

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МОДИФИЦИРОВАННОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА

A. M. Максимова

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования радиального отражательного клистрона с двумя тормозящими электродами. Сопоставление данных эксперимента с результатами кинематического расчета клистрона показывает, что использованная в работе простейшая кинематическая теория, по-видимому, отражает в первом приближении реальные процессы, происходящие в исследуемой лампе.

Как показал Кётерье [1, 2], введение второго тормозящего электрода в отражательный клистрон позволяет регулировать время пролета модулированных по скорости электронов, что обеспечивает увеличение максимальной плотности тока, создаваемого возвращающимися в зону модуляции электронами. Последнее позволяет ожидать, что мощность, отдаваемая электронным потоком резонатору лампы с двумя тормозящими электродами, может быть увеличена (по сравнению с таковой в отражательном клистроне), а также могут быть расширены зоны колебаний.

В данной работе был проведен простой кинематический расчет радиального клистрона с двумя тормозящими электродами в предположении, что: 1) все электроны вылетают из эквипотенциального катода без начальной скорости; 2) взаимодействие электронов отсутствует; 3) переменное поле модулятора создается синусоидальным напряжением между сетками модулятора и не распространяется на зоны торможения; 4) время пролета электронов через модулятор много меньше периода колебаний; 5) амплитуда переменного напряжения на сетках модулятора много меньше постоянного потенциала на нем; 6) сетки не поглощают электронов.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ КИНЕМАТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

Рассмотрим радиальный клистрон, состоящий из катода K , сетчатого цилиндрического конденсатора $g_1 g_2$, первого тормозящего электрода g_0 и второго тормозящего электрода A (см. рис. 1.). Так как при наличии второго тормозящего электрода нарушается, в общем случае, монотонность изменения потенциала электрического поля в пространстве торможения, то все пространство торможения удобно разбить на две зоны. Назовем пространство между сетками $g_1 g_2$ резонатора и первым тормозящим электродом первой зоной торможения (I), а пространство между первым и вторым тормозящим электродом — второй зоной торможения (II).

Остановимся кратко на основных моментах проведенного кинематического расчета этого устройства (подробнее см. приложение). Для каждой из зон торможения составляются уравнения движения электронов. Интегрируя эти уравнения и используя

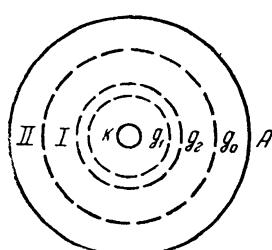


Рис. 1.

граничные условия, можно определить время пробега электронов в различных зонах лампы как функцию параметров режима, радиусов электродов и фазы выхода электронов из модулятора. Для лампы радиальной конструкции время движения электронов в различных зонах

выражается линейной комбинацией интегралов вида $A \int_a^b e^{-x^2} dx$,

где a, b и A — постоянные, зависящие от скорости электронов в момент прохождения ими границ зон и от радиусов электродов. Так как

$$\int_0^a e^{-x^2} dx = e^{-a^2} \left(a + \frac{2}{3} a^3 + \frac{2^2}{3 \cdot 5} a^5 + \dots \right),$$

то время пролета может быть представлено в виде бесконечного ряда слагаемых вида:

$$\frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} a^{2p+1} \quad (p=0, 1, 2, 3, \dots).$$

Зная время пробега электронов прямого и обратного потоков и используя закон сохранения количества электричества, можно определить безразмерную плотность тока в прямом и обратном потоке электронов [3]. Величина времени пробега электронов в зонах торможения определяет величину пролетного угла в этих зонах. Разобъем однородный по плотности электронный поток, покидающий модулятор, на отдельные пакеты электронов, фазы выхода которых из модулятора заключены между φ и $\varphi + d\varphi$. Имея выражение для безразмерной плотности тока, можно получить условие фокусировки электронных пакетов на модуляторе, если потребовать, чтобы в местах образования фокусов безразмерная плотность тока обращалась в бесконечность [6].

В результате описанного выше расчета получаем следующее выражение для пролетного угла электронов, имеющих поверхности возврата в зоне II:

$$\theta = \frac{4\omega}{v_m} \left\{ \sum_{p=0}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{r_m} \right)^p \left(\frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \left(\sqrt{1+\xi \sin \varphi} \right)^{2p+1} + \right. \\ \left. + \sum_{p=0}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{r_0} \right)^p \left(\sqrt{x+\xi \sin \varphi} \right)^{2p+1} \left[\left(\frac{1}{n_2} \right)^{p+1} - \left(\frac{r_0}{r_m} \frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \right] \right\} \quad (1)$$

(где p принимает значения $1, 2, 3, \dots$), и следующее условие фокусировки электронов на модуляторе:

$$-\frac{2\omega}{v_m} \xi \cos \varphi \left\{ \frac{1}{\sqrt{1+\xi \sin \varphi}} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{2^p p!}{(2p)!} \left(\frac{2}{r_m} \right)^p (1+\xi \sin \varphi)^p \left(\frac{1}{n_1} \right)^{p+1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{x+\xi \sin \varphi}} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p)!} \left(\frac{x+\xi \sin \varphi}{r_0} \right)^p \left[\left(\frac{1}{n_2} \right)^{p+1} - \left(\frac{r_0}{r_m} \frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \right] \right\} = 1. \quad (2)$$

Для сравнения таким же способом было получено выражение для пролетного угла в зоне преобразования радиального отражательного кристаллона:

$$\theta = \frac{4\omega}{v_m} \left[\sum_{p=0}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{r_m} \right)^p \left(\frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \left(\sqrt{1+\xi \sin \varphi} \right)^{2p+1} \right], \quad (3)$$

