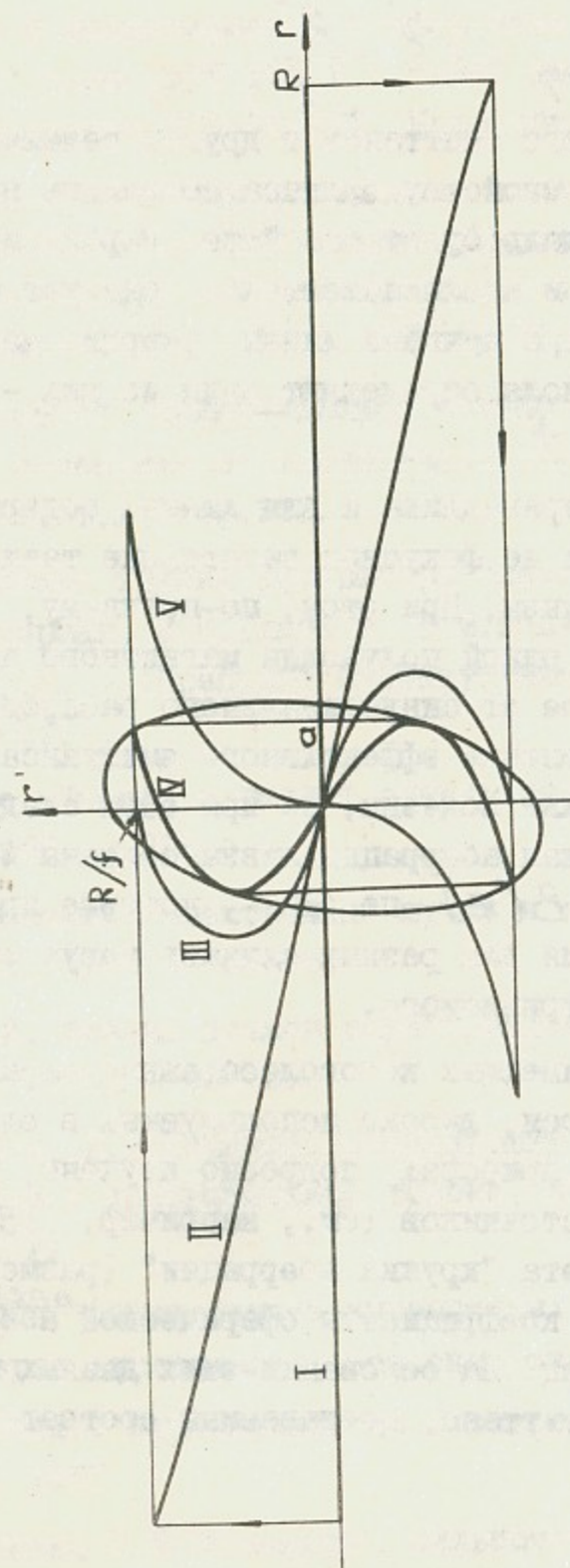


Рис. П2-2. Фазовая диаграмма пучка в плоскости  $z, z'$  для разных положений, показанных на рис. П2-1.



уменьшенная в  $\pi$  раз площадь эллипса, описанного вокруг кривой IV, получается равной (произведение длин полуосей):

$$\varepsilon_{эфф} \approx 1,2 \cdot \frac{R}{f} \times 1,2 \cdot a = 1,44 \frac{R}{f} R (R/e)^2$$

или

$$\varepsilon_{эфф} \approx 1,5 \frac{R^4}{f l^2} \quad (П2.4)$$

Величина эффективного эмиттанса в других сечениях пучка после линзы благодаря свойству эллипса сохранять на фазовой плоскости свою площадь будет такой же. Выражение (П2.4) удобно для расчета и анализа тем, что содержит только геометрические параметры пучка и линзы. Энергия частиц и величина магнитного поля определяют один из них - фокусное расстояние линзы  $f$ .

