

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

139

Е.А.Абрамян, В.В.Вечеславов, В.А.Гапонов, А.М.Резаков

**Электронные пучки высокой интенсивности
в ускорительных трубках с жесткой
фокусировкой**

г.Новосибирск 1967

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Препринт

Е.А.Абрамян, В.В.Вечеславов, В.А.Гапонов,
А.М.Резаков

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ
ТРУБКАХ С ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Новосибирск
1967

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены возможности формирования электронных потоков высокой интенсивности в ускорительных трубках с жесткой фокусировкой, осуществляемой линзами, размещенными внутри трубки.

При энергии инжекции 300 кэВ и токе 50 ампер в трубке, ускоряющей электроны до 1 МэВ, формирующие системы обеспечивают максимальный диаметр пучка около 16 мм.

Приведены расчетные огибающие пучка для двух вариантов фокусировки - с квадрупольными и аксиально-симметричными линзами, выполняемыми из постоянных магнитов.

Для заданных величин огибающих пучка на входе в трубку подобраны градиенты поля первых четырех квадрупольных линз, обеспечивающие минимальные поперечные размеры пучка в канале без использования специальной системы электронно-оптического согласования.

Электронные токи в обычных ускорительных трубках не превышают десятков миллиампер. В импульсных установках, ускоряющих большие токи в течение 10^{-8} - 10^{-6} сек, напряжение прикладывается к малому зазору /1,2/, благодаря чему транспортировка интенсивных электронных пучков не представляет затруднений. Однако, такие трубки в одних случаях /1/ имеют малое время жизни, в других /2/ - могут применяться до энергий $1 \div 1,5$ МэВ, т.к. в установках с более высоким напряжением зазор резко растет из-за эффекта полного напряжения. Не трудно показать, что интенсивный электронный пучок может быть ускорен в трубке обычных размеров, если внутри неё установлена система сильнофокусирующих магнитов. Аналогичный принцип успешно используется в ускорителях трансформаторного типа для ускорения токов порядка 100 ма /3/.

В настоящей работе приведен расчет электронно-оптической системы для удержания в трубке электронного пучка с током 50 ампер в шнуре диаметром около 16 мм. Результаты расчета и схемы конструкции трубки даны до энергий частиц 1 МэВ, т.к. транспортировка пучка при дальнейшем ускорении обеспечивается аналогично.

Предельный ток, который может быть пропущен в длинном канале с периодической фокусировкой, определяется выражением /4/:

$$I_{\text{пред}} = \frac{\mu_0 \nu_{\text{ф}}}{2} \cdot \left(\frac{r_n}{L_0} \right)^2 \beta^3 \gamma^3 I_0 \quad (1)$$

где $\mu_0, \nu_{\text{ф}}$ - средняя и минимальная частоты поперечных колебаний для потока нулевой интенсивности.

r_n - допустимая амплитуда некогерентных колебаний частиц пучка.

L_0 - период фокусирующей структуры.

β, γ - определяются по энергии частиц W_0 .

$I_0 = 1,7 \cdot 10^4 \text{ а}$ - базовый расчетный ток для электронов.

Применение (I) для ориентировочных значений $\mu_0 \cong 1,1$; $\nu_\phi \cong 0,58$; $L_0 = 7,7 \text{ см}$; $r_n \cong 0,75 \text{ см}$ и различных энергий инъекции W_0 показывает, что предельные токи в 50 и более ампер можно получить при $W_0 \geq 300 \text{ кэВ}$. Такую энергию частицы получают до входа в жесткофокусирующий канал в электронной пушке со сферическим катодом и тремя электродами Пирса (рис.1). Расчеты и эксперименты на моделях показали, что при $W_0 = 300 \text{ кэВ}$ на выходе такого инжектора при $I = 50 \text{ а}$ может быть получен кроссовер пучка диаметром около 11 мм.