а также условие фокусировки электронов на модуляторе:

$$-\frac{2\omega}{v_m} \xi \cos \varphi \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{1+\xi \sin \varphi}} \frac{2^{2p} p!}{(2p)!} \left(\frac{1+\xi \sin \varphi}{r_m}\right)^p \left(\frac{1}{n_1}\right)^{p+1} = 1. \quad (4)$$

В приведенных соотношениях ω — частота, v_m — скорость электрона в момент достижения им модулятора (в прямом потоке), $r_m = (r_{g_1} + r_{g_2})/2$ — средний радиус модулятора (r_{g_1} и r_{g_2} — радиусы сеток модулятора), r_0 — радиус первого тормозящего электрода, $\xi = u_1/u_m$ — „коэффициент модуляции“ (u_1 — амплитуда переменного напряжения на сетках резонатора, u_m — постоянный потенциал сеток резонатора), x — отношение потенциала на первом тормозящем электроде к ускоряющему потенциальному модулятора, φ — фаза выхода электронных пакетов из модулятора, n_1 и n_2 — „коэффициенты торможения“ зоны I и зоны II, равные соответственно

$$\frac{1-x}{r_m \ln(r_0/r_m)}; \quad \frac{x-u_a/u_m}{r_0 \ln(r_a/r_0)}$$

(r_a — радиус второго тормозящего электрода).

Можно показать, что при $n_1/n_2 = r_0/r_m$ распределение поля в лампе с двумя тормозящими электродами такое же, как и в радиальном отражательном кластроне с радиусом отражателя, равным r_a .

Анализ соотношений (1) — (4) позволяет сделать некоторое заключение о влиянии второго тормозящего электрода на процесс фазовой фокусировки.

Из выражения (3) следует, что если ξ настолько мало, что можно пренебречь величиной ξ^2 по сравнению с единицей, то время пролета электронов в зоне торможения отражательного кластрона не будет зависеть от фаз выхода электронов из модулятора. Напротив, для лампы с двумя тормозящими электродами при столь же малых ξ зависимость θ от φ (как это следует из выражения (1)) пренебречь нельзя, если x одного порядка малости с ξ . Более того, из (1) следует, что, меняя отношение n_1/n_2 , всегда можно удовлетворить условию $\Delta\varphi \Delta\theta < 0$, где $\Delta\varphi$ — разность фаз выхода электронов из модулятора, а $\Delta\theta$ — обусловленная ею разность пролетных углов. Действительно, знак $\Delta\theta$ зависит от знака выражения $1/n_2 - r_0/r_m n_1$.

Приведенные соображения позволяют ожидать, что наличие второго тормозящего электрода в схеме отражательного кластрона позволит осуществить фазовую фокусировку электронов при столь малых значениях ξ , при которых фокусировка в обычном отражательном кластроне становится невозможной.

Анализ соотношения (2) также показывает, что на модуляторе лампы с двумя тормозящими электродами могут быть сфокусированы пакеты электронов, фазы выхода которых занимают интервал протяженностью $6^\circ \div 8^\circ$.

2. УРАВНЕНИЕ МАКСИМУМОВ ОБЛАСТЕЙ КОЛЕБАНИЙ ЛАМПЫ С ДВУМЯ ТОРМОЗЯЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Максимумы областей колебаний лампы могут быть определены с помощью двух уравнений относительно φ и ξ : условия фаз

$$\theta(\varphi, \xi, x, u_a/u_m, \omega, r_m, r_0, r_a) = (4k+1)\pi/2 - \varphi, \quad (5)$$

где номер зоны колебаний k принимает значения 1, 2, 3, ..., и условия

фокусировки электронов на резонаторе (2)*. Поскольку эти уравнения трансцендентные и не могут быть в общем случае разрешены относительно φ или ξ , то для определения φ и ξ нашей лампы можно поступить так: разрешим уравнение (2) относительно n_2 и построим семейство кривых $n_2 = f(\varphi, \xi)$ с переменным параметром ξ (см. рис. 2). Проведем прямую $n_2 = \text{const}$, соответствующую заданным значениям x , u_a/u_m , u_m . Точки пересечения этой прямой с кривыми $n_2 = f(\varphi, \xi)$ дадут нам фазы выхода электронов, фокусирующихся (при заданных x ,

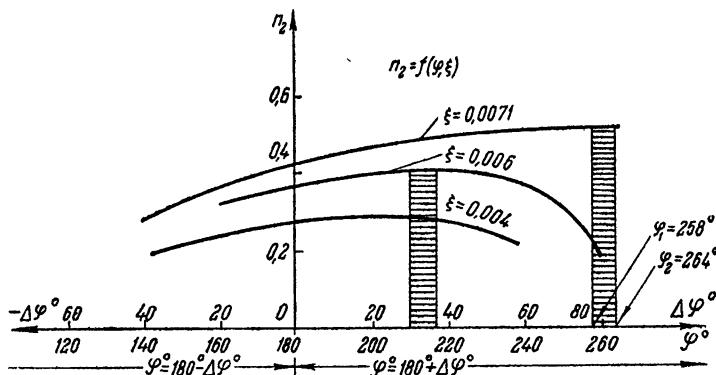


Рис. 2. Семейство кривых $n_2 = f(\varphi, \xi)$ для значений $u_m = 110$ в, $u_0 = 5$ в, $\lambda = 89$ см. Наибольшая интенсивность колебаний на волне $\lambda = 89$ см в режиме $u_m = 100$ в; $u_0 = 5$ в; $u_a = -20$ в. Соответствующее данному режиму значение $n_2 = 0,57$. Кривая А соответствует режиму отражательного клистрона: $u_m = 131$ в; $u_0 = 25$ в; $u_a = -32$ в ($n_2 = 1,08$).

u_a/u_m и u_m) на модуляторе: Из всех значений ξ выберем то, которое соответствует наибольшей протяженности интервала значений фаз выхода электронов, фокусирующихся на модуляторе. На рис. 2 это будет значение $\xi = 0,0228$ ($\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 190^\circ - 184^\circ = 6^\circ$). Соответствующая разность пролетных углов $\Delta\theta$, рассчитанная по формуле (1), равна 8° .