Формула (П2.4) справедлива и для линзы, содержащей несколько полуволн, если ее фокусное расстояние также много больше общей длины линзы. При этом, по-прежнему,  $e$  в этой формуле - длина одной полуволны магнитного поля. Для линз, имеющих отличное от синусоидального распределение поля  $B_z$  вдоль оси, оценки эффективного эмиттанса по формуле (П2.4) могут быть также полезны, но при этом следует иметь в виду, что сферическая aberrация линзы обязана 2-ой и более высоким производным  $B(z)$  по  $z$ , которые при той же характерной длине поля для разных случаев могут существенно отличаться от рассматриваемого.

Аберрации линз, имеющих колоколообразный характер распределения  $B_z$  вдоль оси, широко используемых в электронных микроскопах и других приборах, подробно изучены, и результаты изложены в ряде источников (см., например, [13]), где необходимые для расчета "кружка aberrации" (размера пучка в фокальной плоскости) коэффициенты сферической aberrации <sup>представлены</sup> в виде графиков и таблиц. На основании этих данных можно определить эффективный эмиттанс, создаваемый соответствующей линзой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. I.I.Glazkov, G.S.Krainov, I.V.Kazaresov a.o. High Voltage Pulsed Electron Generator ELIT-3A. Доклад на III Международной конференции по мощным электронным и ионным пучкам 1979 г., т.1, 208, Новосибирск, 1979. Также - Препринт ИЯФ 79-III, Новосибирск, 1979.
2. Сильноточный линейный ускоритель комплекса ВЭШ-4. Система высокочастотного питания/М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров и др. - Новосибирск, 1984. - (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 84-III).
3. И.Я.Протопопов. Накопительное кольцо ВЭШ-4. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна ОИЯИ, 1979, т.2, стр.363.
4. Ускорительная трубка генератора электронного пучка ЭЛИТ-3А /С.Б.Вассерман, И.И.Глазков, В.М.Радченко и др.- Новосибирск, 1983. - (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ - 83-III).
5. Дж.Р.Пирс. Теория и расчет электронных пучков. - М.: Сов. радио, 1956. - 216 с.
6. И.В.Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. - М.: Сов.радио, 1966. - 456 с.
7. Дж.Лоусон. Физика пучков заряженных частиц/Пер. с англ. - М.: Мир, 1980. - 438 с.
8. И.Н.Мешков, Б.В.Чириков. Фокусировка интенсивного, электронного пучка в ускорительной трубке. ЖТФ, т.35, вып.12, 1965, с.2202-2211.
9. И.Н.Мешков. Формирование интенсивных электронных пучков. Автореферат диссертации, Новосибирск, 1970, 16 с.
10. Н.С.Зинченко. Курс лекций по электронной оптике. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961.
11. Е.А.Абрамян, С.Б.Вассерман. Сильноточный импульсный ускоритель электронов. - Атомная энергия, 1967, т.23, № 1.

12. С.Б.Вассерман, И.В.Казарезов, В.Ф.Куценко и др.  
Высоковольтные импульсные ускорители электронов Института ядерной физики (Новосибирск) для промышленных и экспериментальных целей: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 1974. М., 1975, т.1, с.285-287.
13. Глазер В. Основы электронной оптики. Пер.с нем. - М.: Гостехиздат, 1957.
14. Пакет программ ЭРА для автоматизации электрооптических расчетов/Горбенко Н.И., Ильин В.П., Попова Г.С., Свешников В.М. - Сб. "Численные методы решения задач электронной оптики". Новосибирск, ВЦ СО АН СССР, 1979, с.34-60.
15. В.Я.Иванов, Н.Г.Хавин. Численный метод расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц. - Новосибирск, 1977. 13 с. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 77-114).
16. Ю.П.Вахрушин, А.И.Анацкий. Линейные индукционные ускорители. - М.: Атомиздат, 1978, 246 с.
17. Импульсный ускоритель электронов с большой частотой повторения/С.Б.Вассерман, В.М.Радченко. - В сб. У Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, Тез.докл., Томск, 1984, т.2, с.43-44.

С.Б.Вассерман, В.П.Ильин, В.М.Радченко,  
Б.М.Свешников, Н.Г.Хавин

ОПТИКА УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТРУБКИ ГЕНЕРАТОРА  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ЭЛИТ-ЗА

Препринт  
№ 85-28

Работа поступила - 27 февраля 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 11.03-1985 г. МН 06571  
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,3 печ.л., 1,9 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 28.

Рстапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90