Следует отметить, что распределение фокусирующих сил вдоль оси ускорительной трубки носит, как правило, непериодический характер (из-за наличия ускорения, неодинаковых градиентов линз и т.д.), поэтому значения предельных токов будут отличаться от величин, даваемых выражением (I).

Кроме того, вместе с фактической величиной $I_{\text{пред}}$ должны быть определены согласованные условия входа пучка в канал, обеспечение которых необходимо для реализации режимов ускорения предельных токов. Эти обстоятельства заставляют проводить подробный численный анализ движения интенсивного электронного пучка в конкретных ускорительных системах.

Рассмотрим два варианта фокусирующих систем - с квадрупольными и аксиально-симметричными линзами, выполняемыми из постоянных магнитов. Расчеты произведены для трубки, к которой приложено напряжение 1,0 Мв при среднем градиенте потенциала 13 кв/см.

Схема ускорительной и фокусирующей систем трубки первого варианта приведена на рис.1а.

Фокусировка обеспечивается магнитными квадрупольными линзами, а также электростатическими аксиально-симметричными линзами, образуемыми немагнитными металлическими цилиндрами.

Внутренний радиус каждой линзы $r_n = 12,5 \text{ мм}$, длина $L_n = 26 \text{ мм}$, формула расстановки ФОДО с равными промежутками и периодом $L_0 = 77 \text{ мм}$. Ускоряющие цилиндры конструктивно объедине-