Подставляя найденные таким образом значения φ^* и ξ^* в уравнение (5), получим соотношения, связывающие параметры тех режимов, в которых возбуждаются колебания наибольшей интенсивности в пределах какой-либо зоны колебаний с частотой колебаний ω и номером зоны k .

В частном случае, когда на модуляторе лампы с двумя тормозящими электродами фокусируются электроны с фазой выхода $\varphi^* = \pi$, уравнение (5) значительно упрощается и может быть представлено в виде**:

$$\lambda\sqrt{u_m} = \frac{2830}{4k-1} S(x; u_a/u_m); \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Здесь

$$S(x; u_a/u_m) = \left\{ 1 + \sqrt{x} \left[\frac{1,14(1-x)}{x + |u_a|/u_m} - 2,1 \right] + 2,81(1-x)^{\delta} \right\} (1-x)^{-1}; \quad (7)$$

$$\delta = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{0,475^p} \right) \left(\frac{1}{n_1^{p+1}} \right) + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} (x)^{p+1/2} \left[\frac{1}{n_2^{p+1}} - \frac{(2,1)^{p+1}}{n_1^{p+1}} \right]; \quad (8)$$

$$p=1, 2, 3, \dots$$

* Для исследуемых режимов в уравнении (2) можно ограничиться слагаемыми, содержащими n_2 в степенях не выше второй. Заметим, что для лампы плоской конструкции (2) является уравнением первой степени относительно n_2 .

** Здесь принято: $r_m = 0,475$ см, $r_0 = 1$ см, $r_a = 1,5$ см; λ измеряется в см, u_m — в в.

Уравнение (6) определяет максимумы областей колебаний лампы с двумя тормозящими электродами и в случае произвольных значений φ^* (если выполняется условие $x \gg \xi$).

Сопоставляя уравнения (6) и (2), получим:

$$\xi = 4L / (4k - 1) \pi, \quad (9)$$

где

$$L = \frac{1+x^{1/2} [1,14(1-x) (x+|u_a| u_m^{-1})^{-1} - 2,1] + 2,81(1-x) \delta}{1+x^{-1/2} [1,14(1-x) (x+|u_a| u_m^{-1})^{-1} - 2,1]},$$

а δ определяется выражением (8). График функции L приведен на рис. 3. Пунктирная кривая соответствует режиму отражательного кластрона. Из приведенных на рис. 3 кривых и из соотношения (9) сле-

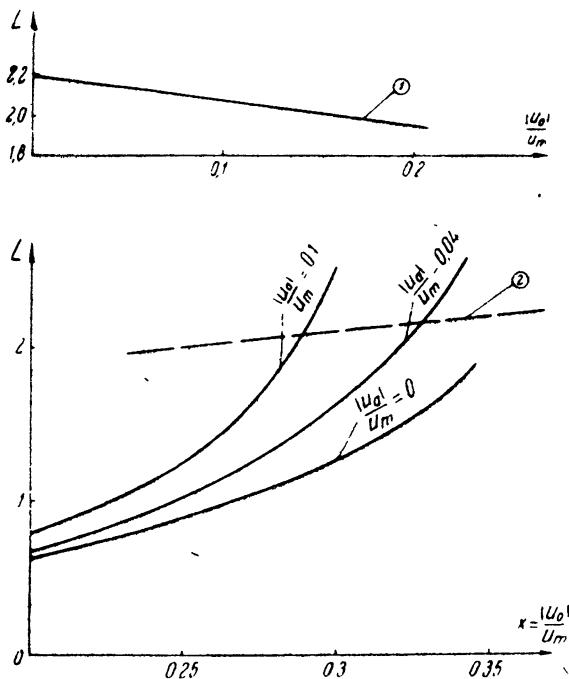


Рис. 3. Зависимость функции L от параметров режима $x = u_0/u_m$ и $|u_a|/u_m$. Линии 1 и 2 соответствуют режиму отражательного кластрона, имеющего радиус отражателя, равный радиусу второго тормозящего электрода. Для этих линий выполнено условие $n_1 r_m = n_2 r_0$. Линия 1 изображает зависимость L от $|u_a|/u_m$ при значениях x , соответствующих графику 2.

дует, что ξ существенно меняется при изменении режима, в то время как для отражательного кластрона $\xi = 4L_0/(4k-1)\pi$ меняется очень медленно с изменением u_a/u_m .