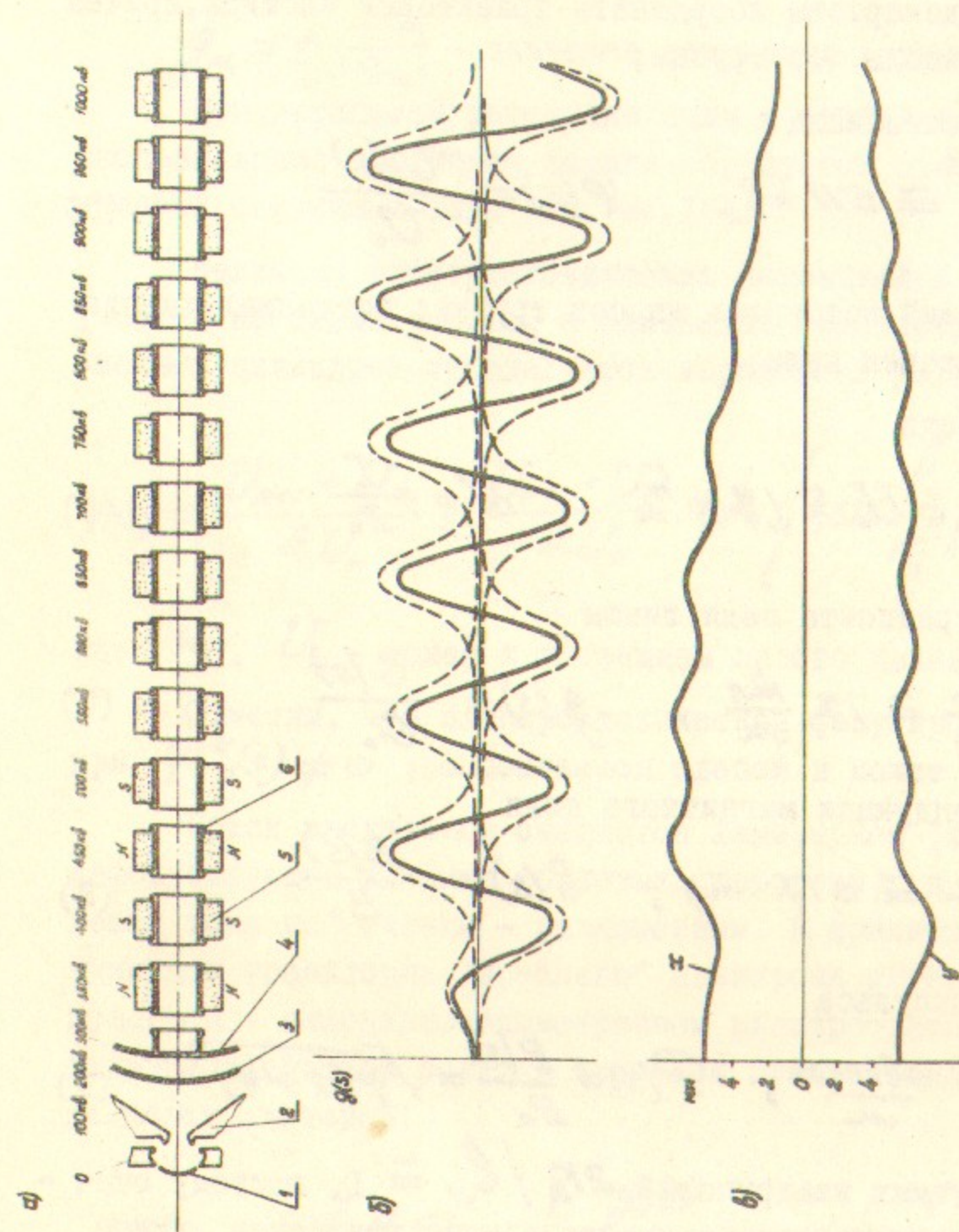


Рис.1. Схема трубки с квадрупольными линзами из постоянных магнитов для ускорения электронов при токе 50 ампер.
 а) Система фокусировки и ускорения. 1 - катод инжектора; 2,3,4 - аноды инжектора; 5 - квадрупольная линза; 6 - немагнитный металлический цилиндр.
 б) Распределение градиента индукции магнитного поля на оси трубки.
 в) Огибающие электронного пучка.

ны с линзами и имеют внутренний радиус $r_4 = 11$ мм и длину $l_4 = 30$ мм.

Примем следующую систему относительных единиц:

а) единица длины $l_0 = 1$ см,

$$y_1 = \frac{x}{l_0}, \quad y_2 = y_1', \quad y_3 = \frac{y}{l_0}, \quad y_4 = y_3', \quad s = \frac{z}{l_0}, \quad ()' \equiv \frac{d}{ds} () \quad (4)$$

где x, y, z - декартовы координаты траектории частицы, причем z отсчитывается вдоль оси трубки;

б) единица потенциала

$$U_0 = \frac{mc^2}{e} \cong 511 \text{ кВ}, \quad \varphi(s) = \frac{U(s)}{U_0} \quad (5)$$

$U(s)$ - ускоряющий потенциал на оси трубки; потенциал катода электронной пушки равен нулю;

в) единица тока

$$I_0 = 4\pi\epsilon_0 c U_0 \cong 1,7 \cdot 10^4 \text{ а}, \quad \mathcal{J} = \frac{I}{I_0} \quad (6)$$

г) единица градиента поля линзы

$$G_0 = \frac{U_0}{l_0^2 c} \cong 17 \frac{\text{мВ}}{\text{м}}, \quad g(s) = \frac{G(s)}{G_0} \quad (7)$$

д) единица индукции магнитного поля

$$B_0 = \frac{U_0}{l_0 c} \cong 0,17 \text{ мВ}, \quad b(s) = \frac{B(s)}{B_0} \quad (8)$$

е) единица импульса

$$P_0 = mc \frac{\text{эВ.сек}}{\mu}, \quad \mathcal{P}(s) = \frac{P(s)}{P_0} = \sqrt{\varphi(2+\varphi)} \quad (9)$$

Для используемых квадруполей $2r_n/l_n \cong 1$, поэтому обычно применяемая замена реального распределения градиента линзы $g(s)$ эквивалентным прямоугольником является слишком грубой. На основании данных, содержащихся в /5/, полагаем, что градиент одиночной линзы распределяется вдоль оси трубки согласно выраже-