В дальнейшем предположим, что размеры радиусов электродов лампы удовлетворяют условиям $r_0/r_m \ll 1,1$ и $r_a/r_0 < 1,1$. В этом случае в выражении (1) можно ограничиться слагаемыми, содержащими n_1 и n_2 в первой степени, и уравнение (6) может быть представлено после некоторых преобразований в виде:

$$\lambda \frac{u_m - u_0}{\sqrt{u_m}} \approx \frac{8 \cdot 10^3 r_m \ln(r_0/r_m)}{4k-1} m, \quad (10)$$

где m определяется выражением

$$m-1 = \sqrt{x} (n_1/n_2 - r_0/r_m). \quad (11)$$

Соответствующее выражение для радиального отражательного кластрона имеет вид:

$$\lambda \frac{u_m - u_0}{\sqrt{u_m}} \approx \frac{8 \cdot 10^3 r_m \ln(r_0/r_m)}{4k-1}. \quad (12)$$

Сопоставляя формулы (10) и (12), убеждаемся, что области колебаний лампы с двумя тормозящими электродами должны быть шире, чем у отражательного клистрона. Действительно, из уравнения (12) следует, что каждому номеру зоны колебаний (при фиксированной волне λ) на плоскости $u_0 - u_m$ соответствует одна кривая $u_0 = f(u_m)$, определяющая максимум области колебаний. Из уравнения (10) и (11) видно, что, меняя соотношение между n_1 и n_2 , мы получим на плоскости $u_0 - u_m$ семейство кривых $u_0 = f(u_m, m)$, соответствующих различным m (в частности, при $m = 1$ получаем максимум области колебаний отражательного клистрона).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментально образец клистрона ($r_{g_1} = 0,4$ см, $r_{g_2} = 0,55$ см, $r_0 = 1$ см, $r_a = 1,5$ см) исследовался как при положительных, так и при отрицательных потенциалах на первом отражателе.

В качестве колебательной системы к сеткам резонатора подключалась система Лехера. Были сняты области колебаний лампы на волне $\lambda = 60$ см и $\lambda = 89$ см. Рабочие диаграммы лампы приведены на рис. 4 и 5.

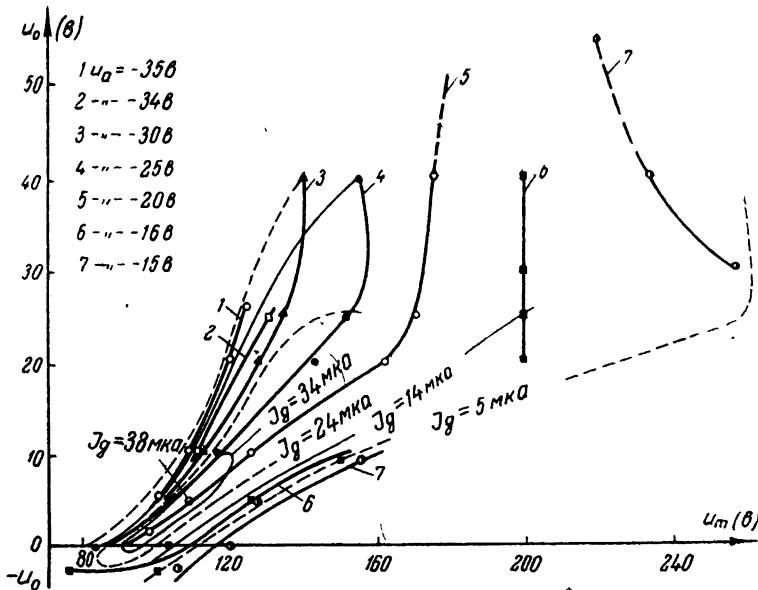


Рис. 4. Рабочая диаграмма клистрона для волны $\lambda = 89$ см. Семейства кривых на диаграмме представляют собой проекции на координатную плоскость $u_m - u_0$ линий пересечения поверхностей максимумов областей колебаний плоскостями $u_a = \text{const}$. Кривые A снимались при эмиссионном токе $J_e = 14$ мА. Знаком x отмечены точки, для которых $n_1/n_2 = 2,1$ ($r_0/r_m = 2,1$).

Из рис. 4 и 5 видно, что области колебаний лампы с двумя тормозящими электродами значительно шире областей колебаний радиального отражательного клистрона. Режим отражательного клистрона был получен как частный случай режимов возбуждения лампы с двумя тормозящими электродами. Действительно, среди эксперименталь-

ных точек, лежащих на кривых рис. 4, 5, имеются такие точки, которым соответствуют значения u_m , u_0 и u_a , удовлетворяющие равенству

$$n_1/n_2 = r_0/r_m. \quad (13)$$

Максимальная интенсивность колебаний, возникающих в режиме (13), значительно меньше соответствующей интенсивности колебаний,

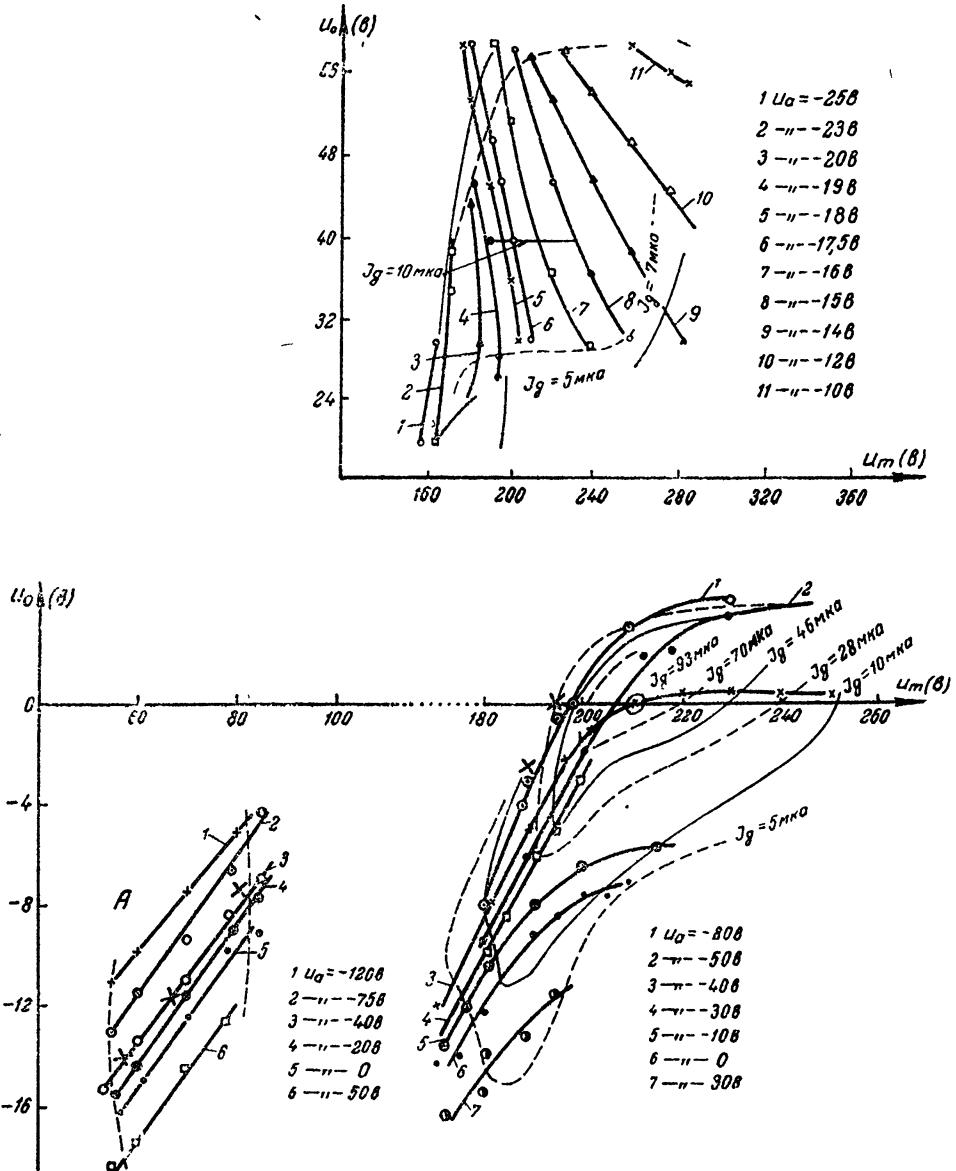


Рис. 5. Рабочая диаграмма кластрона для волны $\lambda = 60$ см. Знаком x отмечены точки, для которых $n_1/n_2 = 2,1$.

возникающих в других режимах (при прочих равных условиях; см. рис. 4 и 5). Как видно из рис. 4, 5, самая большая интенсивность колебаний лампы с двумя тормозящими электродами наблюдалась согласно теории, в случае, когда $|x| \rightarrow 0$.

Анализ условий фокусировки показывает, что в режимах, соответствующих самой большой интенсивности колебаний, при потенциале

первого отражателя, стремящемся к нулю, на модуляторе лампы с двумя тормозящими электродами фокусируются электронные пакеты, фазы выхода которых занимают интервал протяженностью $6^\circ \div 8^\circ$ (см. рис. 26,7). Анализ условий фокусировки для режима, отвечающего самой большой интенсивности колебаний в области более высоких потенциалов на первом тормозящем электроде, показывает, что в этом

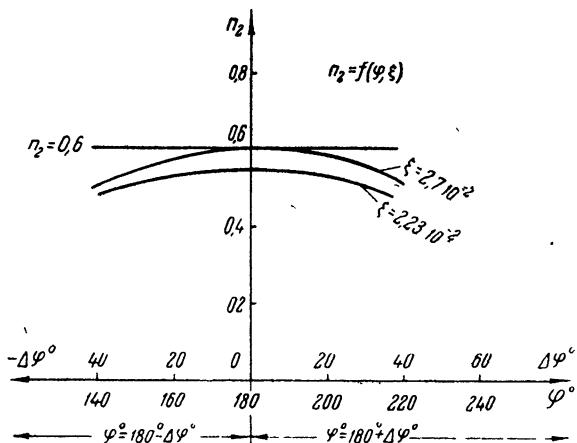


Рис. 6. Семейство кривых $n_2 = f(\varphi, \xi)$ для значений $u_m = 235$ в, $u_0 = 40$ в, $\lambda = 61$ см. Наибольшая интенсивность колебаний в зоне с номером $k=3$ на волне $\lambda = 61$ см наблюдалась в режиме $u_m = 235$ в; $u_0 = -40$ в; $u_a = -15$ в. Соответствующее этому режиму значение $n_2 = 0,58$.

случае прямая имеет одну точку касания с кривой $n_2 = \text{const}$. Последнее соответствует, как это видно на рис. 6, фокусировке на модуляторе электронных пакетов с фазой выхода, близкой к π . Для сравнения на рис. 2 приведена также кривая, построенная для режи-

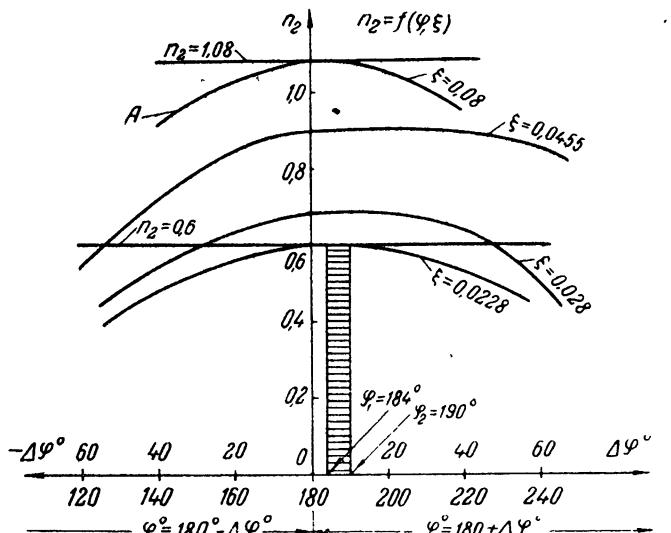


Рис. 7. Семейство кривых $n_2 = f(\varphi, \xi)$ для значений $u_m = 210$ в, $u_0 = 1,5$ в, $\lambda = 61$ см. Наибольшая интенсивность колебаний на волне $\lambda = 61$ см возбуждалась в режиме $u_m = 210$ в; $u_0 = 1,5$ в; $u_a = -40$ в. Соответствующее этому режиму значение $n_2 = 0,49$.