нию (пунктир на рис.1б):

$$g(s) = \frac{g_m}{1 + \left| \frac{S_0(2n-1) - 4s}{4B} \right|^\alpha}, \quad B = \frac{3}{2} \cdot \frac{r_n}{l_0}, \quad \alpha = 3,25 \dots \quad (2)$$

Здесь n - порядковый номер линзы, $S_0 = L_0/l_0$;

$$g_m = \pm \frac{G_m}{G_0} \text{ - значение градиента в центре линзы.}$$

При групповой установке линз и слабой взаимной экранировке распределение градиента канала образуется суперпозицией распределений одиночных линз (см.рис.1б).

Величины электростатических потенциалов электродов трубки указаны на схеме рис.1а, а изменение потенциала между серединами смежных цилиндров определяется выражением /6/:

$$\varphi(s) = \frac{U_{n+1} + U_n}{2U_0} + \frac{U_{n+1} - U_n}{2U_0} \cdot \text{th} \left\{ 1,315 \frac{l_0}{r_3} \left[s - (n-1) \frac{S_0}{2} \right] \right\} \quad (3)$$

где n, U_n - номер и потенциал левого цилиндра пары.

Отметим, что электростатическая фокусировка, возникающая при $\varphi''(s) \neq 0$, оказывается слабой и может не учитываться.

Поток электронов считается ламинарным (т.е. не учитывается дефокусирующее влияние тепловых скоростей), а распределение плотности тока по сечению - равномерным. В принятых относительных единицах траектория "крайнего" электрона интенсивного пучка, движущегося в аксиально-симметричном электростатическом и квадрупольном магнитном полях в линейном приближении по y_1, y_3 определяется системой:

$$y_1'' + y_1' \frac{d}{ds} \ln \mathcal{P} + \left[\frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} + \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \cdot \varphi''(s) \right] y_1 = \\ = \frac{4\mathcal{J}}{\mathcal{P}^3} \cdot \frac{1}{|y_2| + |y_3|} \cdot \frac{y_1}{|y_1|}; \quad (10)$$

$$y_3'' + y_3' \cdot \frac{d}{ds} \ln P - \left[\frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} - \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \varphi''(s) \right] y_3 = \frac{4J}{\varphi^3} \cdot \frac{1}{|x_1| + |x_3|} \cdot \frac{y_3}{|y_3|}; \quad (II)$$

Члены, стоящие в правых частях (IO) и (II) описывают действие самосогласованного поля пучка /4/.

Вместо вектора $y = (y_1, y_2, y_3, y_4)$ введем новый вектор $x = (x_1, x_2, x_3, x_4)$ по соотношениям:

$$\begin{aligned} x_1 &= y_1(s) \cdot \left[\frac{P(s)}{P(0)} \right]^{1/2} \\ x_2 &= x_1'(s) = \left[y_2(s) + \frac{y_1(s)}{2} \cdot \frac{1+\varphi}{\varphi(2+\varphi)} \cdot \varphi'(s) \right] \cdot \left[\frac{P(s)}{P(0)} \right]^{1/2} \\ x_3 &= y_3(s) \cdot \left[\frac{P(s)}{P(0)} \right]^{1/2} \\ x_4 &= x_3'(s) = \left[y_4(s) + \frac{y_3(s)}{2} \cdot \frac{1+\varphi}{\varphi(2+\varphi)} \cdot \varphi'(s) \right] \cdot \left[\frac{P(s)}{P(0)} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (I2)$$

Здесь $P(0)$ - импульс на входе в трубку.