ма, удовлетворяющего условию (13), в котором возникали колебания наибольшей интенсивности. Прямая $n_2 = \text{const}$ имеет и в этом случае одну точку касания с кривой $n_2 = f(\varphi, \xi)$.

Для точек, лежащих на кривых $u_a = \text{const}$ (см. рис. 4 и 5), были

рассчитаны длины волн по уравнению максимумов. Для точек, соответствующих самой большой интенсивности колебаний, расчет длины волн производился по формулам (5) — (6). Значения φ и ξ , входящие в (5), были найдены из семейства кривых $n_2 = f(\varphi, \xi)$ (см. рис. 2, 7). Результаты расчета по обеим формулам приведены в таблице 1.

Таблица 1

Экспериментальные и теоретические значения длии волн $\lambda_{\text{эксп}}$, $\lambda_{\text{теор}}$ для режимов, в которых возникают колебания наибольшей интенсивности в каждой из областей возбуждения на рис. 4 и 5. Расчет $\lambda_{\text{теор}}$ выполнен по формулам (5) и (6).

u_m (в)	u_0 (в)	u_a (в)	$\lambda_{\text{эксп}}$ (см)	k	ξ	φ^* ср	$\lambda_{\text{теор}}$ (5)	$\lambda_{\text{теор}}$ (6)
110	5	-20	89	2	0,0228	$180^\circ + 7^\circ$	96	97
235	40	-15	61	3	0,0223	180°	60	60
210	1,5	-40	60	2	0,007	$180^\circ + 80^\circ$	56	53

Из таблицы видно, что даже в худшем случае ($\varphi^* = 180^\circ + 80^\circ$) расчеты по обеим формулам дают близкие результаты. Поэтому для всех остальных режимов, соответствующих положительным потенциалам на первом тормозящем электроде, расчет длины волн производился по формуле (6). При отрицательных потенциалах на первом тормозящем электроде расчет проводился по уравнению (12) для радиального отражательного клистрона.

Входящий в уравнение (6) номер области возбуждения выбирался при расчете из следующих соображений. Рассчитанная по формуле (6) длина волны, соответствующая, например, режиму $u_m = 180$ в, $u_0 = 35$ в, $u_a = -20,5$ в, будет равна $\lambda = 655/(4k-1)$. В то же время экспериментально полученная длина волны, соответствующая этому же режиму, $\lambda = 89$ см. Теоретическое значение длины волны, наиболее близкое к экспериментальному, получим, положив $k = 2$. Если формула (6) справедлива, то при $k = 3$ мы должны получить в указанном режиме волну $\lambda = 60$ см, при $k = 1$ — волну $\lambda = 220$ см. Практически генератор удалось возбудить только на двух волнах: $\lambda = 89$ см и $\lambda = 60$ см. Таким образом, выбор k для выбранного режима (при данной частоте возбуждаемых колебаний) можно считать обоснованным.

При положительных потенциалах на первом тормозящем электроде наибольшее отклонение $(\lambda_{\text{теор}} - \lambda_{\text{эксп}})/\lambda_{\text{эксп}}$ не превышает 19%. При отрицательных потенциалах на первом тормозящем электроде $(\lambda_{\text{теор}} - \lambda_{\text{эксп}})/\lambda_{\text{эксп}}$ не превышает 30%. Наибольшая погрешность имеет место в режимах, в которых заведомо нарушаются упрощающие предположения, положенные в основу кинематического расчета ($\xi_{\min} = 0,4$; наличие пространственного заряда).

Таким образом, сопоставление результатов кинематического расчета с экспериментом показывает, что в первом приближении простейшая кинематическая теория отражает реальные процессы, протекающие в лампе с двумя тормозящими электродами*.

В результате исследования радиального отражательного клистрона с двумя тормозящими электродами было установлено, что наличие второго тормозящего электрода в отражательном клистроне позво-

* В исследуемой схеме генератора были обнаружены колебания малой интенсивности, частота которых могла быть изменена в очень широких пределах (от 167 мгц до 290 мгц) посредством изменения режима лампы. Подобные колебания имеют место в различных схемах генераторов тормозящего поля. Механизм их возникновения описан Кузнецовым и Бербасовым [6].

ляет (путем изменения коэффициента торможения обеих тормозящих зон лампы) увеличить по сравнению с обычным отражательным кластроном максимальное число электронных пакетов, которые могут быть одновременно (или почти одновременно) сфокусированы на модуляторе.

Области колебаний лампы с двумя тормозящими электродами значительно шире, чем у обычного отражательного кластрона. Режим радиального отражательного кластрона может быть получен как частный случай режимов возбуждения лампы с двумя тормозящими электродами.

Наибольшая интенсивность колебаний лампы, поставленной в режим отражательного кластрона, меньше максимальной интенсивности колебаний, возникающих в других режимах лампы для той же волны и для того же номера области возбуждения (при прочих равных условиях).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет времени пробега электронов в различных зонах. Время пробега электронов находится как интеграл уравнения:

$$v = dr/dt. \quad (1)$$

Здесь v — скорость электронов в точке с координатой r . Для первой зоны торможения

$$v = \sqrt{C \ln(r/r_m) + v_s^2}; \quad C = 2 \frac{e}{m} \frac{u_0 - u_m}{\ln(r_0/r_m)}. \quad (2)$$

Здесь $v_s = v_m \sqrt{1 + \xi \sin \varphi}$ есть скорость электрона в момент выхода его из модулятора. Для второй зоны торможения:

$$v = \sqrt{D \ln(r/r_0) + v_0^2}; \quad D = 2 \frac{e}{m} \frac{u_a - u_0}{\ln(r_a/r_0)}, \quad (3)$$

где

$$v_0 = \sqrt{C \ln(r_0/r_m) + v_s^2}.$$

Подставляя в уравнение (1) значение v из (2) и (3), интегрируя (1) и учитывая граничные условия, находим время движения электронов в различных зонах генератора. Так, время движения электронов от модулятора до произвольной точки зоны I будет равно

$$\tau_I = -2r_m |C|^{-1/2} e^{\frac{v^2}{v_s^2} |C|^{-1}} \int_{v_s |C|^{-1/2}}^{v |C|^{-1/2}} e^{-x^2} dx. \quad (4)$$

Время движения электронов (прямого потока) в зоне II до произвольной точки ее

$$\tau_{II} = -2r_0 |D|^{-1/2} e^{\frac{v_0^2}{v^2} |D|^{-1}} \int_{v_0 |D|^{-1/2}}^{v |D|^{-1/2}} e^{-x^2} dx. \quad (5)$$

Расчет безразмерной плотности тока. Известно [3], что безразмерная плотность тока может быть представлена соотношением:

$$i = \frac{1}{1 + d\tau/dt_s}. \quad (6)$$

Здесь i — безразмерная плотность тока, t_s — время выхода пакета электронов из модулятора, $\tau = t - t_s$ — время пребывания электронов в зонах преобразования, t — текущее время. Из уравнения (6), используя (4) и (5), находим величину безразмерной плотности тока в произвольной точке зоны I и зоны II для электронов прямого потока. Так, величина безразмерной плотности тока в зоне I для электронов прямого потока будет равна

$$i_1 = \left[1 - 2r_m \omega v_m^2 |C|^{-1} \xi \cos \varphi \left(r r_m^{-1} v^{-1} - v_s^{-1} + |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \int_0^{v_s |C|^{-1/2}} e^{-x^2} dx \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Для электронов обратного потока, имеющих поверхности возврата в зоне I, время движения их от модулятора до поверхности возврата и обратно до точки с координатой r есть $\tau = 2\tau_{\text{возвр I}} - \tau_1$ ^{*}, где время движения электронов от модулятора до поверхности возврата $\tau_{\text{возвр I}}$ определяется из уравнения (4) при условии $v = 0$. Учитывая вышеизложенное, можно получить из (6) и (4) выражение для безразмерной плотности тока обратного потока электронов в зоне I:

$$i_{\text{I обр}} = \left[1 + 2 \omega v_m^2 |C|^{-1} \xi r_m \left(|C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_0^{v_s |C|^{-1/2}} e^{-x^2} dx + \right. \right. \\ \left. \left. + r r_m^{-1} v^{-1} + |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_0^{v_s |C|^{-1/2}} e^{-x^2} dx \right) \cos \varphi \right]^{-1}. \quad (8)$$

В то же время величина безразмерной плотности тока прямого потока в зоне II определяется выражением:

$$i_{\text{II}} = \left\{ 1 - 2 \omega v_m^2 |DC|^{-1} \xi \cos \varphi \left[|C| (r v^{-1} - r_0 v_0^{-1} + \right. \right. \\ \left. \left. + r_0 |D|^{-1/2} e^{v_0^2 |D|^{-1}} \int_0^{v_0 |D|^{-1/2}} e^{-x^2} dx \right) + |D| (r_0 v_0^{-1} - r_m v_s^{-1} + \right. \right. \\ \left. \left. + r_m |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_0^{v_s |C|^{-1/2}} e^{-x^2} dx \right) \right]^{-1} \right\}. \quad (9)$$

Для электронов обратного потока из зоны II время пребывания в зонах преобразования будет равно $\tau = 2\tau_{\text{возвр}} - (\tau_1 + \tau_{\text{II}})$, где $\tau_{\text{возвр}}$ — время движения электронов от модулятора до поверхности возврата

* Время движения электрона в прямом потоке от модулятора до точки с координатой r равно времени движения электрона в обратном потоке от данной точки до модулятора, так как скорости электронов прямого и обратного потоков в одной и той же точке отличаются только знаком.

в зоне II, а τ'_1 — время пролета электронами прямого потока зоны I. Очевидно, что $\tau_{\text{возвр}} = \tau'_1 + \tau_{\text{возврII}}$, где $\tau_{\text{возврII}}$ определяется из уравнения (5), при условии $v = 0$, а τ'_1 определяется из уравнения (4), если положить $v = v_0$. Учитывая сказанное, из уравнения (6) можно получить следующее выражение для безразмерной плотности тока электронов обратного потока в зоне II:

$$\begin{aligned} i_{\text{II обр}}' = & \left\{ 1 + 2\omega v_m^2 |DC|^{-1} \xi \cos \varphi \left[|C| \left(r v^{-1} + r_0 |D|^{-1/2} \int_{v_0 |D|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \right) - \right. \right. \\ & - 2 |C| \left(r_0 |D|^{-1/2} e^{v_0^2 |D|^{-1}} \int_{v_0 |D|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \right) - |D| \left(r_0 v_0^{-1} - \right. \\ & \left. \left. - r_m v_s^{-1} + r_m |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_{v_s |C|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \right) \right] \left. \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для электронов обратного потока в зоне I, имеющих поверхности возврата в зоне II, время пребывания в зонах преобразования $\tau = 2\tau_{\text{возвр}} - \tau'_1$. Безразмерная плотность тока для этих электронов

$$\begin{aligned} i_{\text{II обр}}' = & \left\{ 1 + 2r_m \omega v_m^2 |DC|^{-1} \xi \cos \varphi \left[|D| \left(r r_m^{-1} v_0^{-1} + \right. \right. \right. \\ & + |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_{v_s |C|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \left. \right) - 2 |D| \left(r_0 r_m^{-1} v_0^{-1} - v_s^{-1} + \right. \\ & \left. \left. + |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_{v_s |C|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \right) - 2 |C| r_0 r_m^{-1} \left(-2^{-1} v_0^{-1} + \right. \right. \\ & \left. \left. + |D|^{-1/2} e^{v_0^2 |D|^{-1}} \int_{v_0 |D|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx \right) \right] \left. \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Расчет пролетных углов электронов в зонах преобразования. Обозначим через τ_F время движения электронов от модулятора до поверхности возврата и обратно. Тогда пролетный угол электронов в зонах преобразования $\theta = \omega \tau_F$. Для электронов с поверхностями возврата в зоне II

$$\tau_F^* = 2\tau_{\text{возвр}} = 2(\tau'_1 + \tau_{\text{возврII}}),$$

где

$$\tau'_1 = -2r_m |C|^{-1/2} e^{v_s^2 |C|^{-1}} \int_{v_s |C|^{-1/2}}^0 e^{-x^2} dx;$$

$$\tau_{\text{возвр II}} = -2r_0 |D|^{-1/2} e^{\frac{v_0^2}{2} |D|^{-1}} \int_0^0 e^{-x^2} dx.$$

Для электронов с поверхностями возврата в зоне I

$$\tau_F^* = 2\tau_{\text{возвр I}},$$

где

$$\tau_{\text{возвр I}} = -2r_m |C|^{-1/2} e^{\frac{v_s^2}{2} |C|^{-1}} \int_0^0 e^{-x^2} dx.$$

Учитывая, что

$$\frac{2}{V\pi} \int_0^a e^{-x^2} dx = \frac{2}{V\pi} e^{-a^2} \left(a + \frac{2}{3} a^3 + \frac{22}{3 \cdot 5} a^5 + \frac{28}{3 \cdot 5 \cdot 7} a^7 + \dots \right),$$

получаем для электронов с поверхностями возврата в зоне II:

$$\begin{aligned} \theta = \omega \tau_F^* &= 4\omega \left\{ \frac{r_0 v_0}{|D|} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{v_0}{V|D|} \right)^2 + \frac{2^2}{3 \cdot 5} \left(\frac{v_0}{V|D|} \right)^4 + \dots \right] + \right. \\ &+ \frac{r_m v_s}{|C|} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{v_s}{V|C|} \right)^2 + \frac{2^2}{3 \cdot 5} \left(\frac{v_s}{V|C|} \right)^4 + \dots \right] - \frac{r_0 v_0}{|C|} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{v_0}{V|C|} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{2^2}{3 \cdot 5} \left(\frac{v_0}{V|C|} \right)^4 + \dots \right] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

и для электронов с поверхностями возврата в зоне I:

$$\theta = \frac{4\omega r_m v_s}{|C|} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{v_s}{V|C|} \right)^2 + \frac{2^2}{3 \cdot 5} \left(\frac{v_s}{V|C|} \right)^4 + \dots \right]. \quad (13)$$

Если в (12) и (13) подставить выражения для $v_s, v_0, |C|, |D|$ и ввести коэффициенты торможения зоны I и зоны II (n_1 и n_2), то формулы (12) и (13) преобразуются к виду (14) и (15):

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{4\omega}{v_m} \left\{ \frac{1}{n_1} (1 + \xi \sin \varphi)^{1/2} + \sqrt{x + \xi \sin \varphi} \left(\frac{1}{n_2} - \frac{r_0}{r_m} \frac{1}{n_1} \right) + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \times \right. \\ &\times \left(\frac{1}{r_m} \right)^p (1 + \xi \sin \varphi)^{p-1/2} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\sqrt{x + \xi \sin \varphi} \right)^{2p+1} \left(\frac{1}{r_0} \right)^p \times \\ &\times \left. \left[\left(\frac{1}{n_2} \right)^{p+1} - \left(\frac{r_0}{r_m} \frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \right] \right\}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\theta = \frac{4\omega}{v_m} \left[\frac{1}{n_1} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2^{2p} p!}{(2p+1)!} \left(\frac{1}{n_1} \right)^{p+1} \left(\frac{1}{r_m} \right)^p \right]. \quad (15)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Coeterier, *Phylips Techn. Rdsch.*, 8, 257 (1946).
2. F. Coeterier, *Phylips Techn. Rdsch.*, 17, 374 (1956).
3. В. И. Калинин, Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, Связьтехиздат, М., 1948.
4. Отражательные клистроны, изд. Сов. радио, М., 1954.
5. М. И. Кузнецов, В. А. Бербасов, Уч. зап. ГГУ, сер. физ., 27, 1954.
6. С. Д. Гвоздовер, Теория электронных приборов сверхвысоких частот, Гос-техиздат, М., 1956.

Челябинский политехнический
институт

Поступила в редакцию
10 ноября 1957 г.