Уравнения для x - движения получают вид:

$$\begin{aligned} x_1'' + \left[\frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} + \frac{\varphi^2 + 2\varphi + 3}{4\varphi^2(2+\varphi)^2} \cdot \varphi'^2 \right] x_1 &= \frac{4J}{\varphi^2} \cdot \frac{1}{P(0)} \cdot \frac{1}{|x_1| + |x_3|} \cdot \frac{x_1}{|x_1|}; \\ x_3'' - \left[\frac{g(s)}{\sqrt{\varphi(2+\varphi)}} - \frac{\varphi^2 + 2\varphi + 3}{4\varphi^2(2+\varphi)^2} \cdot \varphi'^2 \right] x_3 &= \frac{4J}{\varphi^2} \cdot \frac{1}{P(0)} \cdot \frac{1}{|x_1| + |x_3|} \cdot \frac{x_3}{|x_3|}; \end{aligned} \quad \dots (I3)$$

При указанных выше размерах линз могут быть реально достигнуты значения градиентов в центре линзы $G_m \cong 10$ тл/м. Для первых линз ускорительного канала эта величина является чрезмерно высокой.

Выбор градиентов линз был подчинен следующим условиям:

I) G_m назначались так, чтобы множители при x_1 и x_3 в системе (I3),

подсчитанные по серединам линз, оставались почти постоянны, не смотря на изменения φ из-за ускорения; 2) частота некогерентных колебаний частиц при $J=0$ в организованном таким образом канале $\mu_0 \cong 0,4$.

Такой подход дает при энергии инжекции $W_0 = 300$ кэВ для величины градиента n -ой линзы:

$$|g_n| = 0,1 + 0,0075 \cdot (n-1) \quad \dots (I4)$$

Для определения согласованных условий на входе в такой канал, обеспечивающих прохождение указанного тока при минимальных поперечных размерах пучка, был применен метод случайного поиска /7/, причем компоненты входного вектора $y(0)$ рассматривались, как четыре независимо варьируемых параметра.

В результате для канала (I4) получены следующие условия на входе

$$y_1(0) = 0,552 \quad y_2(0) = 0,094 \quad y_3(0) = 0,406 \quad y_4(0) = -0,077 \dots (I5)$$

при этом максимальные размеры пучка в канале $y_{1,max} = y_{3,max} \cong 0,79$.

Обеспечение условий (I5) на входе в трубку требует установки между инжектором и каналом специальной согласующей системы, что часто оказывается достаточно сложным. Вместе с тем, при непосредственной связи инжектора с каналом (I4) и заданных поперечных размерах пучка имеет место значительное снижение ускоряемого тока.

В связи с этим была предпринята попытка оптимизировать режим прохождения тока 50 ампер при кроссовере диаметром 11 мм на входе в трубку за счет специального подбора первых четырех линз канала. Градиенты этих линз брались в качестве варьируемых параметров в примененной процедуре случайного поиска. Целью поиска, как и в предыдущем случае, являлась минимизация поперечных размеров пучка в канале. В результате были получены следующие значения градиентов первых четырех линз

$$g_1 = 0,0451 \quad g_2 = -0,125 \quad g_3 = 0,146 \quad g_4 = -0,125 \quad \dots (I6)$$

при максимальных размерах пучка $y_{1,max} = y_{3,max} \cong 0,76$.

Распределение градиента квадрупольного поля канала в этом случае, а также огибающие пучка в плоскостях (y_1s) и (y_3s) даны на рис. I.

Выполнение условия постоянной жесткости фокусировки (I4) не является обязательным. Если все линзы канала, кроме первых четырех, одинаковы, то также удастся обеспечить прохождение тока 50а при максимальном размере пучка около 16 мм.

На рис.2 приведена схема ускорительной и фокусирующей систем трубки второго варианта. Здесь используются аксиально-симметричные линзы с кольцевым магнитом.

Фокусировка обеспечивается 15 линзами, расставленными с шагом 3,85 см, первая из которых конструктивно объединена с третьим анодом инжектора и находится под потенциалом 300 кв. Для уменьшения провисания рассеянных магнитных полей в область инжектора ближайшие к нему линзы выполнены экранированными. Каждая из них является объединением в одном кожухе - экране двух тонких кольцевых магнитов, намагниченных встречно и распределение аксиальной составляющей индукции $B(s)$ такого устройства имеет два равных по величине и противоположных по знаку пика. Последующие линзы канала являются одиночными и неэкранированными (см.рис.2).

Апертуры экранированных и открытых линз равны 14 мм и 17 мм соответственно, а амплитуды индукций 0,1 - 0,12 тл.

Уравнения движения "крайней" частицы в этом случае имеют вид:

$$y_2'' + y_2' \frac{d}{ds} \ln P + \left[\frac{B^2(s)}{4\varphi(2+\varphi)} + \frac{1+\varphi}{2\varphi(2+\varphi)} \cdot \varphi''(s) \right] y_2 = \frac{2J}{P^3 y_2} ;$$

$$y_3 \equiv y_1, \quad y_4 \equiv y_2 = y_1' \equiv y_3' ; \quad \dots (I7)$$

Огибающие пучка при кроссовере 11 мм на входе в трубку приведены на рис.2, максимальный размер пучка $2y_{1,max} = 11,2$ мм. Данная система фокусировки оказывается не критичной к изменениям входного угла пучка в пределах $-0,05 \leq y_2 \leq 0,04$. На верхней границе этого интервала максимальный диаметр пучка увеличивается до $2y_{1,max} = 13,2$ мм.

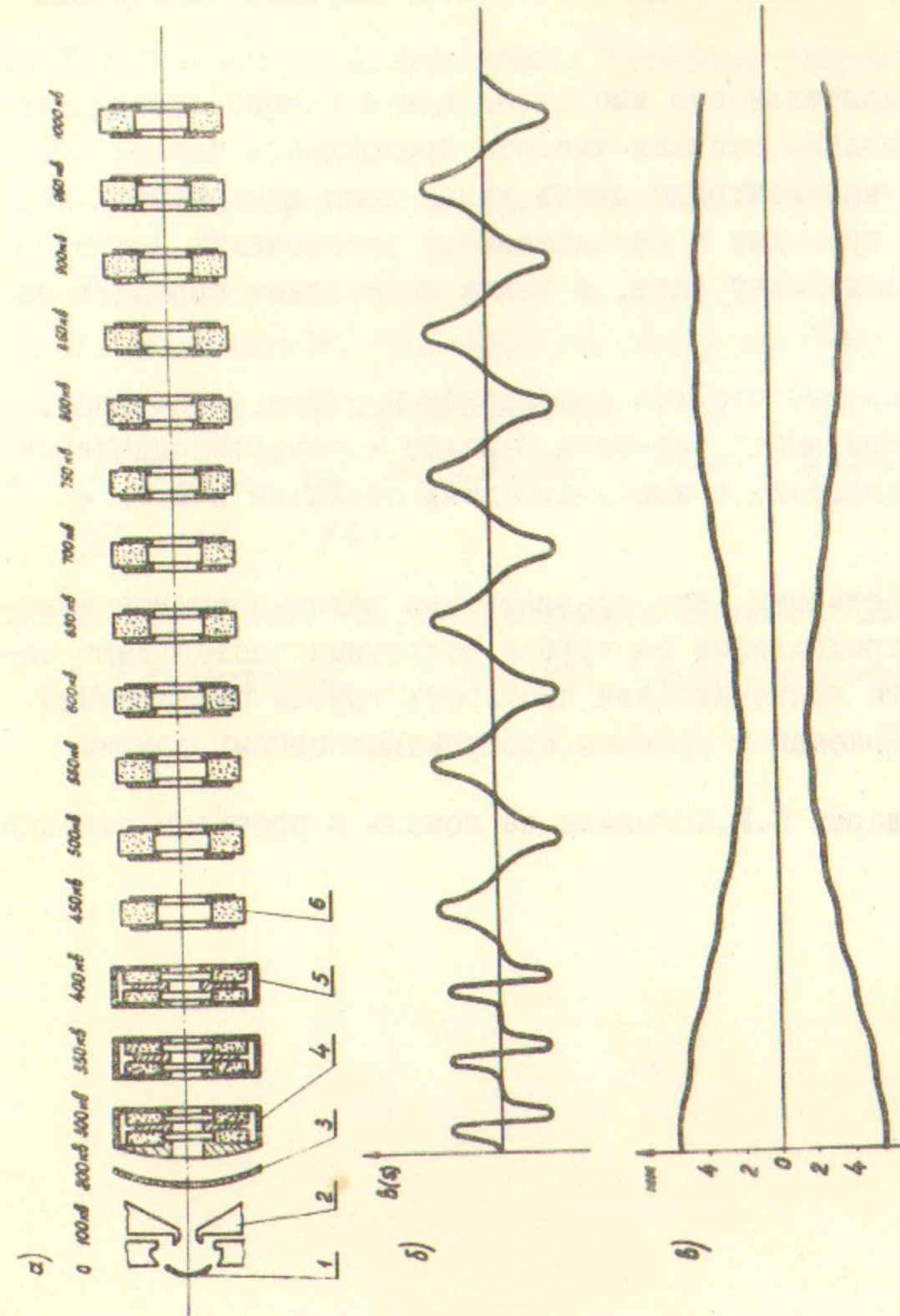


Рис.2. Схема трубки с аксиально-симметричными линзами из постоянных магнитов для ускорения электронов при токе 50 ампер.

а) Система фокусировки и ускорения.

1 - катод инжектора; 2,3,4 - аноды инжектора; 5 - экранированная линза; 6 - открытая линза.

б) Распределение индукции магнитного поля на оси трубки.

в) Огибающие электронного пучка.

Описанные системы фокусировки в принципе могут быть использованы как для импульсных, так и для стационарных пучков. Расчет показывает, что на фронтах импульсов диаметр пучка не превышает значений, соответствующих пиковому току. При этом предполагается, что длительность и форма импульсов тока задается напряжением на первом ускоряющем промежутке инжектора "катод-первый анод"; напряжение всех других электродов в течение импульса поддерживается постоянным.

При большой длительности импульсов или в стационарных режимах ускорения необходима высокая чистота прохождения частиц, обеспечивающая падение на электроды очень малой доли мощности пучка. Это обстоятельство приводит к значительному ужесточению допусков на выполнение и расстановку линз, а также заставляет повышать вакуум в трубке.

Оценки показывают, что для рассмотренных выше электронных пучков эффекты, связанные с объемным зарядом - перераспределение потенциала, взаимодействие с металлическими стенками и т.п. - незначительны.

В заключение отметим, что сравнительно малая апертура канала и затрудненное прохождение по трубке вторичных частиц дают основания ожидать, что электрическая прочность трубки существенно не ухудшится по сравнению с режимом пропускания слабых токов.

Авторы благодарят В.И.Кононова за помощь в программировании.

Л и т е р а т у р а

1. F.J. Grundhauser et al. "Intense Pulsed Sources of Megawatt Electrons and X-rays", *International Nucl. Industr. Fair "Nuclex-66"*, Sept. 1966, Basle (Switzerland).
2. Е.А.Абрамян, С.Б.Вассерман. "Атомная энергия", т.ХХП, вып. VII 1967.
3. Е.А.Абрамян, В.А.Гапонов. "Атомная энергия", т.ХХП, вып. I, 1967.
4. И.М.Капчинский. "Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях", Москва, Атомиздат, 1966.
5. P. Givet et A. Septier. *Nucl. Instr. & Methods*, 6, n2, 1960.
6. Н.С.Зинченко. "Курс электронной оптики", Харьков, 1961.
7. В.В.Вечеславов, В.И.Кононов. "Ионно-оптическое согласование методом случайного поиска". (Направлена в ЖТФ).

Ответственный за выпуск В.И.Кононов

Подписано к печати 18.У -1967г.

Усл.0,75 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 132

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР.