

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

Выпуск
10

Год издания двадцать четвертый

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1973 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

АЛФЕЕВ В. Н., АЛЯМОВСКИЙ И. В., БАТЫГИН В. Н., БАЦЕВ В. И., БЕЛЯЕВ В. П., БЕЛЯКОВ Р. А., БРОДУЛЕНКО И. И., ВАСИНА Т. А., ВЕЦГАЙЛИС Ю. А. (зам. главного редактора), ГАСАНОВ Л. Г., ГЕЛЬВИЧ Э. А., ГОЛАНТ М. Б., ГУЛЕЙКОВ В. М., ДЕВЯТКИН И. И., ДЕВЯТКОВ Н. Д. (главный редактор), ДЕМИН Е. П., ЗАМОРОЗКОВ Б. М., ЗУСМАНОВСКИЙ С. А., КАРМАЗИН В. Г., КОВАЛЕНКО В. Ф., КРЫСОВ Г. А., ЛЕБЕДЬ Б. М., ЛУКОШКОВ В. С. (зам. главного редактора), МАКСИМОВСКИЙ Ю. И., МАТВЕЕВ Г. А., МНОЯН В. И., ОВЧАРОВ В. Т., ПАРИЛОВ В. А., РЕБРОВ С. И., РОГОВИН И. Е., РОСНОВСКИЙ В. К. (зам. главного редактора), САЗОНОВ В. П., СТАРОДУБОВ И. П., СТЕПАНИЩЕВ В. Б., ТАГЕР А. С., ТЕМКИН С. Е., ТИМОШИН Л. А., ФЕЛЬДБЛЮМ И. С. (отв. секретарь), ФОРМОВ Б. Н., ХВОРОВ М. И., ЧЕРЕПНИН Н. В., ШЕНОГИН А. А.

ФИЗИКА ЯВЛЕНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.372.8

М. В. Гаврилов, Д. И. Трубецков**ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ**

Теория возбуждения пьезоэлектрических волноводов сторонними источниками построена по аналогии с теорией возбуждения электромагнитных волн в волноводах. Развита теория используется для получения дисперсионного уравнения акустического усилителя

1. ВВЕДЕНИЕ

Пьезоэлектрическим волноводом можно назвать линию передачи, образованную пьезоэлектриком с соответствующей ориентацией осей симметрии. Причем в поперечном сечении такой линии электромагнитные поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ и «акустические поля»: $\hat{T}$ — тензор напряжений и скорость $\vec{V}$ частиц в решетке пьезокристалла — занимают конечную площадь (линия закрытого типа). При этом можно выбрать такую цилиндрическую поверхность S_0 , охватывающую волновод, на внутренней боковой поверхности которой выполняются граничные условия, предполагающие наличие полей только внутри S_0 . Для электромагнитных полей такое условие может иметь вид:

$$[\vec{n}\vec{E}] = 0, \quad (1)$$

где $\vec{n}$ — нормаль к боковой поверхности,
а для акустических

$$\hat{T}\vec{n} = 0, \quad (2)$$

если на S_0 отсутствуют напряжения, или

$$\vec{V} = 0, \quad (3)$$

если боковая поверхность волновода недеформируемая (нет упругих смещений $\vec{U}$).

В настоящей работе строится теория возбуждения пьезоэлектрических волноводов на основе развитого в [1, 2] подхода к описанию распространения волн в пьезоэлектрике. Такой подход позволил провести аналогию с теорией возбуждения электронных волн в «обычных» волноводах [3].

2. ВЫВОД ФОРМУЛ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Электромагнитные поля в пьезоэлектрическом волноводе описываются уравнениями Максвелла:

$$[\nabla \vec{E}] = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4a)$$

$$[\nabla \vec{H}] = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (4b)$$

а акустические поля — их акустическими аналогами [1]:

$$\Delta \cdot \hat{T} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} - \vec{f}, \quad (5a)$$

$$\nabla^s \vec{V} = \frac{\partial \hat{S}}{\partial t}, \quad (5b)$$

где $\vec{P} = \rho_m \vec{V} = \rho_m \frac{\partial \vec{U}}{\partial t}$,

ρ_m — плотность среды,

∇^s — тензорный симметричный дифференциальный оператор.

Уравнения (4), (5) записаны для наиболее общего случая, когда волновод возбуждается одновременно сторонним током с плотностью $\vec{J}$ и силой с объемной плотностью $\vec{f}$. Электрические переменные $\vec{E}$ и $\vec{D}$ и акустические — тензоры напряжений $\hat{T}$ и деформаций $\hat{S}$ связаны материальными уравнениями:

$$\hat{S} = \hat{d} \cdot \vec{E} + \hat{s}^E : \hat{T},$$

$$\vec{D} = \hat{\epsilon}^T \cdot \vec{E} + \hat{d} : \hat{T} = \hat{\epsilon}^S \vec{E} + \hat{e} \hat{S}. \quad (6)$$

Здесь $\hat{d}$, $\hat{s}^E$, $\hat{\epsilon}^S$; $\hat{\epsilon}^T$; $\hat{e}$ — тоже тензоры (которые в дальнейшем предполагаются симметричными),

$$\hat{\epsilon}^T = \hat{\epsilon}^S + \hat{d} : \hat{e},$$

верхние индексы у тензоров означают, что их значение берется при постоянной соответствующей величине, а знак «:» определяет двойное скалярное произведение.

Предполагая, что сторонним источникам $\vec{J}_1$ и $\vec{f}_1$ соответствует решение $\vec{E}_1, \vec{H}_1, \vec{V}_1, \hat{T}_1$ системы уравнений (4), (5), а источникам $\vec{J}_2, \vec{f}_2$ — решение $\vec{E}_2, \vec{H}_2, \vec{V}_2, \hat{T}_2$, можно получить выражение, аналогичное лемме Лоренца для «обычных» волноводов:

$$\nabla \cdot [\vec{E}_1 \vec{H}_2] - [\vec{E}_2 \vec{H}_1] + \vec{V}_1 \hat{T}_2 - \vec{V}_2 \hat{T}_1 = \vec{J}_1 \vec{E}_2 - \vec{J}_2 \vec{E}_1 + \vec{f}_1 \vec{V}_2 - \vec{f}_2 \vec{V}_1. \quad (7)$$

Распространяющиеся в пьезоэлектриках волны являются медленными. Причем, если в обычном диэлектрике происходит непосредственное замедление электромагнитной волны, то в пьезоэлектрике медленными фактически являются упругие волны колебаний решетчатых. Поэтому для обусловленных пьезоэффектом электромагнитных полей справедливо квазистатическое приближение $\vec{E} = -\nabla \cdot \Phi$, как и для медленных электромагнитных волн (хотя теперь правильнее говорить не об упругих и электромагнитных волнах, а о пьезоэлектрических волнах акустических и электромагнитных полей). Для медленных волн выражение (7) переписывается следующим образом:

$$\nabla \cdot \{\varphi_1(j\omega \vec{D}_2) - \varphi_2(j\omega \vec{D}_1) + \vec{V}_1 \hat{T}_2 - \vec{V}_2 \hat{T}_1\} = (j\omega \rho_{e2})\varphi_1 - (j\omega \rho_{e1})\varphi_2 + \vec{f}_1 \vec{V}_2 - \vec{f}_2 \vec{V}_1,$$

где ρ_{e1} и ρ_{e2} — плотности сторонних зарядов ($\rho_e = \nabla \cdot \vec{D}$).

Решение системы уравнений (4), (5) можно искать в виде суперпозиции полной системы собственных волн* $a_{\pm s}$ (т. е. волн в отсутствие источников), распространяющихся в волноводе в направлении $\pm x$:

$$a = \sum_s (C_s a_s + C_{-s} a_{-s}), \quad (8)$$

где

$$a = (\vec{E}, \vec{H}, \vec{V}, \hat{T}),$$

$$a_{\pm s}(x, y, z) = a_{\pm s}^{(0)}(y, z) e^{-j\beta_{\pm s} x},$$

причем если среда не обладает диэлектрическими или упругими потерями, то $\beta_{-s} = -\beta_s$. Если на боковой поверхности волновода выполняются граничные условия (1) и (2) или (1) и (3), то интегрирование вы-

* После выполнения данной работы нам стала известна статья [4], в которой также используется представление полей в волноводе в виде (8). Однако в [4] не получены явные выражения для коэффициентов C_s (см формулу (10) нашей статьи) и нет доказательства трактовки понятия нормы N_s .

ражения (7) позволяет получить условие ортогональности любых двух собственных волн a_s и a_r в каждом поперечном сечении S_p волновода:

$$\int_{S_p} \{[\vec{E}_s \vec{H}_r] - [\vec{E}_r \vec{H}_s] + \vec{V}_s \hat{T}_r - \vec{V}_r \hat{T}_s\} \vec{l} dS = 0, \quad r \neq s, \quad (9)$$

где $\vec{l}$ — единичный вектор в направлении оси x .

Если следовать методике [3], то, используя условие (9), легко найти выражения для коэффициентов C_s и C_{-s} в разложении (8) (левее плоскости $x=0$ и правее $x=l$ источников нет):

$$C_s = \frac{1}{N_s} \int_0^x d\bar{x} \int_{S_p} (\vec{J} \vec{E}_{-s} + \vec{f} \vec{V}_{-s}) dS, \quad (10)$$

$$C_{-s} = \frac{1}{N_s} \int_x^l dx \int_{S_p} (\vec{J} \vec{E}_s + \vec{f} \vec{V}_s) dS,$$

причем норма

$$N_s = \int_{S_p} \{[\vec{E}_s \vec{H}_{-s}] - [\vec{E}_{-s} \vec{H}_s] + \vec{V}_s \hat{T}_{-s} - \vec{V}_{-s} \hat{T}_s\} \vec{l} dS \quad (11)$$

пропорциональна потоку мощности через поперечное сечение волновода. Действительно, из сравнения уравнений (4), (5), записанных для волн a_s^* и a_{-s} , находим:

$$\vec{E}_{-s} = \pm \vec{E}_s^* \quad \vec{H}_{-s} = \mp \vec{H}_s^*,$$

$$\vec{T}_{-s} = \pm \vec{T}_s^* \quad \vec{V}_{-s} = \mp \vec{V}_s^*$$

и, следовательно,

$$N_s = N_{se} + N_{sa} = \mp 4(P_{se} + P_{sa}) = \mp 4P_s,$$

где

$$4P_{se} = 2 \operatorname{Re} \int_{S_p} [\vec{E}_s \vec{H}_s^*] \vec{l} dS; \quad 4P_{sa} = 2 \operatorname{Re} \int_{S_p} (-\vec{V}_s \cdot \hat{T}_s^*) \vec{l} dS.$$

Здесь P_{se} , P_{sa} представляют собой потоки электромагнитной и акустической мощностей соответственно; P_s — суммарный поток мощности.

3. АКУСТИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ОБЪЕМНЫХ ВОЛНАХ

Рассмотрим приложение развитой теории к расчету акустического усиления в наиболее простом случае, когда ориентация осей пьезоэлектрического кристалла и его размеры (в поперечном направлении много

большие длины акустической волны) позволяют перейти от векторных и тензорных величин к скалярным и предполагают распределение полей E_s и T_s по сечению S_p равномерным. Такой волновод отличается определенным своеобразием: для плоской волны нет необходимости в граничных условиях (1)–(3) на S_0 , так как мощность заведомо переносится только в направлении распространения волны. Тогда для пьезоэлектрика, который одновременно является полупроводником, уравнение возбуждения напряжений T сторонним током $i = JS_p$ (прямолинейным потоком носителей заряда с равномерным распределением плотности J по сечению S_p) запишется в виде:

$$T = T^0 e^{-j\beta_0 x} - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_0^x i(\bar{x}) e^{-j\beta_0(x-\bar{x})} d\bar{x} - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_x^l i(\bar{x}) e^{j\beta_0(x-\bar{x})} d\bar{x}. \quad (12)$$

Здесь мы ограничились одним (основным, $s=0$) видом волн и K_0 — величина, аналогичная по смыслу сопротивлению связи в теории ЛБВ:

$$K_0 = - \frac{2T_0^{(0)}E_{-0}^{(0)}}{\beta_0^2 N_0},$$

T^0 — амплитуда входного сигнала (возбужденного, например, пьезоэлектрическим преобразователем).

Интегральное выражение (12) для возбужденного поля сведем к дифференциальному:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \beta_0^2 T = j\beta_0^3 K_0 i(x). \quad (13)$$

Для взаимодействия плоской пьезоэлектрической волны с продольными волнами носителей необходимо, чтобы электрическое поле в такой волне было тоже продольным, т. е. было бы ориентировано вдоль оси x (при этом «поле» скоростей может быть как продольным, так и поперечным для различных кристаллов). Поскольку плоская пьезоэлектрическая волна с продольным электрическим полем не переносит электромагнитной мощности, то

$$N_0 = N_{0a} = - \frac{2\rho_m \omega}{\beta_0} |V_0^{(0)}|^2 S_p,$$

$$K_0 = K_{0r} = - \frac{e}{\epsilon^s} \frac{1}{\omega \beta_0}. \quad (14)$$

Для решения самосогласованной задачи к уравнению возбуждения необходимо добавить дифференциальное уравнение для тока с учетом

столкновений и диффузии в потоке носителей. В линейном приближении продольных волн это уравнение записывается в виде:

$$\left\{ (1 - v_T'^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2j\beta_e \left(1 - j \frac{v'}{2} \right) \frac{\partial}{\partial x} - \beta_e^2 (1 - jv') \right\} i = j\omega \epsilon^s S_p \beta_p^2 E, \quad (15)$$

где $v_T' = \frac{v_T}{v_e}$, $v' = \frac{v}{\omega}$, $\beta_e = \frac{\omega}{v_e}$, $\beta_p = \frac{\omega_p}{v_e}$, $\omega_p^2 = \frac{\eta \rho_0}{\epsilon^s}$,

ρ_0 — плотность пространственного заряда,

v_T и v_e — средняя тепловая скорость носителей и скорость их дрейфа вдоль волновода,

ν — частота столкновений носителей с кристаллической решеткой.

Уравнение (15) получено в так называемом квазигидродинамическом приближении [5], которое позволяет описывать волновые процессы в потоке заряженных частиц со столкновениями и диффузией как распространение волн в непрерывной среде с введением дополнительных кинетических коэффициентов.

Входящее в правую часть уравнения (15) поле E необходимо рассматривать как сумму внешнего поля (электрического поля пьезоэффекта) и поля пространственного заряда носителей. Не определяя эти поля по отдельности, что требует введения дополнительных понятий (см., например, [6]), удобнее выразить поле E из уравнения (6):

$$E = \frac{1}{\epsilon^s} (D - dT), \quad (16)$$

причем $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$ или в нашем случае $\frac{\partial D}{\partial x} = \rho$. Полагая, что все переменные величины изменяются в пространстве по закону $e^{-j\beta x}$, и используя определения (14) и (16), из условия совместности уравнений (13), (15) получим дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} & (\beta_0^2 - \beta^2) \left[(1 - v_T'^2) \beta^2 - 2j\beta_e \left(1 - j \frac{v'}{2} \right) + \right. \\ & \left. + \beta_e^2 (1 - jv') - \beta_p^2 (1 + k^2)^{-1} \right] = \beta_p^2 \beta_0^2 \frac{k^2}{1 + k^2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $k^2 = \frac{ed}{\epsilon^s}$ — константа электромеханической связи.

Уравнение (17) перейдет в известное дисперсионное уравнение акустического усилителя [7], полученное полевым способом, если учесть, что

$$\beta_0^2 = \frac{\beta_m^2}{1 + k^2}, \quad \beta_m^2 = \omega^2 \rho_m s^E,$$

где β_m — постоянная распространения волны в среде, не обладающей пьезоэлектрическими свойствами ($\hat{e} = 0$).

На самом деле волна в пьезоэлектрике в отсутствие носителей («холодная волна») распространяется не со скоростью $v_m = (\rho_m s^E)^{-1/2}$, а со скоростью $v_0 = v_m (1 + k^2)^{1/2}$.

Заметим, что уравнение (17) аналогично дисперсионному уравнению ЛБВ со столкновениями и диффузией [5], что, впрочем, является закономерным следствием описанного выше единого подхода к теории возбуждения пьезоэлектрических и электромагнитных волноводов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен наиболее простой случай приложения развитой теории возбуждения пьезоэлектрических волноводов к расчету акустического усилителя на объемных волнах. Разумеется, эта теория вполне применима для усилителей на поверхностных волнах. В этом случае вместе с граничным условием (1) для напряженности электрического поля можно потребовать затухания амплитуд электромагнитных полей $\vec{E}$, $\vec{H}$ в поперечном сечении волновода при удалении от поверхности S_0 , на которой выполняются акустические условия (2) или (3). Используемый формализм позволяет построить и теорию возбуждения пьезоэлектрических резонаторов. Таким резонатором можно считать, например, пьезоэлектрический преобразователь, что позволяет рассматривать электроакустическое преобразование как возбуждение связанных резонаторов: электродинамического и пьезоэлектрического.

ЛИТЕРАТУРА

1. Auld B. A. Application on microwave concepts to the theory of acoustic fields and waves in solids. IEEE Trans, 1969, vol. MTT-17, No 11, p. 800.
2. Auld B. A., Kino G. S. Normal mode theory for acoustic waves and its application to the interdigital Transducer. IEEE Trans., 1971, vol. ED-18, No 10, p. 898.
3. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., «Советское радио», 1957.
4. Макимото, Сато. Обобщенный анализ пьезоэлектрического волновода, ТИИЭР, 1972, т 60, № 6, стр 99.
5. Викулов И. К., Тагер А. С. О кинетическом и квазигидродинамическом методах решения задач СВЧ электроники при учете соударений и теплового разброса скоростей электронов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 8, стр. 3.
6. Зюрюкин Ю. А., Наянов В. И., Полотнягин В. А. К теории возбуждения гиперзвуковых волн пьезоэлектрическими преобразователями. «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 4, стр 797
7. White D. L. Application of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, No 8, p. 2547.

Поступила в редакцию 18 апреля 1973 г.

КОНСТРУИРОВАНИЕ

УДК 621 385 632

И. М. Блейвас, Г. Г. Моносов, О. И. Обрезан, Р. А. Хомич**ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТОРОВ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ
ДЛЯ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ М-ТИПА**

Предложена методика расчета многосекционного коллектора с рекуперацией для лучевых приборов М-типа.

Показано, что для обоснованного выбора электрических режимов и геометрии электродов коллектора с рекуперацией необходим соответствующий анализ траекторий электронного потока в области коллектора.

Приведены и обсуждаются результаты расчета двухсекционного коллектора, выполненного на основании данных, полученных при расчете электронной пушки и пространства взаимодействия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к коллекторам с рекуперацией для приборов со скрещенными полями, проявившийся еще в первой половине 60-х годов [1], связан с разработкой приборов М-типа с разомкнутыми пространством взаимодействия и электронным потоком. В таких приборах, как и в приборах О-типа, часть электронов выходит из пространства взаимодействия, обладая некоторой кинетической энергией, которая бесполезно расходуется на нагревание коллектора.

Аналогично приборам О-типа коллектор с рекуперацией (КР) для приборов М-типа предназначается для решения двух задач: повышения к. п. д. приборов за счет торможения электронов в области коллектора и снижения тепловой нагрузки на электроды коллектора (в том числе и за счет распределения оседающих электронов на большой площади электродов). Последнее обстоятельство также имеет немаловажное значение, поскольку наметившаяся в радиоэлектронике тенденция повышения средней мощности приборов и перехода в область коротких волн сантиметрового диапазона приводит к существенному увеличению тепловых нагрузок на электроды.

Актуальность повышения к. п. д. с помощью КР возрастает в связи с попытками разработки усилителей М-типа, самомодулируемых входным СВЧ сигналом [2, 3, 4]. Такие приборы обладают относительно низким к. п. д. (40% [3]) в связи с тем, что большая доля электронов выходит из пространства взаимодействия. Использование КР является одним из путей улучшения характеристик этих приборов.

В работе [5] приводятся результаты исследований, связанных с попыткой создания с помощью многоэлектродного КР усилителей М-типа с разомкнутым электронным потоком с коэффициентом полезного действия порядка 60%.

Работа КР в приборах М-типа рассматривается в ряде статей, например [1, 6—10]. В [1, 9] обсуждается зависимость эффективности коллектора от числа электродов коллектора и потенциалов на них и приведены экспериментальные данные, подтверждающие целесообразность использования таких коллекторов (например, в усилителе Х-диапазона к. п. д. был повышен на 30% по сравнению с к. п. д. в отсутствие КР). В [10] проведен аналогичный [9] анализ идеализированного коллектора ЛОВМ, основанный на результатах численного расчета траекторий электронов в ЛОВМ в предположении бесконечно тонкого луча и отсутствия влияния пространственного заряда [11]. Вопросы практической реализации коллектора с пониженным потенциалом (выбор формы, размеров и расположения электродов) в этой работе не рассматриваются.

Целью настоящей работы является дальнейшее выяснение особенностей работы КР и отработка методики расчета и выбора конфигурации электродов коллектора для мощных широкополосных ЛБВМ. Задача о расчете коллектора рассматривается как составная часть расчета электрических характеристик прибора.

Расчет ЛБВМ целесообразно проводить в три этапа: расчет ЭОС, расчет взаимодействия электронного потока с СВЧ полем, расчет коллектора. Необходимые для анализа работы коллектора входные данные (форма электронного потока, распределение скоростей электронов и плотности пространственного заряда) получаются в результате совместного решения уравнения возбуждения ЛБВМ и уравнений движения некоторого числа заряженных стержней, моделирующих электронный поток в пространстве взаимодействия. В свою очередь, при расчете возбуждения ЛБВМ используются результаты расчета ЭОС [12]. Подбор конфигурации электродов коллектора проводится с помощью траекторного анализа, выполненного на специализированной вычислительной установке [13].

2. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ РАСЧЕТА КОЛЛЕКТОРА С РЕКУПЕРАЦИЕЙ

В отличие от приборов О-типа и ЛОВМ для ЛБВМ в принципе всегда можно выбрать такую длину пространства взаимодействия, при которой области коллектора достигнет лишь незначительная часть электронов. Однако с ростом длины замедляющей системы увеличиваются активные потери в ней, вес магнитов и прибора. Поэтому оказывается выгодным и в случае ЛБВМ длину замедляющей системы ограничить. При этом часть электронов пройдет в область коллектора.

В случае широкополосных ЛБВМ доля электронов, достигающих коллектора, существенно меняется при изменении частоты входного сигнала, и, если на одном краю рабочей полосы частот эта доля невелика, то на другом краю она может достигать заметной величины. В ряде практических случаев может представить интерес работа усилителя не в режиме насыщения. В этом случае доля электронов, достигающих области коллектора, может быть достаточно большой и при относительно узкой полосе рабочих частот.

Выражение для электронного коэффициента полезного действия ЛБВМ (ЛОВМ) можно представить в виде:

$$\eta = \frac{\bar{P}}{\bar{P} + P_r + P_{\kappa}}, \quad (1)$$

где $\tilde{P}$ — мощность, отдаваемая электронами ВЧ полю,
 P_T — мощность, выделяемая электронами в виде тепла при оседании на электродах в пределах пространства взаимодействия,
 P_K — мощность, расходуемая электронами на нагревание электродов коллектора при их бомбардировке.

Мощность P_K определяется величиной тока, проходящего в область коллектора, конструкцией и режимом коллектора, распределением магнитного поля.

В область коллектора электроны попадают с различной полной энергией:

$$W_{0v} = \frac{mv_{0v}^2}{2} + eU_{0v}, \quad (2)$$

где v_{0v} — полная скорость v -го электрона,
 U_{0v} — потенциал электрического поля в точке влета электрона в область коллектора.

Если предположить, что в области коллектора действуют лишь статические поля, то величина полной энергии для каждого электрона при движении в области коллектора остается постоянной. При уменьшении кинетической энергии электрона его потенциальная энергия возрастает, что означает возврат части энергии источнику питания.

Электроны, попадающие на l -й электрод с потенциалом U_{kl} , возвращают источникам питания энергию:

$$e(U_{0v} - U_{kl}) \equiv \frac{mv_{0v}^2}{2} - \frac{mv_{kl}^2}{2}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что максимальная энергия, которую может вернуть источникам питания каждый электрон в области коллектора (при $v_K = 0$), равна его кинетической энергии на входе в коллектор. Однако на электрод с потенциалом U_{kl} могут попасть только те электроны, полная энергия которых превышает величину eU_{kl} :

$$\frac{mv_{0v}^2}{2} + eU_{0v} \geq eU_{kl}. \quad (4)$$

Остальные электроны могут попасть только на электроды с более высоким потенциалом, отбирая в области коллектора некоторую дополнительную энергию у источника питания.

В лучевых приборах магнетронного типа коллектор без рекуперации состоит из двух электродов: анода с потенциалом $+U_a$ и отрицательного электрода с потенциалом $-U_{отр}$. Если на входе в область коллектора большая группа электронов имеет полную энергию меньше $eU_{отр}$, то в области коллектора целесообразно поместить дополнительные электроды с промежуточными потенциалами U_{kl} , удовлетворяющими соотношению:

$$U_{отр} < U_{kl} < U_a.$$

Потенциалы U_{ki} должны подбираться так, чтобы суммарная кинетическая энергия всех электронов при попадании на электроды коллектора была минимальной. Выбор числа дополнительных электродов КР и их потенциалов зависит от величины и характера распределения заряда на входе в область коллектора.

Таким образом, расчет коллектора должен производиться после того, как получены данные о распределении заряда на входе в коллектор и установлен наиболее выгодный для рекуперации случай. Конкретные рекомендации по выбору формы электродов коллектора, обеспечивающих осаждение электронов, обладающих определенной энергией, на электроды с заданными потенциалами, могут быть получены лишь на основе анализа траекторий электронов в области коллектора.

Для оценки эффективности коллектора с рекуперацией можно воспользоваться коэффициентом эффективности коллектора α_{KR} , определяемым по формуле:

$$\alpha_{KR} = \frac{P_{\kappa} - P_{KR}}{P_{\kappa}}, \quad (5)$$

где P_{κ} , P_{KR} — мощности, расходуемые на нагрев электродов коллектора без рекуперации и с рекуперацией.

Увеличение к. п. д. прибора за счет применения КР можно оценить следующим образом:

$$\frac{\eta_{KR}}{\eta_{\kappa}} = \frac{\tilde{P} + P_{\tau} + P_{\kappa}}{\tilde{P} + P_{\tau} + P_{KR}} = \frac{1 + \alpha_{\lambda}}{1 + \alpha_{\lambda}(1 - \alpha_{KR})}, \quad (6)$$

где η_{KR} и η_{κ} — к. п. д. прибора при наличии КР и без него,

$\alpha_{\lambda} = \frac{P_{\kappa}}{\tilde{P} + P_{\tau}}$ — параметр луча.

На рис. 1 приведена зависимость величины $\frac{\eta_{KR}}{\eta_{\kappa}}$ от коэффициента эффективности коллектора α_{KR} при различных значениях параметра α_{λ} . При больших значениях α_{λ} , что имеет место, например, при малой длине прибора, КР позволяет заметно повысить коэффициент полезного действия ЛБВМ.

3. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА КОЛЛЕКТОРОВ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ

Истинные траектории электронов в коллекторе для приборов М-типа с учетом сил пространственного заряда могут быть получены лишь после решения динамической задачи, так как плотность пространственного заряда и скорость электронов потока на входе в коллектор зависят от координат влета и времени.

На рис. 2 представлены распределения заряда на выходе про-

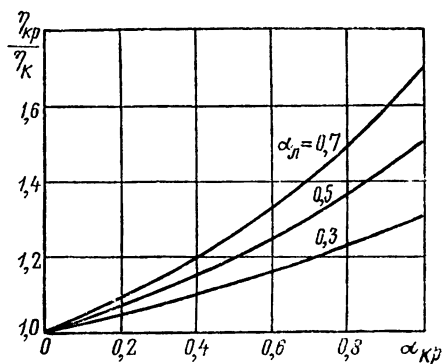


Рис. 1. Зависимость величины η_{KR}/η_{κ} от коэффициента эффективности коллектора $\alpha_{KR} = \frac{P_{\kappa} - P_{KR}}{P_{\kappa}}$ при различных значениях параметра $\alpha_{\lambda} = \frac{P_{\kappa}}{\tilde{P} + P_{\tau}}$.

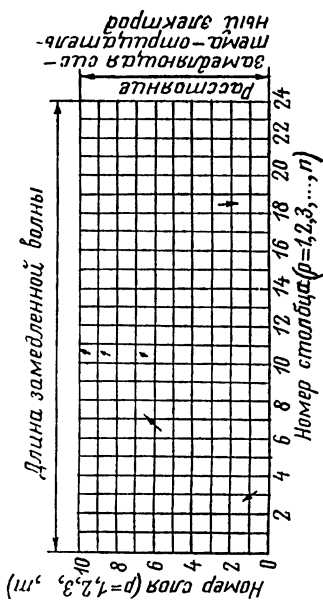
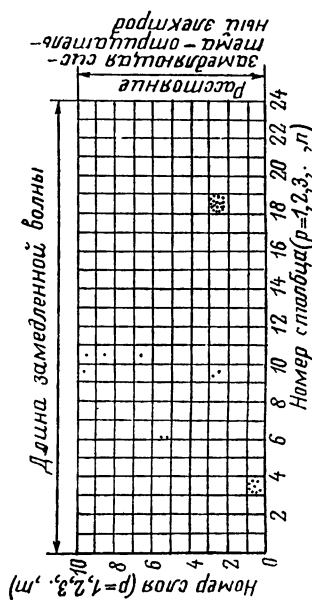
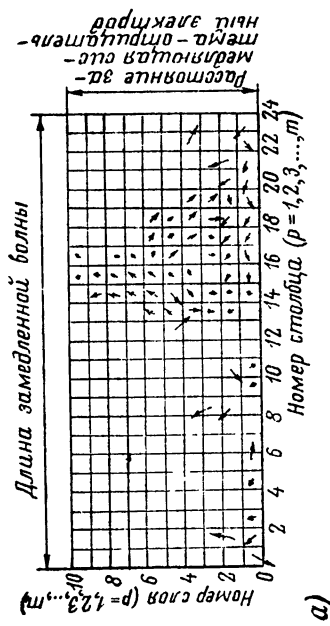
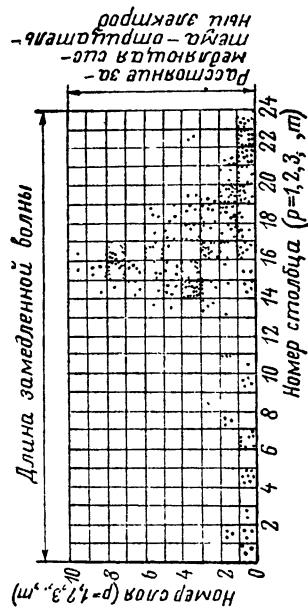


Рис. 2 Распределение заряда и скорости стержней в ЛБВМ в пределах длины замедленной волны Δ в конце простран-ства взаимодействия при $\beta d = 3,18$ (а) и $2,07$ (б). Количество точек в ячейке пропорционально величине заряда, $\beta d = \frac{2\pi}{\Delta} d$ (d — расстояние между замедляющей системой и отрицательным электродом; стрелками указана усредненная для данной ячейки скорость заряда)

странства взаимодействия конкретной ЛБВМ, полученные в результате совместного решения уравнений возбуждения и уравнений движения некоторого числа заряженных стержней [12], представленных на рис. 2 точками. Участок пространства взаимодействия на рис. 2 соответствует одной длине замедленной волны, причем варианты *a* и *б* относятся к двум частотам, различающимся на 10% при коэффициенте дисперсии замедляющей системы, равном примерно 2,5 [12]. Величина заряда каждого стержня q , определяется соотношением:

$$q = \frac{I_0 T}{ps}, \quad (7)$$

где I_0 — полный ток пучка,

T — период СВЧ колебаний,

s — число трубок тока, которыми представляется электронный пучок на входе в пространство взаимодействия,

p — число стержней в каждой трубке тока, задаваемое при расчете процессов в пространстве взаимодействия.

Представленные в настоящей работе результаты получены при $s=6$ и $p=96$.

Из рис. 2 видно, что при разных частотах существенно различаются не только величины заряда на выходе из пространства взаимодействия, но и скорости. Заметим, что важную роль в образовании пространственного заряда, распределение которого представлено на рис. 2, *a*, сыграли электроны, возникшие в результате вторичной электронной эмиссии с отрицательного электрода.

Расчет траекторий всех электронов (стержней) в области коллектора с учетом сил пространственного заряда является весьма сложной и трудоемкой задачей. Поэтому в настоящей работе электронный поток, поступающий в коллекторную область, разбивается на некоторое число m слоев, параллельных эквипотенциалам в пространстве взаимодействия, и внутри каждого j -го слоя рассматриваются усредненные по периоду высокочастотных колебаний значения плотности тока и скорости. При таком усреднении входящий в область коллектора заряд представляется в виде трубок тока с плотностью $\bar{J}_j$ и скоростью $\bar{v}_j$ ($j=1, 2, \dots, m$) и задача сводится к статической.

Учет влияния пространственного заряда потока на траектории электронов проводится методом последовательных приближений [13]. Для рассматриваемого режима работы коллектора влияние пространственного заряда на форму траекторий электронов и их скорость при оседании на электроды коллектора оказалось незначительным (см. траектории нулевого и третьего (конечного) приближений, показанных на рис. 3, *a*, *б*). Это объясняется сравнительно малыми значениями усредненных величин плотности тока на входе в коллектор.

На рис. 4 представлены распределения по высоте пространства взаимодействия усредненных по периоду ВЧ колебаний плотности заряда и составляющих скорости на входе в коллектор в рассматриваемой конструкции ЛБВМ для одной из границ рабочей полосы частот (см. рис. 2, *a*). Для этого случая в таблице приведены в относительных единицах результаты расчета кинетической энергии, выделяемой на элек-

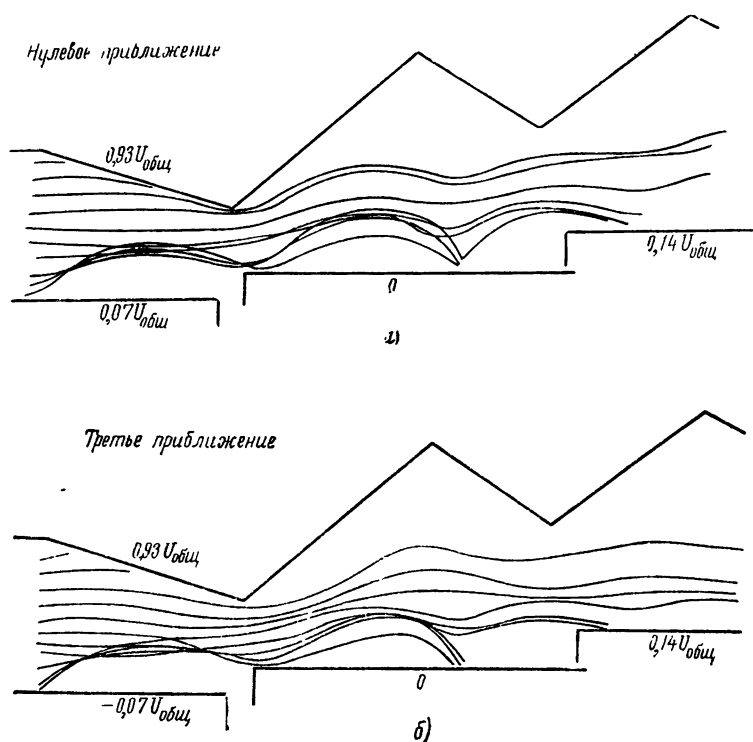


Рис 3. Траектории электронов в двухсекционном коллекторе ЛБВМ с рекуперацией без учета (а) и с учетом (б) пространственного заряда; $U_{\text{общ}} = U_{\text{а}} - U_{\text{отр}}$ ($U_{\text{а}}$ — потенциал анода, $U_{\text{отр}}$ — потенциал отрицательного электрода).

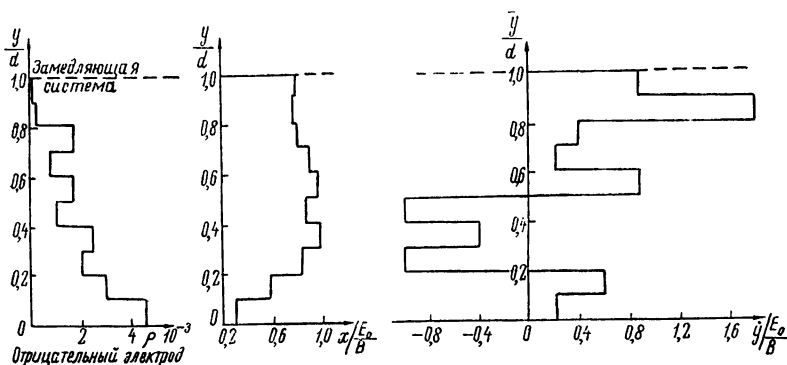


Рис. 4. Распределение усредненных по длине замедленной волны плотности пространственного заряда ρ (К/м^3) и составляющих скорости электронов x и y по высоте пространства взаимодействия в конце пространства взаимодействия при $\beta d = 3,18$.

тродах коллектора с потенциалами U_{κ} и U_a при условии, что все электроны, для которых выполняется неравенство (4), попадают на электрод с потенциалом U_{κ} , а остальные — на электрод с потенциалом U_a .

Таблица

Относительный потенциал коллектора $U_{\kappa}/(U_a - U_{отр})$	1	0,4	0,3	0,2	0,1	0,05
Кинетическая энергия, <i>отн. ед</i>	4 520	3 875	1 660	1 920	2 190	3 030

Из таблицы видно, что в лучшем случае, при потенциале $U_{\kappa} = 0,3U_a$, кинетическая энергия электронов при попадании на электроды коллектора может быть уменьшена в 2,7 раза, а к.п.д. прибора увеличен в 1,32 раза. В то же время максимально возможное увеличение к.п.д. данной ЛБВ при условии, что все электроны оседают на электродах коллектора с нулевой скоростью, составляет 1,7 раза. Таким образом, применение многоэлектродного коллектора может оказаться значительно эффективней. Для этого целесообразно электроны пучка разбить на некоторое число групп и каждой такой группе поставить в соответствие секцию коллектора с потенциалом, определяемым из соотношения (3). Полагая для каждой ν -й группы кинетическую энергию оседания электронов на l -й электрод равной нулю ($U_{\kappa l} = 0$) из (3), получим выражение для потенциала этого электрода коллектора:

$$U_{\kappa l} = U_{0\nu} - \frac{1}{2} \frac{m}{|e|} v_{0\nu}^2, \quad (8)$$

где $U_{\kappa l}$ — потенциал l -го электрода коллектора,

$U_{0\nu}$ — потенциал электрического поля в точке влета электронов ν -й группы в коллектор,

$v_{0\nu}$ — полная скорость электронов ν -й группы на входе в коллектор.

В работах [1, 9] описано несколько различных типов коллекторов, применяемых в приборах М-типа. Анализ траекторий в настоящей работе проведен для одного из таких коллекторов — так называемого адиабатического коллектора, схема которого представлена на рис. 5. Вход в коллектор представляет сужающуюся зону с возрастающей вдоль продольной координаты напряженностью постоянного поперечного электрического поля. Двигаясь в этой зоне, часть электронов, отдавших энергию ВЧ полю в области взаимодействия и входящих в область коллектора вблизи от замедляющей системы, ускоряется и попадает на анод. Остальные электроны проходят в область собственного коллектора с пониженным потенциалом и улавливаются на электродах коллектора. «Собирание» этих электронов на электроде с низким потенциалом достигается за счет уменьшения переносной скорости электронов

$v_n = \frac{E_0}{B}$ (E_0 в расширяющейся области коллектора уменьшается), что заставляет электроны двигаться к более низким уровням потенциала до тех пор, пока они не перехватываются электродами с понижен-

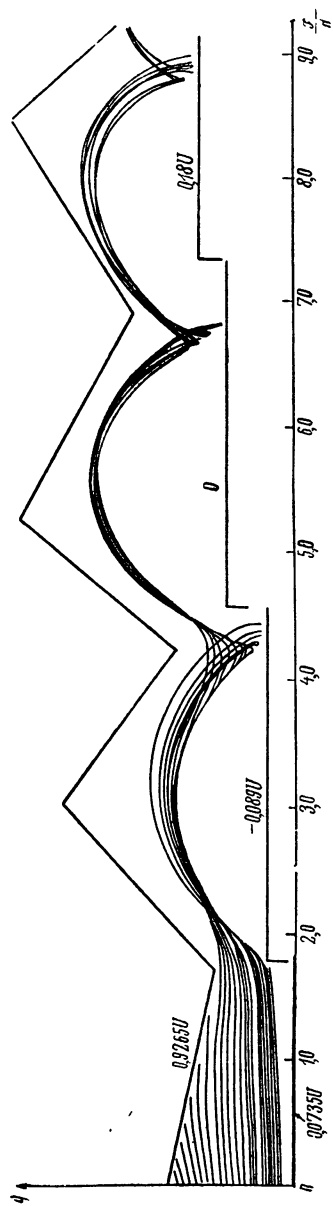


Рис. 5. Схематическое изображение адиабатического коллектора М-типа.

ным потенциалом. Электроны, идущие на анод, находящийся под высоким потенциалом, отбирают энергию от источника питания. Естественно, что для повышения эффективности коллектора таких электронов должно быть немного (см. таблицу). Число этих электронов определяется не только распределением заряда на входе в коллектор, но также и протяженностью сужающейся зоны. На рис. 5 в качестве иллюстрации показаны траектории электронов, входящих в область коллектора на разной высоте, но с одинаковыми продольными скоростями (поперечные скорости отсутствуют).

Вычисление траекторий в области коллектора проводилось на специализированном вычислительном устройстве [13] при следующих допущениях:

- 1) задача двумерная,
- 2) вторичная эмиссия с электродов коллектора отсутствует,
- 3) ВЧ поле в области коллектора отсутствует,
- 4) магнитное поле однородно.

Рекомендации общего типа [1, 9] по выбору геометрии коллектора в виде последовательности сужающихся и расширяющихся зон, в каждой из которых имеются электроды с потенциалом, определяемым соотношением (8), оказываются недостаточными для осаждения электронов с минимальными скоростями. Необходимо еще для каждого конкретного режима работы прибора (соответствующих величин $\bar{j}_j$ и $\bar{v}_j$ на входе в коллектор) выполнить подбор формы и расположения электродов на основе анализа траекторий электронов в области коллектора.

На рис. 6 приведены в качестве примера траектории электрона, влетающего в область коллектора при $y=0,28d$ с продольной начальной

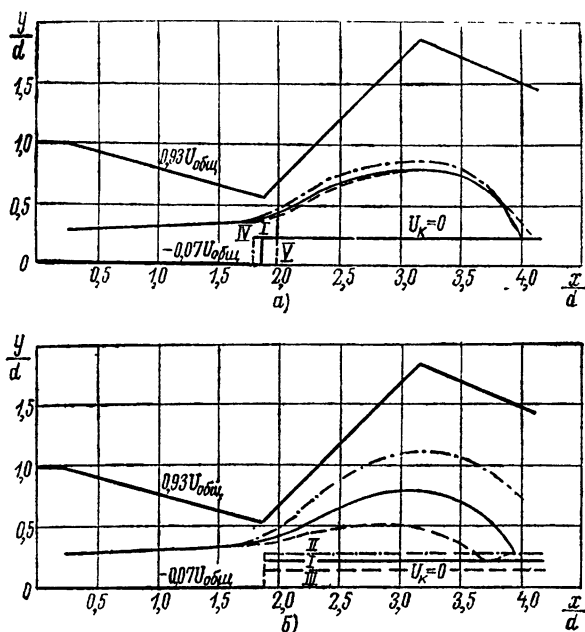


Рис. 6 Зависимость формы траекторий в коллекторе ЛБВМ от смещения (области II—V) электрода с пониженным потенциалом относительно оптимального положения (область I) в горизонтальном (а) и вертикальном направлениях (б)

скоростью $v_0 = \frac{E_0}{B}$ для различных положений электрода коллектора с рекуперацией ($U_k = 0$). В результате многократных вычислений электрод размещен так, что электрон (трубка тока) попадает на него с практически нулевой скоростью $v_1 \approx 0,1v_0$ (положение I). Все остальные положения электрода, показанные на рис. 6, являются отклонениями от его оптимального положения.

Как видно из рисунка, наиболее критичным является смещение электрода в вертикальном направлении. При сдвиге электрода вверх (положение II) траектория электрода существенно изменяется и он попадает на электрод со значительной скоростью ($v_2 \approx 0,55v_0$). Смещение электрода вниз (положение III) приводит к тому, что электрон вообще не попадает на заданный электрод, отражается и уходит в другую секцию. Смещения электрода в горизонтальном направлении (положения IV, V) сказываются на траектории электрода значительно меньше. Аналогичный вывод справедлив и для изменения угла наклона анодного электрода.

На рис. 3 показаны траектории электронов в двухступенчатом коллекторе для начальных распределений плотности тока $\vec{j}_j$ и скорости $\vec{v}_j$, соответствующих рис. 4. Конфигурация электродов коллектора подобрана так, что обеспечивается осаждение основной части электронов пучка с малыми скоростями на электродах с потенциалами $U_{k1} = 0$ и $U_{k2} = 0,14 U_a$. Оставшиеся электроны пучка оседают на электродах первой и последней секций, находящихся под потенциалом анода.

Характерные особенности рассматриваемого типа коллектора — фокусировка пучка и осаждение его на небольшой площади электродов коллектора, что, естественно, является его недостатком.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены выражения для оценки величин потенциалов электродов КР, коэффициента полезного действия ЛБВМ с КР, коэффициента эффективности коллектора, являющиеся исходными данными для выбора числа секций коллектора и их потенциалов и проведения траекторного анализа. На основе анализа траекторий электронов, рассчитанных с помощью специализированного вычислительного устройства, выяснены особенности формирования потока в области коллектора и установлена зависимость формы траекторий от положения электродов коллектора.

В настоящей работе не ставилась задача детального расчета и исследования коллектора конкретной конструкции. Она может быть решена с помощью предложенной методики расчета коллектора с рекуперацией, который является этапом расчета ЛБВМ.

Настоящая работа совместно с работами [12] закладывает основы методики комплексного расчета ЛБВМ: электронно-оптической системы, пространства взаимодействия и коллектора с рекуперацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Халл Дж, Покорный Г, Куерс Г., Хесс П, Шоу Е Последние достижения в области усилителей прямой волны со скрещенными полями и разомкнутым электронным лучом. «Приборы со скрещенными полями» Труды 4-го Международного конгресса по приборам СВЧ, перевод № 17-977, МЭП, 1966, стр. 124—155.

- 2 Pokorny G. E., Kushnick A. E., Hull J. E. The Dematron — A new crossed-field amplifier, IRE Trans. Electr. Devices, 1962, ED-9, No 4, July, pp. 337—345
- 3 Hess P. N., Lindgren C. E. The L-5111: AC — band, Self Modulated Crossed field Amplifier, Proceedings of the 3 High Power Microwave Tube Symposium, 1968, pp. 23—38
- 4 Vaughan J. R. Beam Build up in a Dematron Amplifier. IEEE Transactions on Electron Devices, 1971, vol. ED-18, No 6, pp. 365—373.
5. Bernstein G. Feasibility model of an advanced crossed-field amplifier for space communication, STAR, 1970, vol. 8, No 12, p. 2185.
6. Nalot I. P., Nineraillies T., Rave H. Recents dans le domaine des carcinotron „M”, International Congress on Microwave Tubes, Munich, 1960.
7. Now New Rayfhcon „Beam Miser” rootset efficiency in crossed-field devices, Microwave Journal, 1961, vol. 4, No 7, p. 39
- 8 Osepchuk J. M. The „Beam Miser” on unique depressed collector for crosssed-field travelling wave tube, Microwave Journal, 1962, vol. 5, No 7, pp. 75—78.
- 9 Шоу Э, Куерс Дж. Изучение коллекторов с пониженным потенциалом для усилителей со скрещенными полями, «Приборы со скрещенными полями», перевод № 6/ЭТ-2831, 1967, стр 134—152
- 10 Неганов В. А., Стальмахов В. С. Анализ работы ЛОВ типа М в режиме рекуперации «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып 12, стр 83—92.
- 11 Лагранский Л. М., Цейтлин М. Б. Расчет основных параметров генератора обратной волны типа М «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 9, стр 3—15
- 12 Блейвас И. М., Хомич Р. А. Электроннооптические системы для лучевых приборов магнетронного типа «Электронная техника, серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып 6.
- 13 Блейвас И. М. Установка для автоматического вычисления и построения траекторий заряженных частиц в электрических и магнитных полях, Труды конференции по электронике СВЧ, Госэнергоиздат, 1959, стр 133.

Поступила в редакцию 23 марта 1973 г

УДК 621.372.413

Р. Н. Тумакова, В. А. Белоусов, А. В. Трофимов

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ *H*-ОБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ГРАФИКОВ

Предложен метод определения геометрических размеров *H*-образных резонаторов с помощью расчетных зависимостей резонансной длины волны от различных размеров резонатора. Полученные графики позволяют быстро и с достаточной для практики точностью определять размеры *H*-образных резонаторов на заданную длину волны π -вида колебаний. Использование метода сокращает количество экспериментальных макетов, особенно в миллиметровом диапазоне длин волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

С целью снижения тепловых нагрузок на резонаторную систему в мощных клистронах коротковолнового диапазона необходимо увеличивать поверхность рассеяния резонатора. В качестве резонатора в таких приборах используется закороченный с двух сторон отрезок *H*-образного волновода, нагруженного одним или несколькими емкостными зазорами, работающий на π -виде колебаний (рис. 1).

Периодически нагруженный *H*-образный волновод имеет большие размеры и большее разделение частот на π -виде, чем периодически нагруженный прямоугольный волновод, обычно используемый на виде $\frac{\pi}{2}$. Использование периодически нагруженного прямоугольного волновода

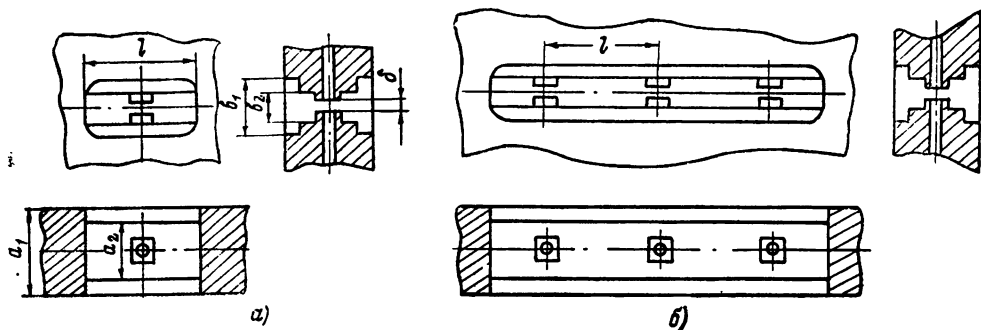


Рис. 1. *H*-образный резонатор: с одним (а) и тремя (б) высокочастотными зазорами.

на виде π практически невозможно вследствие малого разделения частот с ближайшими видами колебаний.

Экспериментальный подбор размеров резонатора на заданную длину волны трудоемок и требует большого числа экспериментальных макетов, особенно в миллиметровом диапазоне длин волн. Поэтому для удобства и обобщения расчетов целесообразно построить ряд графиков, отражающих зависимость резонансной длины волны резонатора на π виде от различных его размеров. Полученные зависимости позволят быстро определять геометрические размеры резонатора на заданную длину волны.

2. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАВИСИМОСТЕЙ

Для построения зависимостей был проведен расчет длин волн *H*-образных резонаторов с различными размерами. Основой расчета является дисперсионное уравнение периодически нагруженного волновода [1]:

$$\cos \beta D = \cos \Theta_0 - \frac{b}{2Y_0} \sin \Theta_0, \quad (1)$$

где βD — сдвиг фазы на ячейку в периодически нагруженном волноводе,

Θ_0 — сдвиг фазы на ячейку в ненагруженном волноводе,

b — реактивная проводимость нагруженного волновода,

Y_0 — характеристическая проводимость ненагруженного волновода.

После преобразования уравнения (1) получаем соотношение:

$$\cos \beta D = \cos \frac{2\pi \frac{l}{\lambda_c}}{\frac{\lambda_0}{\lambda_c}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} - \frac{2\pi z_{0\infty} \frac{c}{2a_1} \sin \frac{\frac{2\pi l}{\lambda_c}}{\frac{\lambda_0}{\lambda_c}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}{60 \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}, \quad (2)$$

где λ_c — критическая длина волны в прямоугольном волноводе с размером широкой стенки a_1 и размером узкой стенки b_1 ,

λ'_c — критическая длина волны в *H*-образном волноводе,

λ_0 — искомая длина волны *H*-образного резонатора,

$z_{0\infty}$ — независящий от частоты множитель, входящий в сопротивление *H*-образного волновода, численно равный сопротивлению *H*-образного волновода на бесконечно большой частоте,

C — емкость высокочастотного зазора, вычисляется по формулам, приведенным в [2]. При этом ширина высокочастотного зазора задается заранее;

l — период системы (см. рис. 1);

a_1 — размер широкой стороны *H*-образного волновода (см. рис. 1).

Из уравнения (2) определяется отношение $\frac{\lambda_0}{\lambda_c}$.

Величины $\frac{\lambda_c}{\lambda_c'}$ и $z_{0\infty}$, необходимые для нахождения $\frac{\lambda_0}{\lambda_c}$, определяются соответственно из уравнений:

$$\frac{b_1}{b_2} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \frac{a_2}{a_1} \right) \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \left(1 - \frac{a_2}{a_1} \right) \right] + \frac{B}{Y_{01}} \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \left(1 - \frac{a_2}{a_1} \right) \right] = 1, \quad (3)$$

где b_1, b_2, a_2 — размеры резонатора (см. рис. 1),

$\frac{B}{Y_{01}}$ — реактивная проводимость, возникающая на стыке прямоугольных волноводов различной высоты (b_1 и b_2), определяется из графика, приведенного в [3], при этом, используя график, необходимо рассматривать длину волны в свободном пространстве;

$$Z_{0\infty} = \frac{120\pi \frac{b_2}{a_1} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'}}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{a_2}{a_1} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \right) + \frac{b_2}{b_1} \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{a_2}{a_1} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \right) \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{4} \frac{\lambda_c}{\lambda_c'} \left(1 - \frac{a_2}{a_1} \right) \right]}. \quad (4)$$

3. ПОСТРОЕНИЕ ГРАФИКОВ

Резонансные длины волн были рассчитаны для серии резонаторов с тремя заданными значениями $\frac{b_1}{b_2}$ и $\frac{b_2}{a_1}$. В качестве переменных величин задавались отношения $\frac{a_2}{a_1}$ и $\frac{l}{\lambda_c}$. Значения $\frac{b_1}{b_2}$, $\frac{b_2}{a_1}$, $\frac{a_2}{a_1}$, $\frac{l}{\lambda_c}$, а также ширины высокочастотного зазора, а следовательно, емкости C выбираются из конструктивных соображений. Для всех приведенных зависимостей отношение ширины высокочастотного зазора δ к размеру резонатора b_1 выбрано постоянным и равным $\frac{\delta}{b_1} = 0,13$.

Расчет длин волн резонаторов производится на ЭЦВМ типа «Проминь».

По результатам расчета построены графики зависимостей длины волны H -образного резонатора (в относительных единицах) от отношений размеров $\frac{a_2}{a_1}$ и $\frac{l}{\lambda_c}$. Используя полученные графики, можно по заданным значениям размеров a_1, b_1 и b_2 найти размеры резонатора a_2 и l , обеспечивающие необходимую длину волны.

Зависимости $\frac{\lambda_0}{\lambda_c} = f\left(\frac{l}{\lambda_c}\right)$ (рис. 2) показывают изменение длины волны резонатора при изменении периода резонаторной системы. Выбрав значения $\frac{b_1}{b_2}$ и $\frac{b_2}{a_1}$ и задавшись величиной длины волны, можно по этим графикам определить несколько пар значений a_2 и l , обеспечивающих заданную длину волны.

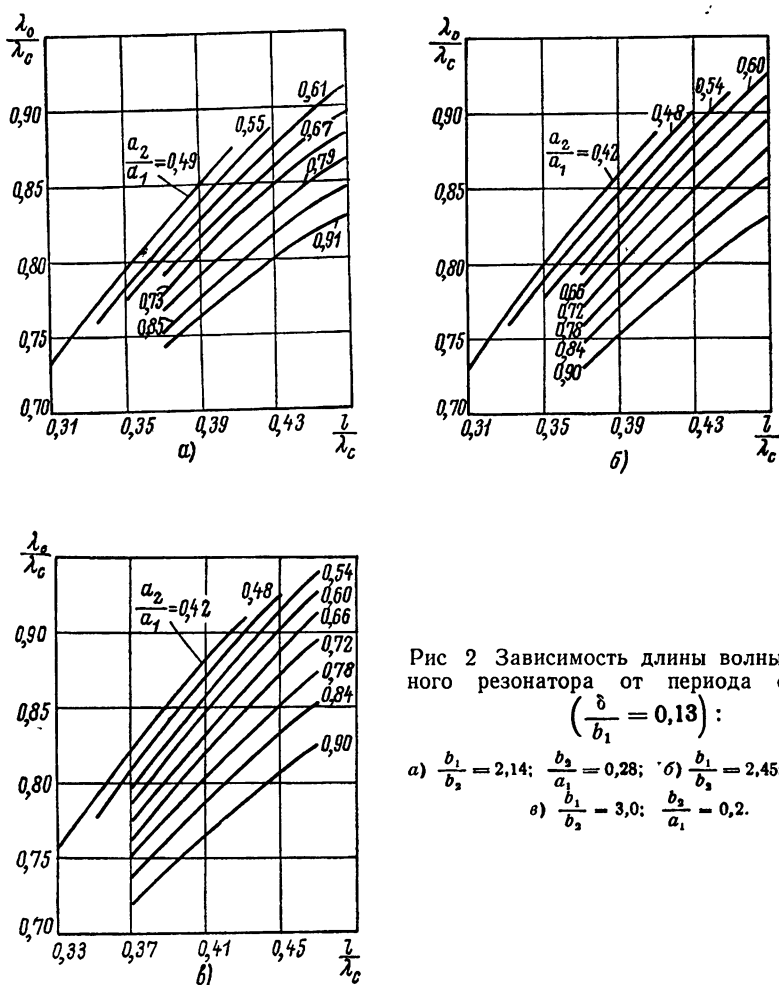


Рис 2 Зависимость длины волны *H*-образного резонатора от периода системы l ($\frac{\delta}{b_1} = 0,13$):

- а) $\frac{b_1}{b_2} = 2,14$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,28$; б) $\frac{b_1}{b_2} = 2,45$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,24$;
 в) $\frac{b_1}{b_2} = 3,0$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,2$.

Зависимости $\frac{\lambda_0}{\lambda_c} = f\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$ (рис. 3) отражают изменение длины волны при изменении ширины выступа a_2 *H*-образного резонатора (при постоянном значении a_1). С помощью этих графиков можно также определять пары значений размеров a_2 и l на заданную длину волны.

4. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ

Точность расчета определялась сравнением расчетных длин волн *H*-образных резонаторов с результатами измерений. Были произведены измерения длин волн более 30 резонаторов. Для измерений выбирались резонаторы миллиметрового и сантиметрового диапазонов, с одним высокочастотным зазором и тремя зазорами, т. е. с числом периодов резонаторной системы, равным единице и трем.

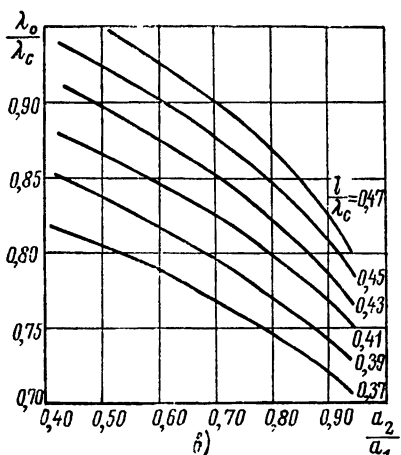
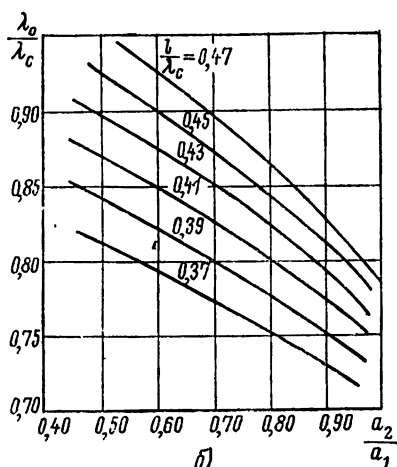
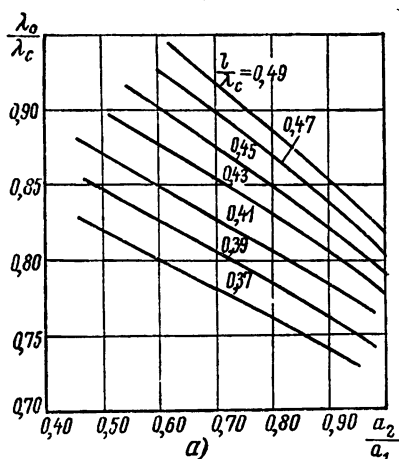


Рис. 3. Зависимость длины волны H -образного резонатора от отношения $\frac{a_2}{a_1}$ ($\frac{\delta}{b_1} = 0,13$):

- а) $\frac{b_1}{b_2} = 2,14$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,28$, б) $\frac{b_1}{b_2} = 2,45$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,24$;
в) $\frac{b_1}{b_2} = 3,0$; $\frac{b_2}{a_1} = 0,2$.

Затем был произведен расчет длин волн указанных резонаторов. Результаты расчета сопоставлены с результатами измерений на рис. 4.

Сравнение их показало, что среднее отклонение расчетной длины волны от измеренной составляет около 5%. Этот результат дает основание применять описанный метод для выбора геометрических размеров H -образных резонаторов на необходимую длину волны.

5. ВЫВОДЫ

Изложенный метод позволяет быстро и с достаточной для практики точностью определять геометрические размеры H -образных резонаторов на заданную длину волны. Выбор размеров резонаторов по графикам резко снижает количество экспериментальных макетов. Особенностью метода является

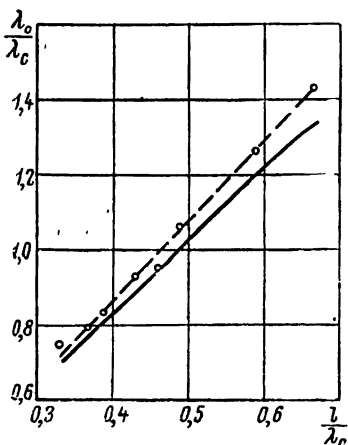


Рис. 4. Сравнение расчетных (—) длин волн H -образных резонаторов с результатами измерений (---).

ся также то, что все необходимые расчеты можно производить на малых ЭЦВМ типа «Проминь» и «Мир».

ЛИТЕРАТУРА

1. Boyd M. R., Mihran T. S. The multiple beam klystron. IRE Trans., 1962, vol ED-9, No 3, pp. 247—252.
- 2 Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. Т. 1. «Советское радио», 1950.
- 3 Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники., М., «Советское радио», 1967, стр. 207.

Поступила в редакцию 12 марта 1973 г.

УДК 621.382.2.029.64

П. П. Лошицкий, В. В. Рыбалка

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОРПУСА ЛПД НА ВЕЛИЧИНУ ПРОИЗВЕДЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ НА ШИРИНУ ПОЛОСЫ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЕЙ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА

Проведен теоретический анализ влияния параметров корпуса диода на величину произведения коэффициента усиления на ширину полосы усиливаемых частот для усилителей на лавинно-пролетных диодах

Получены выражения, позволяющие определить оптимальные соотношения между параметрами корпуса диода и полупроводниковой структуры для достижения максимальной величины этого произведения.

Сравнительно широкая частотная область отрицательных сопротивлений делает лавинно-пролетный диод (ЛПД) одним из перспективных приборов для получения широкополосного усиления.

В работе [1] рассматривается максимальное теоретически достижимое значение произведения коэффициента усиления на ширину полосы усиливаемых частот ($K\Delta f$) для усилителей на лавинно-пролетных диодах в случае, когда импеданс диода моделируется специально подобранной схемой. При этом паразитные параметры корпуса ЛПД не учитываются. В реальных усилителях, как правило, используются диоды в корпусах, реактивности которых могут существенно влиять на параметры усилителя. В связи с этим представляет интерес оценить влияние параметров корпуса диода на величину достижимого значения $K\Delta f$ и выбрать оптимальные параметры корпуса для различных полупроводниковых структур и частотных диапазонов.

В данной работе рассмотрено влияние параметров корпуса на величину произведения коэффициента усиления на ширину полосы с использованием метода, предложенного в работе [2]. Для простоты расчета и получения наглядных аналитических выражений импеданс полупроводниковой структуры выбирается в приближении малых углов пролета и низких уровней входного сигнала [3]. Параметры корпуса диода рассматриваются как последовательная индуктивность L и шунтирующая емкость C_k . Таким образом, выражение для импеданса ЛПД с учетом реактивных параметров корпуса записывается в виде:

$$Z(\omega) = \frac{\left(R_s + \frac{R_0}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_L^2}} + \frac{1}{j\omega C_n} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_L^2}} + j\omega L \right) \frac{1}{j\omega C_k}}{R_s + \frac{R_0}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_L^2}} + \frac{1}{j\omega C_n} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_L^2}} + j\omega L + \frac{1}{j\omega C_k}}, \quad (1)$$

$$\text{где } R_0 = \frac{l_d^2}{V_d \varepsilon A}, \quad C_n = \frac{\varepsilon A}{l_y + l_d},$$

ω_n — лавинная частота,

l_y — длина области лавинного умножения,

l_d — длина дрейфа,

A — площадь p — n -перехода,

ε — диэлектрическая постоянная.

Из выражения (1) определяется частота, при которой $R_e Z(i\omega) = 0$, т. е. модуль коэффициента отражения $|\rho(j\omega)|$ равен 1:

$$\omega_r = \omega_n \sqrt{1 + \frac{R_0}{R_s}}, \quad (2)$$

а также области, где $R_e Z(j\omega)$ — отрицательная величина:

$$R_e Z(j\omega) < 0 \text{ при } \omega_n < \omega < \omega_r.$$

В диапазоне частот $\omega_n < \omega < \omega_r \sqrt{1 + \frac{R_0}{R_s}}$ модуль коэффициента отражения, таким образом, больше единицы ($|\rho(j\omega)| > 1$), т. е. возможно усиление.

Для схемы, содержащей диод и согласующую цепь, коэффициент отражения можно представить в виде [2]:

$$\rho(s) = \rho_0(s) \rho_1(s) \rho_2(s), \quad (3)$$

где $s = G \pm j\omega$ — комплексная частота,

$\rho_0(s)$ — функция, содержащая особенности в левой полуплоскости комплексных частот, обусловленные диодом и согласующей цепью,

$\rho_1(s)$ — функция, содержащая особенности в правой полуплоскости, обусловленные импедансом диода,

$\rho_2(s) = \prod \frac{s - \lambda_l}{s + \lambda_l}$ — функция, содержащая особенности в правой полуплоскости, обусловленные согласующей цепью.

Для комплексной частоты s в правой полуплоскости выполняется равенство:

$$\ln \rho(s) = \ln \rho_1(s) + \ln \rho_2(s) + \frac{2s}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln |\rho(i\omega)|}{\omega^2 + s^2} d\omega. \quad (4)$$

Согласно [4], если $\ln \rho(s)$ имеет нуль первого порядка, то коэффициенты разложения в ряд Тейлора первого порядка в окрестности той же точки должны быть равны для выражений, входящих в (4). Рассмотрим коэффициенты разложения в окрестности точки $s = j\omega_r$:

$$\ln \rho(s) = 0,$$

$$\ln \rho_1(s) = 2j \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_p^{(k)}}{|\omega_r^2 - |s_p^{(k)}|^2|}, \quad (5)$$

$$\ln \rho_2(s) = j \sum_l \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_l}{\omega_r^2 - |\lambda_l|^2},$$

$$\frac{2s}{\pi(s^2 + \omega^2)} = j \frac{2\omega_r}{\pi(\omega^2 - \omega_r^2)}.$$

В выражениях (5) $s_p^{(k)} = G_p^{(k)} \pm j\omega_p^{(k)}$ является комплексной частотой, определяющей полюс $Z(s)$ при $K=1$ или $Z(-s)$ при $K=2$ в зависимости от того, который из них определяет особенности $\rho_1(s)$ в правой полуплоскости; $\lambda_l = G_l \pm j\omega_l$ — комплексная частота, определяемая пассивностью согласующей цепи.

Из выражений (4) и (5) получаем:

$$\frac{\omega_r}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln |\rho(i\omega)|}{\omega_r^2 - \omega^2} d\omega = \frac{1}{2} \sum_l \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_l}{\omega_r^2 - |\lambda_l|^2} + \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_p^{(k)}}{|\omega_r^2 - |s_p^{(k)}|^2|}. \quad (6)$$

Уравнение (6) содержит полную информацию о полосе и коэффициенте усиления в общем виде. Для усилителя с идеальной частотной характеристикой в полосе $\omega_1 - \omega_2$:

$$\ln |\rho(i\omega)| = K \quad \text{при} \quad \omega_1 \leq \omega \leq \omega_2, \quad (7)$$

$$\ln |\rho(i\omega)| = 0 \quad \text{при} \quad \omega < \omega_1; \quad \omega > \omega_2,$$

а выражение (6) принимает вид:

$$\frac{K(\omega_2 - \omega_1)}{\pi\omega_r} = \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_p^{(k)}}{|\omega_r^2 - |s_p^{(k)}|^2|} + \frac{1}{2} \sum \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_l}{\omega_r^2 - |\lambda_l|^2}. \quad (8)$$

Параметры цепи и диода определяют значения $s_p^{(k)}$ и λ_l . Так как $|\lambda_l|^2 < \omega_r^2$, что следует из условия пассивности цепи, максимальная величина $K\Delta\omega$ получается при равенстве нулю первого члена в (8).

Значения $s_p^{(1)}$ и $s_p^{(2)}$ находим, приравняв знаменатель выражения (1) нулю.

При $C_k \ll C_n$ эти значения равны:

$$s_p^{(1,2)} = \frac{R_s}{2L} \frac{|\omega_r^2 - \omega_k^2|}{\omega_k^2 - \omega_l^2} \pm j\omega_k, \quad \omega_k > \omega_l, \quad (9)$$

где

$$\omega_k^2 = \frac{1}{\sqrt{LC_k}}.$$

Подставляя выражение (9) в (8), определяем величину произведения коэффициента усиления на полосу:

$$K\Delta f = \pi f_r \left[N - \operatorname{arctg} \frac{\omega_r R_s}{L(\omega_k^2 - \omega_l^2)} \right], \quad (10)$$

где

$$N = \frac{1}{2} \sum \operatorname{arctg} \frac{2\omega_r G_l}{\omega_r^2 - |\lambda_l|^2}.$$

При $C_k \simeq C_n$ значения $S_p^{(1)}$ и $S_p^{(2)}$ равны:

$$S_p^{(1,2)} = \frac{R_s}{2L} \frac{\left| \omega_r^2 - 2\omega_k^2 - \frac{\omega_l^2}{2} \right|}{2\omega_k^2} \pm j \sqrt{2\omega_k^2 + \frac{\omega_l^2}{2}}. \quad (11)$$

$$\omega_k > \omega_r.$$

Величина произведения $K\Delta f$ для этого случая получается при подстановке (11) в (8):

$$K\Delta f = \pi f_r \left[N - \arctg \frac{R_s \omega_r C_k}{2} \right]. \quad (12)$$

При $C_k \gg C_n$ аналогично определяются

$$S_p^{(1,2)} = \frac{R_s}{2L} \frac{\left| \omega_r^2 - \frac{C_k}{C_n} \omega_k^2 - \omega_l^2 \right|}{\frac{C_k}{C_n} \omega_k^2 + \omega_l^2} + j \sqrt{\frac{C_k}{C_n} \omega_k^2 + \omega_l^2}, \quad (13)$$

$$K\Delta f = \pi f_r \left[N - \arctg \frac{R_s \omega_r}{\left(\frac{C_k}{C_n} \omega_k^2 + \omega_l^2 \right) L} \right]. \quad (14)$$

Выражения (10), (12) и (14) определяют величину $K\Delta f$ при различных соотношениях между параметрами полупроводниковой структуры и параметрами корпуса.

Из выражения (10) следует, что в случае $C_k \ll C_n$ максимальное значение $K\Delta f$ получается при максимальной индуктивности корпуса, удовлетворяющей неравенству $\omega_r < \omega_k$. При равенстве величин емкостей $C_k \simeq C_n$ величина $K\Delta f$ мало зависит от величины индуктивности корпуса в пределах неравенства $\omega_r < \omega_k$. Если емкость корпуса превосходит емкость полупроводниковой структуры, то для получения максимального значения $K\Delta f$ индуктивность корпуса должна быть минимальной.

Следует отметить, что выполнение неравенства $\omega_k > \omega_r$ накладывает соответствующие ограничения на величины параметров корпуса диода. При достаточно высоких частотах стандартные корпуса для ВЧ диодов, а также элементы включения не позволяют получать большие значения вследствие технологических трудностей создания корпуса диода с высокой ω_k . Это приводит к необходимости создания специального корпуса диода или системы включения полупроводниковой структуры, обеспечивающей одновременно и защиту диода от внешних воздействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ku W. H., Scherer E. F. Gain—Bandwidth optimization of avalanche-diode amplifiers. IEEE Trans., 1970, vol. MTT-18, No 11 (932).
2. Chon Y. T., Kuh E. S. A general matching theory and its application to tunnel diode amplifiers. IEEE Trans., 1966, vol. CT-13, No 1 (6).

3. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1968.
4. Youla D. C. A new theory of broad-band matching. IEEE Trans., 1964, vol. CT-11, No 1.

Поступила в редакцию 16 марта 1973 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ

УДК 621 375 126

Л. Г. Гассанов, А. А. Клушин, А. М. Крахмалов**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО УСИЛИТЕЛЯ
НА КЛИСТРОНЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ**

Обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования усиления и полосы усиливаемых частот регенеративного усилительного клистрона с двухззорным резонатором в миллиметровом диапазоне волн

Показано, что экспериментальные максимально устойчивые значения коэффициента усиления, соответствующие отношению рабочего тока пучка к стартовому, равному 0,96, в режиме малого сигнала составляют 33—38 дБ. Полоса усиливаемых частот при усилении 20 дБ достигает 0,06% в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди электровакуумных и твердотельных усилителей СВЧ особое место занимают регенеративные усилители. В ряде работ, например, в [1, 2], указывается на перспективность использования резонансных регенеративных усилителей сантиметрового диапазона волн в качестве входных усилителей СВЧ, благодаря принципиальной возможности достижения больших значений коэффициента усиления, низкому уровню шумов и простоте конструкции.

Возможность использования классических автогенераторов в качестве регенеративных усилителей привлекает внимание разработчиков, особенно при разработке устройств с относительно небольшой полосой усиления, в частности, в миллиметровом диапазоне волн.

В связи с широким распространением в последние годы принципов реализации генераторных клистронов с распределенным взаимодействием, особенно применительно к миллиметровому диапазону волн, представляет интерес провести исследование работы таких приборов в режиме регенеративного усиления.

В пролетных клистропах с распределенным резонатором, работающих в генераторном режиме, при токе электронного пучка в 1,5—2,0 раза выше стартового удается получить сравнительно высокие к. п. д. (для миллиметрового диапазона) даже при относительно низкой собственной добротности резонатора, а малая величина добротности да-

ет возможность расширить полосу усиливаемых частот. В ряде случаев при использовании резонатора с небольшим количеством зазоров такие приборы выгодно отличаются малыми размерами, что облегчает задачу формирования электронного пучка и дает возможность использовать электростатическую фокусировку.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Исследуемый регенеративный усилитель на пролетном клистроне с двухзазорным резонатором схематически изображен на рис. 1.

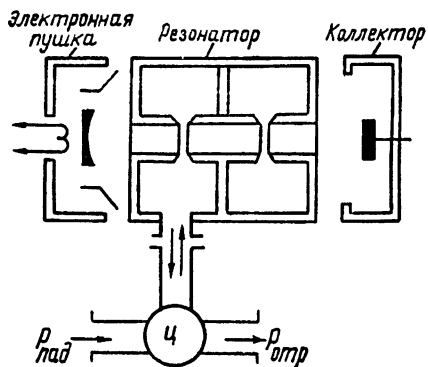


Рис. 1. Схематическое изображение генераторного клистрона с двухзазорным резонатором при работе в режиме регенеративного усиления:

Ц — ферритовый циркулятор, $P_{пад}$ — мощность падающей волны, $P_{отр}$ — мощность отраженной волны.

В рабочей полосе частот двухзазорный резонатор без пучка («холодный резонатор») можно представить эквивалентным колебательным контуром с собственной добротностью Q_0 , волновым сопротивлением ρ и резонансной частотой ω_0 . Проводимость контура G_k при резонансе определяется известным соотношением:

$$G_k = \frac{1}{\rho Q_0}.$$

Значение величины ρ зависит от способа определения напряжения на эквивалентном контуре. Согласно [3], определим амплитуду напряжения на эквивалентном контуре U_k как сумму амплитуд напряжений на зазорах резонатора U_1 и U_2 :

$$U_k = U_1 + U_2.$$

Тогда

$$\rho = \frac{U_k^2}{2\omega_0 |X|},$$

где W — энергия, запасенная в резонаторе.

При таком определении величина ρ возрастает при увеличении количества идентичных зазоров, а величина Q_0 изменяется незначительно.

Мощность P_e , отдаваемая электронным пучком, выражается через проводимость $G_n + jB_n$, подключенную параллельно эквивалентному контуру [1]:

$$G_n + jB_n = \frac{2P_e}{U_k^2}.$$

В режиме малого сигнала и в отсутствие предварительной модуляции электронного пучка проводимость $G_n + jB_n$ совпадает с классическим понятием электронной проводимости [4]. В нелинейном режиме величины G_n и B_n могут заметно отличаться от аналогичных малосигнальных величин G_e и B_e .

Введем нелинейные коэффициенты α и β следующим образом: $G_n = G_e \alpha(U_k, \psi)$, $B_n = B_e \beta(U_k, \psi)$. В общем случае $\alpha(U_k, \psi)$ и $\beta(U_k, \psi)$ зависят от U_k и функции распределения полей в зазорах резонатора $\psi(n)$. Функция $\psi(n)$ представляет собой матрицу комплексных коэффициентов, связывающую комплексную амплитуду напряжения $U_n e^{j\varphi_n}$ на n -м зазоре с комплексной амплитудой напряжения на контуре:

$$U_n e^{j\varphi_n} = U_k e^{j\varphi_k} \psi(n),$$

где φ_n и φ_k — фаза поля на n -м зазоре и фаза напряжения на контуре.

Проведенная замена распределенного резонатора эквивалентной схемой в виде параллельного контура с собственной проводимостью G_k и проводимостью пучка $G_n + jB_n$ позволяет рассматривать регенеративный усилитель как линию с волновой проводимостью Y_n , нагруженную в конце на проводимость «холодного» контура и проводимость пучка. В этом случае коэффициент усиления будет тождественен коэффициенту отражения у контурного конца линии [5]:

$$\Gamma \equiv K = \frac{U_{отр} e^{j\varphi_{отр}}}{U_{пад} e^{j\varphi_{пад}}} = \frac{Y_n - Y_k e^{j\varphi_k}}{Y_n + Y_k e^{j\varphi_k}},$$

где $U_{отр} e^{j\varphi_{отр}}$ — комплексная амплитуда отраженной волны,

$U_{пад} e^{j\varphi_{пад}}$ — комплексная амплитуда падающей волны,

$Y_k e^{j\varphi_k}$ — полная комплексная проводимость резонатора с пучком [2]:

$$Y_k e^{j\varphi_k} = G_k + G_e \alpha(U_k, \psi) - j \left[\frac{2}{\rho} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} - B_e \beta(U_k, \psi) \right],$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ (ω — частота усиливаемого сигнала).

Преобразуем (1) с учетом следующих нормировок:

$$G_0 = \frac{I_0}{U_0}, \quad g_k = \frac{G_k}{G_0}, \quad g_0 = \frac{Y_n}{G_0}, \quad g_e = \frac{G_e}{G_0},$$

$$\xi_0 = \frac{U_n}{U_0}, \quad g_n = \frac{G_n}{G_0}, \quad b_n = \frac{B_n}{G_0}, \quad b_e = \frac{B_e}{G_0},$$

где U_0 — напряжение пучка,

I_0 — ток пучка,

U_n — напряжение на n -м зазоре.

Для коэффициента усиления получаем

$$|K|^2 = K_{\max}^2 \frac{1 + 4A^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\delta\omega}{\omega} \right)^2}{1 + 4Q_{\Gamma}^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\delta\omega}{\omega} \right)^2}, \quad (2)$$

где

$$K_{\text{макс}}^2 = \left(\frac{g_0 - g_k - g_n}{g_0 + g_k + g_n} \right)^2, \quad (3)$$

$$A = \frac{1}{\rho G_0 (g_0 - g_k - g_n)}, \quad (4)$$

$$Q_{\Gamma} = \frac{1}{\rho G_0 (g_0 + g_k + g_n)}, \quad \frac{\delta \omega}{\omega} = -\rho \frac{G_0}{2} b_n. \quad (5)$$

При отрицательной проводимости пучка $g_n = -(g_k + g_0)$ возможно самовозбуждение. Это же условие определяет и стартовый ток

$$I_{\text{ст}} = -U_0 \frac{1}{\rho Q_n g_e}$$

или

$$\frac{I_{\text{ст}}}{I_0} = -\frac{g_0 + g_k}{g_e} = \frac{Q_{\text{ст}}}{Q_n}, \quad (6)$$

где Q_n — нагруженная добротность «холодного» контура,
 $Q_{\text{ст}}$ — стартовая нагруженная добротность «холодного» контура:

$$Q_n = \frac{1}{\rho G_0 (g_0 + g_k)}, \quad Q_{\text{ст}} = -\frac{1}{\rho G_0 g_e}. \quad (7)$$

Формулы (3), (4), (5) упрощаются при условии согласования линии и «холодного» контура

$$g_0 = g_k, \quad (8)$$

тогда

$$K_{\text{макс}}^2 = \frac{1}{\left[1 - \frac{I_{\text{ст}}}{I_0} \alpha(\xi) \right]^2}, \quad (9)$$

$$Q_{\Gamma} = \frac{Q_n}{\alpha^2(\xi)} \frac{\frac{I_{\text{ст}}}{I_0} \alpha(\xi)}{1 - \frac{I_{\text{ст}}}{I_0} \alpha(\xi)}, \quad (10)$$

$$A = \frac{Q_n}{\alpha^2(\xi)} \frac{I_{\text{ст}}}{I_0} \alpha(\xi), \quad (11)$$

где $\alpha(\xi) = \frac{g_n}{g_e}$ — коэффициент уменьшения электронной проводимости пучка в нелинейном режиме.

Из (2) видно, что полосу усиливаемых частот $\frac{\Delta f}{f}$ на уровне 3 дБ можно приближенно оценить так:

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{1}{Q_r}. \quad (12)$$

Следовательно, в случае согласования (8) с учетом (9), (10) и (12) произведение максимального коэффициента усиления на полосу усиливаемых частот определяется выражением:

$$S = \sqrt{K_{\max}^2} \frac{\Delta f}{f} = \frac{\alpha(\xi)}{Q_n} \frac{1}{\left(\frac{I_{cr}}{I_0}\right)}. \quad (13)$$

Это произведение характеризует эффективность регенеративного усилителя [6].

Поскольку для достижения больших усилений требуются значения $\alpha(\xi)$ и $\left(\frac{I_{cr}}{I_0}\right)$, близкие к единице, то

$$S \approx \frac{1}{Q_n}.$$

Таким образом, величина параметра S определяется нагруженной добротностью «холодного» резонатора.

3. ОЦЕНКА ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ УСИЛИТЕЛЯ

Рассмотрим характеристики регенеративного клистронного усилителя миллиметрового диапазона волн с двухззорным резонатором. Исследовались два варианта прибора: при работе в синфазном и противофазном режимах отбора. Напряжения на зазорах резонатора принимались равными по амплитуде $\xi = \xi_1 = \xi_2$ и были синфазны либо противофазны (в зависимости от режима работы). Зазоры — бессеточные, с углом пролета около 90°. Расстояние между зазорами подбиралось оптимальным для обеспечения максимума выходной мощности и было равным примерно трем электронным длинам волн при работе на третьей зоне синфазного отбора (первый вариант) и примерно двум электронным длинам волн при работе на второй зоне противофазного отбора (второй вариант). Номер зоны выбирался с учетом требований к электростатической фокусировке электронного пучка. Статическая проводимость пучка G_0 была равной $0,35 \cdot 10^{-4}$ 1/ом.

Резонатор представлял два парциальных тороидальных резонатора со щелью связи в общей стенке. Волновое сопротивление резонаторов $\rho \approx 100$.

Для нахождения величины $\alpha(\xi)$ и электронного к.п.д. η_e анализировался отбор энергии от электронного пучка путем решения уравнений

движения для заданного поля резонатора. Выходной к.п.д. определялся известным соотношением

$$\eta_{\text{вых}} = \eta_e \eta_k,$$

где η_k — контурный к.п.д. При согласовании (8) $\eta_k = 0,5$.

На рис. 2,а представлены зависимости $\eta_{\text{вых}}$ и $\alpha(\xi)$ от величины амплитуды напряжения на зазорах резонатора ξ при работе в синфазном режиме (первый вариант). Семейство кривых на рисунке иллюстрирует

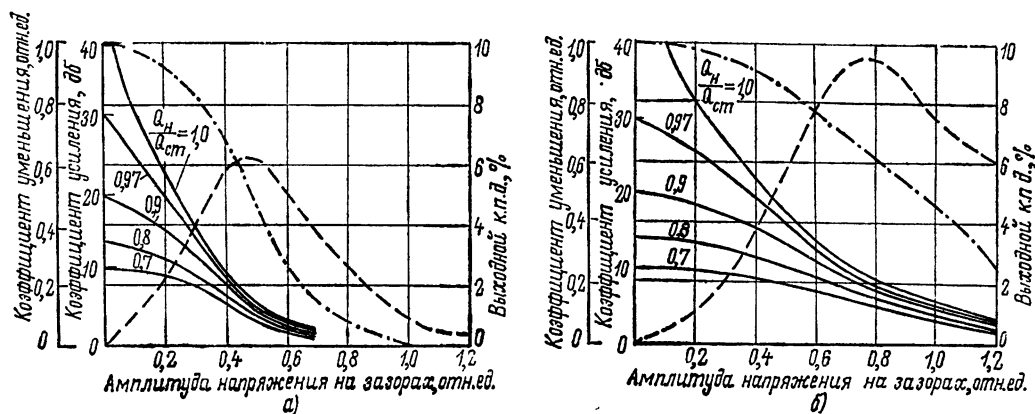


Рис 2 Зависимость выходного к.п.д. $\eta_{\text{вых}}$ (— — —), коэффициента усиления K (— — —), коэффициента уменьшения электронной проводимости $\alpha(\xi)$ (—) от приведенной амплитуды напряжения на зазорах резонатора ξ ($\frac{Q_n}{Q_{\text{ст}}}$ — отношение нагруженной добротности «холодного» контура к стартовой): при работе резонатора на третьей зоне синфазного режима (а) и на второй зоне противофазного режима (б)

изменение коэффициента усиления $K = 10 \lg K_{\text{макс}}^2$ при различных значениях отношения $\frac{Q_n}{Q_{\text{ст}}}$ в зависимости от ξ . Максимум к.п.д. $\eta_{\text{вых}} = 6,3\%$ наблюдается при $\alpha(\xi) = 0,53$ и $\xi = 0,47$. Из рисунка видно, что при данном $\alpha(\xi)$ максимально возможное усиление не превышает 7 дб, причем из-за малости $\alpha(\xi)$ усиление в режиме максимального к.п.д. практически не зависит от величины усиления в линейном режиме (при $\alpha(\xi) \approx 1$).

Динамический диапазон изменения входного сигнала при изменении коэффициента усиления на 3 дб определяется максимальной величиной входного сигнала и составляет в режиме максимального к.п.д. $\frac{P_{\text{вх}}}{P_0} \leq 1,26 \cdot 10^{-2}$, где $P_0 = U_0 \cdot I_0$. Ширина полосы усиления в режиме максимального к.п.д.

$$\frac{\Delta f}{f} \approx 0,17\%.$$

В линейном режиме выбором $Q_n < Q_{ст}$ можно в широких пределах регулировать величину коэффициента усиления.

При $Q_n = 0,97Q_{ст}$

$$K = 30 \text{ дб}, \frac{\Delta f}{f} \approx 0,02\% \text{ и } \frac{P_{вх}}{P_0} \leq 0,1 \cdot 10^{-4}.$$

Соответственно при $Q_n = 0,9Q_{ст}$

$$K = 20 \text{ дб}, \frac{\Delta f}{f} \approx 0,08\% \text{ и } \frac{P_{вх}}{P_0} \leq 0,4 \cdot 10^{-4}.$$

Близки к описанным результатам характеристики усилителя при работе в противофазном режиме (второй вариант). Как видно из рис. 2,б, в нелинейном режиме имеет место существенное повышение максимального к.п.д. (до 10%) при коэффициенте усиления 9 дб, однако требуемое для выполнения условия (6) значение нагруженной добротности возрастает при этом в 1,7 раза. Соответственно уменьшается ширина полосы усиления и величина параметра S.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ КЛИСТРОНОВ В РЕЖИМЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО УСИЛЕНИЯ

Экспериментальные исследования проводились на пролетных генераторных клистронах с двухззорным резонатором в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн (см. рис. 1). Входной сигнал подводился к резонатору падающей волной $P_{пад}$. Выходной сигнал поступал из резонатора в нагрузку в виде поля отраженной волны $P_{отр}$. При этом использовался ферритовый циркулятор (Ц) типа I-ЦВІ для разделения входной и усиленной высокочастотной мощностей. При измерении коэффициента усиления учитывались потери в циркуляторе и выводе энергии.

Перевод генераторов в режим регенеративного усиления осуществлялся путем уменьшения тока пучка ниже стартового при постоянном рабочем напряжении пучка (конструкция генератора не позволяла изменять добротность резонатора в процессе работы). На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости коэффициента усиления K (кривая

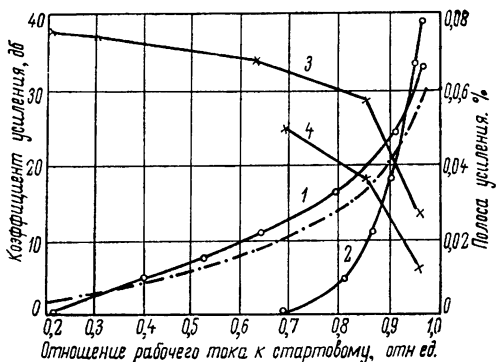


Рис. 3. Экспериментальные зависимости коэффициента усиления K (кривые 1, 2) и ширины полосы усиления $\frac{\Delta f}{f}$ (кривые 3, 4) от отношения рабочего тока пучка к стартовому $\frac{I_0}{I_{ст}}$ в диапазоне входных сигналов $\frac{P_{вх}}{P_0} = (0,2 \div 0,4) \cdot 10^{-4}$.

кривые 1, 3 — синфазный режим, кривые 2, 4 — противофазный режим, — — — — теоретическая зависимость коэффициента усиления K от отношения $\frac{I_0}{I_{ст}}$ в линейном режиме.

1) и полосы усиления $\frac{\Delta f}{f}$ (кривая 3) от отношения рабочего тока пучка к стартовому $\frac{I_0}{I_{\text{ст}}}$ для клистрона, работающего на третьей зоне синфазного режима отбора, и аналогичные зависимости (кривые 2, 4) для клистрона, работающего на второй зоне противофазного режима отбора. Для сравнения на рисунке представлена теоретическая зависимость коэффициента усиления от соотношения $\frac{I_0}{I_{\text{ст}}}$ (штрих-пунктирная кривая), определенная с учетом (6) и (9), при $\alpha(\xi) = 1$.

Исследования проводились в линейном режиме ($\frac{P_{\text{вх}}}{P_0} = 0,2 \div 0,4 \cdot 10^{-4}$) при статической проводимости пучка $G_0 \leq 0,4 \cdot 10^{-4}$ 1/ом. Максимальный коэффициент усиления K при $\frac{I_0}{I_{\text{ст}}} = 0,96$ был равен 33 дБ (синфазный режим) и 38 дБ (противофазный режим), ширина полосы усиливаемых частот $\frac{\Delta f}{f}$ на уровне 3 дБ составляла соответственно 0,029 и 0,014%. При усилении 20 дБ ширина полосы достигала 0,06% для синфазного режима работы.

Как видно из рисунка, синфазный режим более выгоден с точки зрения устойчивой работы усилителя (зависимость коэффициента усиления K от $\frac{I_0}{I_{\text{ст}}}$ более пологая), хотя и характеризуется меньшими значениями максимального коэффициента усиления.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволил оценить выходные характеристики регенеративного усилителя миллиметрового диапазона длин волн на клистроне с распределенным взаимодействием в зависимости от параметров нагрузки и резонансной структуры и дал возможность выяснить максимальные значения коэффициента усиления и к. п. д.

Эффективность регенеративного усилителя характеризуется величиной $K_{\text{макс}} \frac{\Delta f}{f}$, обратно пропорциональной нагруженной добротности «холодного» резонатора. Эффективность усилителя может быть повышена путем увеличения числа зазоров распределенного резонатора, что позволит использовать более низкодобротные резонаторы при достаточных к. п. д. и коэффициентах усиления.

Результаты экспериментальных исследований в линейном режиме с достаточной степенью точности подтвердили теоретические расчеты.

Авторы выражают благодарность Раппопорту Г. Н. за ряд полезных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Дебелов Д. Т., Шлифер Э. Д. Регенеративные усилители СВЧ «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника СВЧ», 1964, вып 4, стр 65—78
- 2 Лебедев И. В., Чень Чжун Моу. О возможностях использования автогенераторов СВЧ в качестве регенеративных усилителей Ч. I Известия вузов, «Радиотехника», т IV, вып 5, стр 560—567

3 Зусмановский С. А., Зимин С. Ф., Симонов К. Г. Взаимодействие электронного потока с полем двухзазорного резонатора, работающего на противофазном виде колебаний «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 6, стр. 58—71

4 Хайков А. З. Мощные усилители на многорезонаторных клистродах. М., «Связь»

5 Калинин В. И., Герштейн Г. М. Введение в радиофизику. М., ГИТТЛ, 1957

6 Раппопорт Г. Н., Клушин А. А. Оценка ширины полосы захватывания генератора обратной волны при синхронизации модулированным электронным пучком «Радиотехника и электроника», 1964, т. IX, вып. 8, стр. 15—20

Поступила в редакцию 27 апреля 1973 г

УДК 621.385.632

Е. М. Ильина, А. М. Кац, В. П. Кудряшов, В. И. Миркин

УЛУЧШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛБВ

Теоретически рассмотрены условия подавления высших гармонических составляющих в выходном сигнале широкополосных ЛБВ и схемы, в которых может быть реализовано подавление. Показано, что с помощью рассмотренных схем может быть достигнут уровень второй гармоники на выходе ЛБВ на 15 дБ ниже уровня основного сигнала в октавной полосе усиливаемых частот

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа ЛБВ при немалых уровнях входного сигнала сопровождается нелинейными искажениями выходного сигнала. Широкополосные приборы, работающие в одночастотном режиме, отличаются значительным уровнем второй гармоники на выходе. В работе [1] показана возможность уменьшения уровня второй гармоники в выходном сигнале ЛБВ путем подачи ее на вход с определенной амплитудой и фазой относительно сигнала рабочей частоты. Исследование проводилось для одной частоты, соответствующей длинноволновому концу диапазона. Очевидно, что в широкой полосе частот условия подавления будут меняться.

Цель данной статьи — исследование условий уменьшения уровня второй гармоники в октавной полосе усиливаемых частот. Для оценки практической применимости различных схем подавления высших гармонических составляющих [1—6] анализируются фазовые соотношения между гармониками в ЛБВ.

2. ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ГАРМОНИКАМИ В ЛБВ

Фазовый сдвиг между сигналами кратных частот может быть оценен однозначно лишь для определенного фазового состояния сигнала нижней (основной) частоты и выражен через периодичность высшей частоты (гармоники). В дальнейшем за фазовый сдвиг между сигналами n -й и первой гармоник принята величина его, соответствующая фазе сигнала первой гармоники, равной нулю или $2k\pi$ (k — целое число). Тогда для сигналов основной частоты $E_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$ и гармоники $E_n \sin(n\omega t + \varphi_n)$ фазовый сдвиг будет равен:

$$\Delta\varphi_{n1} = \varphi_n - n\varphi_1. \quad (1)$$

Соотношение (1) использовалось при нахождении фазовых сдвигов между второй и первой гармониками в ЛБВ. Расчет характеристик проводился на ЭВМ М-220 по уравнениям, приведенным в работе [1]. Параметры ЛБВ были выбраны типичными для октавных приборов. Их значения для трех точек диапазона усиливаемых частот приведены в таблице.

Т а б л и ц а

f/f_0	C		K_{c2}/K_{c1}		γa	
	без дисперсии	с дисперсией	без дисперсии	с дисперсией	без дисперсии	с дисперсией
1	0,1	0,1	0,177	0,153	1	1
1,5	0,0805	0,079	0,091	0,069	1,5	1,55
2,0	0,065	0,0595	0,051	0,0387	2,0	2,12

В таблице обозначено: f_0 — нижняя частота диапазона, C — параметр усиления на основной частоте, $\frac{K_{c2}}{K_{c1}}$ — отношение сопротивлений связи для второй и первой гармоник, γa — обобщенный параметр спирали. Остальные параметры следующие: $\bar{b}/a=0,6$; $d=0$; $F_{01}=0,045$; $q=1$ (последние два параметра даны для частоты f_0). Рассчитывалась модель ЛБВ без локального поглотителя. Расчет проводился для одночастотного и двухчастотного режимов работы. Характеристики ЛБВ в режиме усиления одного сигнала (с учетом возбуждения второй гармоники) приведены на рис. 1—3.

На рис. 1 показаны зависимости к. п. д. $\eta_{1,2}$ и сдвига фаз между второй и первой гармониками поля $\Delta\varphi$ от длины участка взаимодействия прибора θ с дисперсией и без нее. Из приведенных зависимостей видно, что фазовый сдвиг между гармониками сначала резко изменяется, а затем остается неизменным или совершает небольшие колебания относительно среднего уровня вплоть до участка существенно нелинейного взаимодействия. Причем это характерно для ЛБВ как с дисперсией

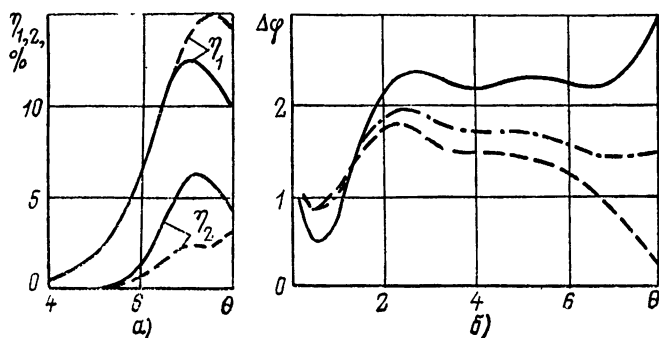


Рис 1 Зависимость к. п. д. первой η_1 и второй η_2 гармоник (а) и сдвига фазы между второй и первой гармониками $\Delta\varphi$ (б) от длины участка взаимодействия θ для прибора с дисперсией и без нее при $\frac{\Delta v_\phi}{v_\phi} = 0$ (—), 4% (— · — · —), 6% (---).

ей, так и без нее. Это означает, что фаза второй гармоники поля полностью определяется наведенным током (или первой гармоникой поля) и различие фазовых скоростей первой и второй гармоник в ЛБВ не играет существенной роли.

В области нелинейного взаимодействия сдвиг фаз между первой и второй гармониками не будет меняться, если фазовые скорости волны в системе с пучком для первой и второй гармоник одинаковы. Используя известные соотношения линейной теории [7, 8], можно показать, что это условие приближенно выполняется, если

$$\frac{(v_{\phi 1} - v_{\phi 2})}{v_{\phi 1}} \approx 1,17 C \left[1 - \left(\frac{K_{c2}}{K_{c1}} \right)^{1/3} \right], \quad (2)$$

где $v_{\phi 1}$ и $v_{\phi 2}$ — фазовые скорости первой и второй гармоник в «холодной» замедляющей системе.

Поскольку $\frac{K_{c2}}{K_{c1}} < 1$, фазовый сдвиг между гармониками будет постоянен по длине в ЛБВ с нормальной дисперсией ($v_{\phi 2} < v_{\phi 1}$). Отношение фазовых скоростей $\frac{v_{\phi 1}}{v_{\phi 2}}$, соответствующее выполнению условия (2), при выбранных значениях параметров ЛБВ (см. таблицу) невелико и составляет 1,04 (слабая нормальная дисперсия). При отсутствии дисперсии или дисперсии большей величины фазовый сдвиг между гармониками в области насыщения выходной мощности резко изменяется (см. рис. 1).

На рис. 2 показаны зависимости к.п.д. и фазового сдвига между гармониками на выходе от параметра несинхронности b для режима насыщения выходной мощности на основной частоте. Из рис. 2 видно, что наличие дисперсии приводит к увеличению крутизны зависимости фазового сдвига между гармониками от параметра несинхронности.

На рис. 3 приведены зависимости к.п.д. второй и первой гармоник и фазового сдвига между ними на выходе от частоты усиливаемого сиг-

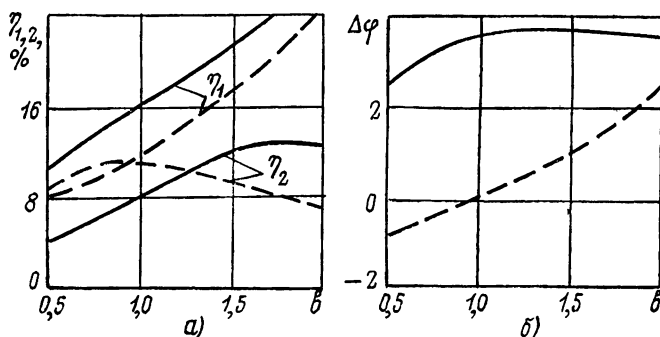


Рис. 2 Зависимость к.п.д. второй и первой гармоник $\eta_{1,2}$ (а) и фазового сдвига между ними на выходе $\Delta\varphi$ (б) от параметра несинхронности b на основной частоте для $\frac{\Delta v_{\phi}}{v_{\phi}} = 0$ (—) и 6% (---).

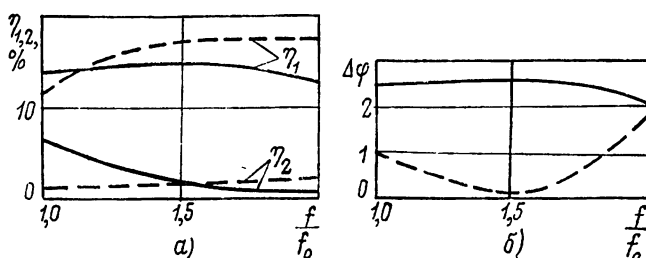


Рис. 3 Зависимость к. п. д. второй и первой гармоник $\eta_{1,2}$ (а) и фазового сдвига между ними на выходе $\Delta\varphi$ (б) от частоты усиливаемого сигнала

$\frac{f}{f_0}$ для $\frac{\Delta v_\Phi}{v_\Phi} = 0$ (—) и 6% (---).

нала $\frac{f}{f_0}$. Эти зависимости показывают, что на выходе ЛБВ, замедляющая система которой не имеет дисперсии, можно получить достаточно стабильный уровень второй гармоники при неизменном фазовом сдвиге между гармониками в октавной полосе усиливаемых частот. Наличие дисперсии уменьшает полосу частот, в которой возможна реализация стабильных параметров.

Анализ фазовых соотношений между первой и второй гармониками в ЛБВ, обеспечивающих минимальный уровень второй гармоники на выходе при подаче ее на вход прибора, дан в работах [1, 4, 5]. Отметим следующие особенности такого режима работы.

Для осуществления сильного воздействия подводимого сигнала второй гармоники на выходные параметры прибора необходимо обеспечить эффективное взаимодействие его с электронным потоком (коэффициент усиления в линейном режиме на частоте второй гармоники должен быть сравним с коэффициентом усиления на основной частоте). Этого можно достичь либо подбором напряжения замедляющей системы, либо соответствующим выбором дисперсии. Оптимальным является случай, когда параметры несинхронности для сигналов обеих гармоник равны, если они вычислены каждый для своего параметра усиления; при нормировке к параметру усиления на основной частоте [1] это эквивалентно условию $b_2 = b_1 \left(\frac{K_{c2}}{K_{c1}} \right)^{1/3}$.

В этом случае

$$\frac{(v_{\Phi 2} - v_{\Phi 1})}{v_{\Phi 2}} = \frac{b_1 C \left[1 - \left(\frac{K_{c2}}{K_{c1}} \right)^{1/3} \right]}{1 + b_1 C}. \quad (3)$$

Поскольку $\frac{K_{c2}}{K_{c1}} < 1$, то для наиболее эффективного воздействия сигнала второй гармоники на выходные параметры (при положительных значениях параметра несинхронности) необходимо, чтобы замедляющая система ЛБВ имела аномальную дисперсию ($v_{\Phi 2} > v_{\Phi 1}$).

Поскольку этот случай редко реализуется на практике, ниже будут рассмотрены только случаи нормальной дисперсии либо отсутствия ее. При этом для обеспечения эффективного воздействия входного сигнала

второй гармоники на выходную мощность в полосе усиливаемых частот необходимо работать при небольших значениях параметра несинхронности на основной частоте (b меньше $b_{\text{опт}}$, соответствующего максимальному усилению в линейном режиме).

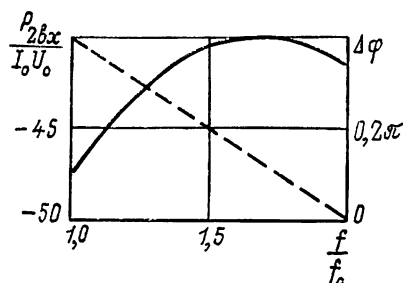


Рис. 4. Уровень второй гармоники на входе $\frac{P_{2вх}}{I_0 U_0}$ (—) и фазовый сдвиг между второй и первой гармониками $\Delta\varphi$ (---), необходимые для максимального подавления второй гармоники на выходе в приборе без дисперсии; $\theta = 6,8$; $b = 0,5$; $\frac{P_{1вх}}{I_0 U_0} = -39,7$ дБ; $C = 0,1$

Как показывают расчеты (рис. 4), уровень второй гармоники на входе и оптимальный фазовый сдвиг, обеспечивающие минимальную величину ее на выходе, зависят от частоты. При этом изменение фазового сдвига происходит практически линейно с частотой, а изменение уровня входного сигнала второй гармоники не превышает -8 дБ в октавной полосе частот. Условия, близкие к этим, могут быть реализованы на практике.

Рассмотрим наиболее простые схемы уменьшения уровня высших гармонических составляющих, проанализируем условия, которые создаются ими на входе оконечной ЛБВ и исследуем поведение выходного сигнала оконечной ЛБВ в зависимости от этих условий.

3. СХЕМЫ УМЕНЬШЕНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ НА ВЫХОДЕ ЛБВ

Все усилители СВЧ с подавлением высших гармонических составляющих на выходе ЛБВ, использующие двухчастотный режим, состоят из двух принципиальных устройств: собственно широкополосной ЛБВ и схемы формирования входного сигнала. Наиболее простыми схемами формирования являются цепь обратной связи по сигналу второй гармоники, широкополосная ЛБВ, СВЧ ограничитель.

Усилитель с цепью обратной связи по второй гармонике имеет существенные ограничения по эффективности подавления (из-за возможности самовозбуждения по цепи обратной связи) и широкополосности вследствие сложности поддержания оптимальных фазовых соотношений между гармониками на входе ЛБВ.

Периодичность изменения фазы второй гармоники относительно первой определяется совместной электрической длиной прибора $2N$ (N — длина прибора на частоте усиливаемого сигнала) и цепи обратной связи $2N_y$:

$$\frac{T}{f_0} = \frac{1}{2(N + N_y)}, \quad (5)$$

где f_0 — частота усиливаемого сигнала.

Полагая $N_y \ll N$, находим, что при $N \geq 10$ (обычная длина ЛБВ) ширина полосы не превышает 5%. Очевидно, что практического значения схема с обратной связью не имеет.

Выше было показано, что широкополосная ЛБВ в режиме усиления одного сигнала может обеспечить на выходе стабильный уровень гармоник и постоянный сдвиг фаз между ними. Значение фазового сдвига в определенных пределах может регулироваться изменением напряжения замедляющей системы. Если же с выхода ЛБВ предусмотреть разделение гармоник в различные каналы, то можно путем включения в эти каналы пассивных элементов (аттенюаторов, фазовращателей) обеспечить необходимый уровень гармоник, а также, при необходимости, линейно меняющийся сдвиг фаз между гармониками. Так, если длины каналов для первой и второй гармоник равны соответственно l_1 и l_2 , то сдвиг фаз между ними является линейной функцией частоты

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + 2\pi \frac{f_0}{c}(l_2 - l_1), \quad (6)$$

где $\Delta\varphi_0$ — сдвиг фаз между гармониками на выходе ЛБВ,
 c — скорость света.

Формула (6) получена с учетом соотношения (2).

Наиболее простой и наиболее эффективной, на наш взгляд, является схема формирования, использующая ограничение СВЧ сигнала. При ограничении синусоиды снизу сигнал на выходе ограничителя может быть представлен рядом Фурье:

$$E = \frac{E_0}{\pi} [X \cos X - 2 \sin X] + \frac{E_0}{\pi} \left[\pi - X + \frac{1}{2} \sin 2X \right] \sin \omega t + \\ + \frac{E_0}{\pi} \left[\sin X + \frac{1}{3} \sin 3X \right] \sin \left(2\omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (7)$$

где X — половина угла отсечки (рис. 5).

Из соотношения (7) следует, что уровни гармоник и фазовые сдвиги между ними не зависят от частоты сигнала. Именно стабильность выходных параметров такой схемы является ее основным достоинством.

Таким образом, две последние схемы позволяют получать постоянный уровень гармоник на выходе при неизменном или линейно меняющемся фазовом сдвиге между ними. Рассмотрим теперь характеристики оконечной ЛБВ, на которую подается такой сигнал.

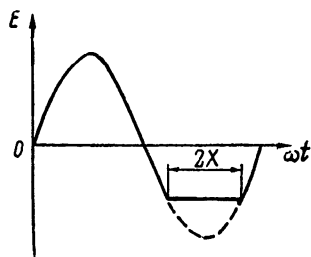


Рис 5. Схема ограничения СВЧ сигнала на входе ЛБВ, $2X$ — угол отсечки.

4. ПОДАВЛЕНИЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ЛБВ В ПОЛОСЕ УСИЛИВАЕМЫХ ЧАСТОТ

В процессе расчетов оптимизируются длина замедляющей системы, ускоряющее напряжение, уровень второй гармоники на входе и сдвиг ее по фазе относительно основного сигнала для обеспечения максимального

подавления ее на выходе при минимальном перепаде выходной мощности основного сигнала в полосе усиливаемых частот. Входная мощность основного сигнала в полосе $P_{1вх}$ остается постоянной. Рассматриваются случаи отсутствия и наличия дисперсии волны в замедляющей системе.

На рис. 6 показан к. п. д. основного сигнала и уровень второй гармоники на выходе ЛБВ в полосе усиливаемых частот при подаче на вход

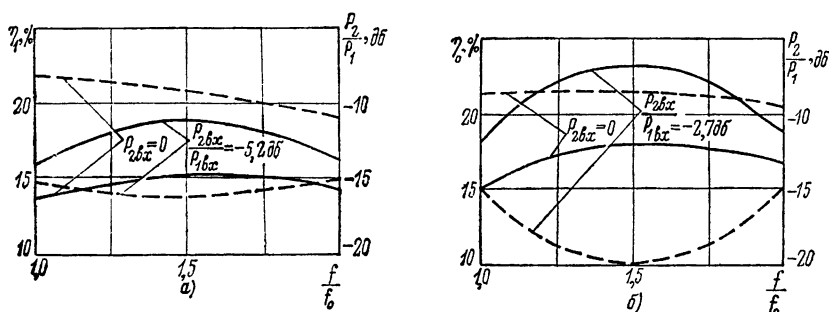


Рис. 6 К. п. д. основного сигнала η_1 (—) и относительный уровень второй гармоники на выходе ЛБВ $\frac{P_2}{P_1}$ (---) в полосе усиливаемых частот в отсутствие и при наличии входного сигнала удвоенной частоты. Дисперсия отсутствует; $\Delta\varphi = \text{const}$ в полосе.

- а) $b_{дл} = 0,5$, $b_{ср} = 0,62$, $b_{кор} = 0,77$; при $P_{2вх} = 0$ $\Theta_{дл} = 7$; при $P_{2вх} \neq 0$ $\Theta_{дл} = 6,5$, $\Delta\varphi = 0,6\pi$;
 б) $b_{дл} = 0,8$, $b_{ср} = 1$, $b_{кор} = 1,23$; при $P_{2вх} = 0$ $\Theta_{дл} = 6,6$; при $P_{2вх} \neq 0$ $\Theta_{дл} = 6,15$, $\Delta\varphi = 0,8\pi$.

оптимального сигнала удвоенной частоты для двух значений параметра несинхронности; предполагается, что дисперсия отсутствует. Входная мощность второй гармоники и сдвиг по фазе ее относительно основного сигнала на входе постоянны в полосе. Для сравнения на рисунке приведены аналогичные данные при отсутствии сигнала второй гармоники на входе. Видно, что при подаче на вход сигнала удвоенной частоты к. п. д. основного сигнала растет, а уровень второй гармоники уменьшается; величина его в полосе не превышает -15 дБ относительно уровня основного сигнала.

Ускоряющее напряжение, соответствующее случаю, показанному на рис. 6, б, является оптимальным. При меньших напряжениях (рис. 6, а) уменьшается к. п. д. основного сигнала, при больших возрастает уровень второй гармоники в выходном сигнале ЛБВ. Последнее объясняется тем, что с ростом ускоряющего напряжения растет параметр несинхронности, достигая на короткой и средней волне значений $b > 1,4$, при которых подавление второй гармоники вообще становится невозможным [1]. Высокая интенсивность второй гармоники на коротковолновом конце при отсутствии ее на входе объясняется тем, что оптимальная длина прибора больше длины, соответствующей насыщению выходной мощности на этом конце полосы (она примерно соответствует насыщению мощности на средней частоте). Как известно [9], за точкой насыщения основного сигнала относительный уровень второй гармоники растет.

Были исследованы также к. п. д. основного сигнала и уровень второй гармоники в полосе при линейном изменении сдвига фазы между первой и второй гармониками на входе с частотой (рис. 7). В этом случае относительный уровень второй гармоники не превышает — 15 дБ при к. п. д. основного сигнала в полосе не ниже 17%.

Исследовалось подавление второй гармоники в ЛБВ с дисперсией. Изменение фазовой скорости в октавной полосе частот составляло 6% (дисперсия нормальная). Известно [9], что при наличии дисперсии уровень второй гармоники в режиме максимального к. п. д. невелик, поскольку значение параметра несинхронности на удвоенной частоте при этом лежит за областью существования экспоненциально нарастающей волны. Однако режим максимального к. п. д. во всей полосе нереализуем. Для обеспечения полосовых свойств дисперсионной ЛБВ приходится уменьшать рабочее напряжение, так что на длинноволновом участке диапазона значения параметра несинхронности оказываются небольшими (для основного сигнала $b_1=0,57$). На удвоенной же частоте получаются такие значения параметра несинхронности, при которых взаимодействия на этой частоте весьма эффективно ($b_2=1,2$). Поэтому на длинноволновом участке к. п. д. основного сигнала небольшой, а уровень второй гармоники высокий (рис. 8). С увеличением рабочей частоты уровень второй гармоники понижается.

При подаче на вход сигнала удвоенной частоты в полосе происходит эффективное подавление второй гармоники на длинноволновом участке, а на среднем и коротком — уровень второй гармоники и к. п. д. основного сигнала практически не меняются. Последнее обусловлено тем, что значения параметра несинхронности для второй гармоники на этих частотах ($b_2=1,94$ и $3,16$ соответственно) намного больше тех, при которых возможно эффективное подавление второй гармоники при подаче ее на вход. Если на коротковолновом участке диапазона значение параметра несинхронности b_2 обеспечивает

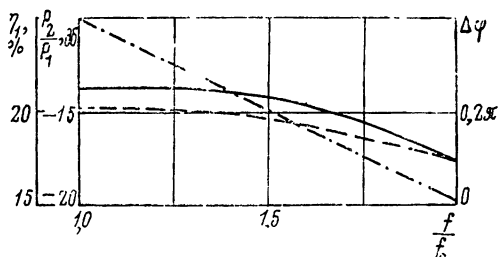


Рис 7 К п д основного сигнала η_1 (—) и уровень второй гармоники на выходе $\frac{P_2}{P_1}$ (---) при линейном изменении сдвига фаз между второй и первой гармониками на входе $\Delta\varphi$ (— · —) Дисперсия отсутствует; $\frac{P_{2\text{вх}}}{P_{1\text{вх}}} = -3,6$ дБ, $b_{\text{дл}} = 0,5$, $\theta_{\text{дл}} = 7,1$.

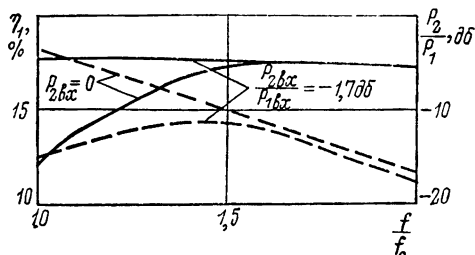


Рис 8 К п д основного сигнала η_1 (—) и уровень второй гармоники на выходе $\frac{P_2}{P_1}$ (---) в ЛБВ с дисперсией, (фазовая скорость уменьшается на 6% при увеличении частоты в 2 раза), $b_{1\text{дл}}=0,57$, $b_{2\text{дл}}=1,2$; $b_{1\text{ср}}=1,12$, $b_{2\text{ср}}=1,94$; $b_{1\text{кор}}=2,03$, $b_{2\text{кор}}=3,16$; $\theta_{\text{дл}}=6,8$; при $P_{2\text{вх}} \neq 0$ $\Delta\varphi=0,2\pi$.

низкий уровень второй гармоники, то на средней частоте она всего на 10 дБ ниже основного сигнала и уменьшается при подаче входного сигнала удвоенной частоты лишь на 1 дБ. Увеличение напряжения могло бы привести к уменьшению уровня второй гармоники на средней частоте, однако оно вызовет падение усиления на коротковолновом конце диапазона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование полосовых свойств ЛБВ с учетом второй гармоники показало, что уровень ее в ЛБВ с бездисперсной замедляющей системой ниже, чем при наличии дисперсии. В ЛБВ без дисперсии может быть достигнуто более эффективное подавление второй гармоники в полосе путем подачи сигнала удвоенной частоты на вход, чем в ЛБВ с дисперсионной замедляющей системой. Проведенный анализ показал, что эффективными схемами уменьшения уровня высших гармонических составляющих в выходном сигнале ЛБВ являются двухкаскадная ЛБВ и схема ограничения СВЧ сигнала на входе. Реализация этих схем позволит получить уровень второй гармоники на выходе, не превышающей —15 дБ относительно уровня основного сигнала в октавной полосе усиливаемых частот.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ильина Е. М., Кац А. М., Милютин Д. Д., Нудельман Я. Е., Штерн В. А. Частный случай двухчастотного режима работы ЛБВ «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 12, стр 3—12
- 2 R. D. Weglein et al. Arrangement utilizing phase conditioned harmonically related signals to improve TWA efficiency. Patent USA, 3, 426, 291, patented 1969, Cl. H03F 3/58, 3/68, 1/00.
- 3 Putz J. Non-linear behavior of traveling wave amplifiers. Proc. of the 5-th Intern Congress, Paris, 1964.
- 4 Dionne N. J. Harmonic generation in octave bandwidth traveling wave tubes. IEEE Trans, 1970, vol. ED-17, No 4, p. 365—372.
- 5 Bretting J., Pöschmüller H. Wirkungsgrad und AM-PM-umwandlungsfactor von wanderfeldröhren bei rückkopplung der ersten oberwelle. Wiss. Be. AEG-Telefunken, 1969, Bd. 42, Nr 3/4, S 154—155
- 6 Жуков А. Д., Ильина Е. М., Кац А. М. Подавление второй гармоники в ЛБВ «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 12, стр 82—84
- 7 Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной М, «Советское радио», 1964.
- 8 Клеен В., Пешль К. Введение в электронику СВЧ Ч. II, М, «Советское радио», 1964
- 9 Цейтлин М. Б., Губин Ю. В. Анализ работы ЛБВ с полым пучком в нелинейном режиме «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 5, стр. 61—73

Поступила в редакцию 5 июня 1973 г

МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 621.3.035.44 · 681.34

М. А. Шепсенвол, Э. С. Кухтин**МЕТОД РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ
ЭЛЕКТРОНИКИ СВЧ НА АНАЛОГО-ЦИФРОВОМ
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ**

Применительно к электронным приборам с сеточным управлением рассмотрены алгоритм решения самосогласованной задачи по определению интенсивных электронных потоков в СВЧ поле и методы реализации алгоритма на аналого-цифровом вычислительном комплексе, включающем электронитическую ванну и малую ЭВМ. Предложена методика определения токов, наводимых на электродах прибора при работе в нестационарном режиме. Рассмотрен вопрос о расчете режима работы прибора при наличии комплексной нагрузки в анодной цепи.

Предложенная методика может быть также использована для исследования приборов СВЧ других классов, отличных от приборов с сеточным управлением.

**1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ГЕНЕРАТОРНЫХ СВЧ ПРИБОРОВ
С СЕТОЧНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ**

Расчет параметров и режимов работы генераторных СВЧ приборов с сеточным управлением (триодов и тетродов) производится обычно с учетом статических анодно-сеточных характеристик, полученных экспериментальным или расчетным путем. Результаты этих расчетов корректируются затем внесением поправок на «пролетные явления» в междueleктродных промежутках. Теоретическому исследованию пролетных явлений посвящено большое количество работ, например, [1, 2] и др. Во всех этих работах рассматривалась идеализированная одномерная модель, причем в большинстве работ пространственный заряд в выходном промежутке не учитывался.

Указанный метод «одномерного расчета» дает в основном правильную ориентировку при оценке высокочастотных явлений, однако не обеспечивает точности, необходимой для решения задач оптимизации конструкции приборов. Во многих случаях отсутствует удовлетворительное соответствие между расчетными и экспериментальными данными, причем наблюдаемые расхождения трудно объяснить побочными факторами (вторично-эмиссионными эффектами, энергетическими потерями в

контурах и др.). Есть основания считать, что указанные расхождения в значительной степени связаны с тем, что задача о пролетных явлениях в приборах с сеточным управлением рассматривается для одномерной модели.

Реальные электронно-оптические процессы существенно видоизменяются при переходе от статического режима к режимам работы на СВЧ со значительными углами пролета электронов. По сравнению с квазистатическими режимами изменяются картины электрических полей для мгновенных значений напряжений электродов, а также и конфигурация электронных потоков. Пространственный заряд, обусловленный отдельными импульсами тока катода, распределяется во времени и влияет на поле в междуэлектродных промежутках иначе, чем в статических режимах. Возникают сдвиги фаз между напряжениями электродов, а также между токами и напряжениями. Все это приводит к тому, что анодно-сеточные характеристики прибора на СВЧ оказываются существенно отличными от статических. Собственно говоря, при переходе на СВЧ изменяется само понятие «анодно-сеточные характеристики» и их возможная интерпретация. В частности, теряет свой обычный смысл понятие о линии критического режима семейства анодных характеристик, появляется возможность работы в перенапряженном режиме без возврата электронов на вторую сетку и т. д.

Указанные эффекты приводят к изменению токораспределения между электродами, амплитуды и формы импульсов конвекционного и наведенного токов, от которых непосредственно зависят выходные параметры генератора (к. п. д., коэффициент усиления, нелинейные искажения и др.).

Исследование особенностей формирования электронных потоков в СВЧ приборах с сеточным управлением должно содействовать пониманию закономерностей, определяющих эффективность работы приборов, и выявлению резервов их дальнейшего совершенствования.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРИБОРОВ С СЕТОЧНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Применяемые в настоящее время генераторные приборы с сеточным управлением в большинстве случаев могут быть сведены с удовлетворительной точностью к двумерным (плоским или осесимметричным) конструкциями, что позволяет использовать для их анализа двумерные модели-аналоги.

Укажем некоторые особенности этих приборов, отличающие их от приборов СВЧ других классов:

а) наличие высокочастотного поля в области, примыкающей к катоду. В связи с этим необходимо определять плотность конвекционного тока у поверхности катода в нестационарном режиме и моделировать электронно-оптическую систему полностью, начиная от катода;

б) большая плотность пространственного заряда, что приводит к необходимости учета поля заряда (включая высокочастотный компонент этого поля) во всех междуэлектродных промежутках;

в) работа в режимах с отсечкой катодного тока. Через прибор проходит последовательность высокочастотных импульсов тока;

г) относительно небольшие углы пролета (обычно меньше 180°). В большинстве случаев за время одного периода колебаний процесс токопрохождения полностью развивается и заканчивается. К началу следующего периода межэлектродное пространство очищается от электронов. В таком случае при моделировании электронно-оптической системы может рассматриваться вместо периодического процесса изолированная нестационарная задача;

д) в анодной цепи прибора включается контурная система, которая при работе в широкой полосе частот представляет собой комплексную нагрузку с известными характеристиками. При этом режим работы прибора (амплитуда и фаза анодного напряжения) зависит, с одной стороны, от параметров нагрузки с учетом ее расстройки, а с другой — от первой гармоники тока, наведенного в анодной цепи прибора. В свою очередь, амплитуда и фаза анодного тока зависят от режима работы прибора по анодной цепи. Таким образом, в этом случае имеет место самосогласованная задача для определения режима работы прибора, которая может решаться методами итераций.

Насколько нам известно, в такой полной постановке указанные задачи ранее не решались. Существующие электронные траектографы, работающие по принципу «динамической модели» электрона, позволяют решать нестационарные задачи путем соответствующей модуляции напряжения питания электродов с помощью «генераторов инфранизкой частоты» [3]. Однако при этом оказывается невозможным учесть переменную составляющую поля, обусловленную пространственным зарядом. В связи с этим для исследования приборов с сеточным управлением в рассмотренной выше постановке задачи эта методика оказывается неприемлемой.

3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ

Возможны различные алгоритмы решения нестационарных задач, основанные на использовании различных технических средств. Рассматриваемая ниже методика основана на применении электролитической ванны с распределенными источниками поля [4], работающей совместно с малой цифровой вычислительной машиной.

Так же, как и при решении статических задач, процесс моделирования нестационарных режимов включает в себя определение траекторий электронов и расчет распределения объемного заряда. Моделирование поля объемного заряда связано с необходимостью пространственной дискретизации задачи. Межэлектродные промежутки разделяются на элементы, для которых определяются суммарные заряды, обусловленные прохождением через них трубок тока.

При переходе к нестационарным задачам оказывается необходимым введение дискретизации по времени.

Период колебаний разделяется на определенное число N равных временных интервалов. В пределах одного интервала предполагается постоянство потенциалов всех электродов и неизменность распределения плотности пространственного заряда (квазистатистическое приближение). При переходе от одного интервала к другому поле изменяется скачком. В этом случае вместо одного семейства траекторий электро-

нов, которые рассчитываются при решении статической задачи, приходится рассчитывать группу семейств числом не более N , отличающихся фазами вылета с катода. Максимальное число траекторий в одном семействе K равно числу участков, на которые разделен катод. В реальных случаях общее число траекторий обычно меньше произведения KN , так как, во-первых, эмиссия электронов имеет место в течение части периода колебаний (работа с отсечкой), а, во-вторых, может эмиттировать только часть катода.

Можно представить себе различные пути организации процесса решения нестационарной задачи. Наиболее экономичным представляется метод моделирования в дискретной форме естественного хода нестационарного процесса. Последовательность выполняемых при этом основных операций следующая.

1. Первый временной интервал выбирается таким образом, чтобы ему соответствовало начало импульса конвекционного тока у поверхности катода, т.е. момент времени, в который возникает положительная (ускоряющая) напряженность поля у какого-либо участка катода.

2. Рассчитывается плотность конвекционного тока у поверхности тех участков катода, вблизи которых существует положительная напряженность поля в данном интервале времени.

Вопрос расчета плотности тока катода в нестационарном режиме является сравнительно сложным. Очевидно, что используемый в статических задачах метод, основанный на «законе $3/2$ », является здесь неприемлемым.

В случае одномерной задачи (плоский диод) плотность тока катода в нестационарном режиме определяется согласно закону о полном токе как суммы емкостного и наведенного токов в анодной цепи [5]:

$$j_k = \frac{\varepsilon_0}{l} \frac{du_a}{dt} + \frac{1}{l} \int_0^l \rho(x) v(x) dx. \quad (1)$$

Здесь l — междуэлектродное расстояние в диоде,

u_a — анодное напряжение,

$\rho(x)$ — распределение плотности пространственного заряда,

$v(x)$ — скорость движения электронов.

Выражение (1) может быть выведено из условия равенства нулю напряженности поля на поверхности катода.

При решении двухмерных задач закон о полном токе может быть положен в основу определения плотности конвекционного тока у поверхности отдельных участков катода. Однако может возникнуть необходимость в выработке специальных методологических приемов и внесения поправок, связанных с особенностями распределения заряда вблизи катода и методов его моделирования придонными токововодящими элементами в электролитической ванне. В связи со сложностью эти вопросы будут рассматриваться в отдельной статье.

3. Производится расчет и построение отрезков траекторий электронов в пределах данного временного интервала. Для всех траекторий фиксируются значения координат и составляющих скорости на границе временного интервала. Эти данные используются для построения траекторий в следующем интервале. Для регистрации указанных величин

должен быть предусмотрен дополнительный объем памяти. Максимальное число ячеек памяти, необходимых для этой цели, — $4KN$.

Таким образом, в каждом интервале продолжаются траектории, которые были начаты в предыдущих интервалах, и начинается новое семейство траекторий (при условии, если конвекционный ток катода в данном интервале не равен нулю).

4. Рассчитывается объемный заряд, обусловленный движением электронов в данном временном интервале. Информация о распределении объемного заряда фиксируется в ячейках памяти, соответствующих пространственным элементам, на которые предварительно разделены междуэлектродные промежутки. Эта информация используется в следующем интервале для введения в ванну через придонные токовводящие элементы токов, моделирующих объемный заряд. После этого ячейки памяти очищаются и подготавливаются к суммированию зарядов в новом интервале. Таким образом, объем памяти вычислительного устройства, необходимый для расчета распределения объемного заряда при моделировании нестационарных задач, такой же, как в случае статических задач.

5. Производится измерение зарядов, индуцированных на электродах за счет наличия объемного заряда в междуэлектродном пространстве.

Как следует из принципов подобия, заряду q_i , индуцированному в i -м временном интервале на некотором электроде, соответствует ток $I_{эл i}$, подтекающий через электролит к этому электроду и созданный всеми токовводящими элементами:

$$q_i = \frac{\varepsilon_0}{\lambda h} I_{эл i}. \quad (2)$$

Здесь λ и h — электропроводность и глубина электролита.

Измеряя ток $I_{эл i}$ во внешней цепи электрода в ванне, можно сразу определить интегральное значение индуцированного заряда на этом электроде. При этом для исключения емкостных зарядов необходимо установить потенциалы всех электродов равными нулю в момент измерения.

Ток, индуцированный на электроде в течение заданного интервала времени $2\Delta t$, определяется путем численного дифференцирования по времени индуцированных зарядов:

$$I_{инд i} \simeq \frac{q_{i+1} - q_{i-1}}{2\Delta t}. \quad (3)$$

6. Для каждой траектории фиксируется момент времени, в который она достигает того или иного электрода. Поскольку с каждой траекторией связана известная величина переносимого заряда, поток конвекционного тока, проходящего через поверхность электрода, $I_{конв}$ может быть определен как функция времени.

В работе [6] показано, что сумма токов $I_{инд}$ и $I_{конв}$ равна току, который обычно называется наведенным и который, протекая во внешних цепях электродов, возбуждает колебания в контурных системах.

Возможны различные модификации рассмотренного здесь алгоритма моделирования нестационарных задач. Так, для повышения точности получаемых результатов можно проводить последовательные приближения внутри временных интервалов: в качестве первого приближения используется результат расчета объемного заряда в предыдущем интервале, а во втором приближении этот расчет уточняется. Необходимость последовательных приближений зависит от величины временных интервалов, принятой при моделировании. Оценки показали, что на практике проводить более двух приближений нецелесообразно.

4. РАСЧЕТ РЕЖИМА РАБОТЫ ПРИБОРА И ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАТОРА

При работе электронных приборов в генераторах в анодной и сеточной цепи приборов могут быть включены контурные системы различного типа: одиночная с распределенными параметрами, связанные двух- и трехконтурные системы и др. Обычно добротность этих систем достаточно высока, так что можно считать колебания напряжений анода и управляющей сетки чисто синусоидальными.

Как уже отмечалось, режим работы генератора и параметры прибора являются взаимозависимыми и могут определяться лишь последовательными приближениями. Порядок расчетов при этом может быть следующим.

а) С учетом некоторых исходных соображений (например, в результате расчета одномерной модели) задается режим работы прибора в первом приближении. К параметрам, определяющим режим работы, относятся:

— постоянные составляющие напряжения сеток E_{c1} , E_{c2} и анода E_a ;

— амплитуды переменной составляющей напряжения первой сетки и анода U_{c1} и U_a ;

— сдвиг фазы между напряжениями сетки и анода Φ .

Тем самым задаются мгновенные значения напряжений сетки и анода:

$$u_{c1}(t) = E_{c1} + U_{c1} \sin 2\pi ft, \quad (4)$$

$$u_a(t) = E_a - U_a \sin (2\pi ft - \Phi)$$

или, переходя к дискретным интервалам времени, на которые разделяется период колебаний:

$$u_{c1i} = E_{c1} + U_{c1} \sin \varphi_i, \quad (5)$$

$$u_{ai} = E_a - U_a \sin (\varphi_i - \Phi),$$

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{N} \frac{2i-1}{2}.$$

б) В соответствии с рассмотренной выше методикой производится моделирование электронно-оптической системы прибора последовательно во всех интервалах времени;

в) определяется наведенный ток каждого электрода, как сумма индуцированного тока $I_{\text{инд}}$ и конвекционного тока $I_{\text{конв}}$ электрода.

Производится гармонический анализ наведенного тока в цепи анода и первой сетки. В результате этого определяются амплитуды первых гармоник полных анодного и сеточного токов и сдвиги фаз по отношению к напряжению сетки.

г) Уточняется электрический режим работы прибора для моделирования системы в следующем приближении.

Если анодная контурная система считается настроенной в резонанс, то для следующего приближения принимается:

$$U_a = I_{a1} R_{oe}; \quad \Phi = \psi_a. \quad (6)$$

Здесь R_{oe} — эквивалентное сопротивление анодной нагрузки, I_{a1} и ψ_a — амплитуда и фаза первой гармоники наведенного анодного тока, определенные в результате моделирования в предыдущем приближении.

Если же анализируется какая-либо точка частотной характеристики генератора, то пересчет величин U_a и Φ производится с помощью формул, характеризующих данную контурную систему. Так, для одноконтурной системы [7]

$$U_a = I_{a1} R_{oe} \frac{B \sqrt{1 + \nu}}{\sqrt{\nu^2 + B^2(1 + \nu)}},$$

$$\Phi = \psi_a + \arctg \frac{\nu}{B \sqrt{1 + \nu}}, \quad (7)$$

$$\nu = \frac{f^2 - f_0^2}{f_0^2}.$$

Здесь ν — относительная расстройка анодного контура,
 f_0 — резонансная частота,
 B — затухание контура.

Для двухконтурных систем также известны формулы, с помощью которых может быть выполнен пересчет величин U_a и Φ [7].

д) Повторяется моделирование электронно-оптической системы прибора в уточненном режиме. Выполненные оценки показывают, что при правильном выборе исходных данных достаточно проведения двух-трех приближений.

е) Используя полученные данные, можно определить основные параметры генератора, в том числе.

— выходную колебательную мощность $P_{\text{вых}} = 0,5 U_a I_{a1} \cos(\Phi - \psi_a)$,

— входную потребляемую мощность для схемы с общим катодом $P_{\text{вх}} = 0,5 U_c I_{c1} \cos \psi_c$, где I_{c1} и ψ_c — амплитуда и фаза первой гармоники тока, наведенного на сетку.

— входную потребляемую мощность для схемы с общей сеткой $P_{\text{вх}} = 0,5U_g I_{k1} \cos \psi_k$, где I_{k1} и ψ_k — амплитуда и фаза первой гармоники наведенного катодного тока.

Исходя из величин $P_{\text{вых}}$ и $P_{\text{вх}}$ могут быть определены:

- коэффициент усиления генератора и к. п. д.;
- токораспределение между электродами и мощности, рассеиваемые на электродах;
- токораспределение вдоль поверхности катода для различных моментов времени;
- амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики генератора;
- модуляционные характеристики генератора.

Таким образом, рассмотренная методика моделирования приборов обеспечивает возможность получения практически полной информации о работе приборов с сеточным управлением в генераторных режимах на СВЧ.

5. СПОСОБЫ РЕАЛИЗАЦИИ РАССМОТРЕННОЙ МЕТОДИКИ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ

Рассмотренный здесь алгоритм моделирования естественного хода нестационарного процесса является достаточно простым и в принципе может быть реализован на существующих в настоящее время траектографах, в которых предусмотрена автоматизация расчета объемного заряда [8]. Однако переход от статических к нестационарным задачам приводит к резкому повышению трудоемкости процесса моделирования. Это связано не только с увеличением общего числа траекторий, но также с тем, что траектории строятся короткими отрезками. При этом необходимо фиксировать координаты и скорости на границах интервалов, производить многократный перевод зондовой системы с одной траектории на другую, многократный ввод токов, моделирующих пространственный заряд, и выполнять ряд других дополнительных операций. Все это приводит к тому, что возможность решения практических нестационарных задач на существующих моделирующих установках оказывается нереальной. Могут решаться только отдельные задачи для отработки методологических вопросов.

Основным условием эффективности работы по моделированию электронно-оптических систем в нестационарных режимах является полная автоматизация выполняемых при этом операций. Это может быть осуществлено на специализированных аналого-цифровых вычислительных комплексах (АЦВК), основанных на совместной работе электромоделей с цифровой вычислительной машиной. В этом случае ЦВМ обеспечивает не только автоматизированное программное управление работой электромоделей, но также выполняет все операции по вычислению и регистрации промежуточных величин и по обработке получаемых результатов. АЦВК позволяет решать широкий класс задач путем вариации программ, вводимых в ЦВМ.

Было признано целесообразным создание АЦВК для решения нестационарных задач на базе электролитической ванны и малой ЦВМ «Наири-2». Описание разработанного комплекса будет дано в отдельной статье.

Разумеется, решение нестационарных задач может в принципе осуществляться численными методами на больших быстродействующих ЦВМ. При этом могут использоваться различные алгоритмы. Однако, насколько нам известно, в настоящее время отсутствуют разработанные программы для численного расчета нестационарных задач в той постановке, которая здесь рассматривалась, в частности, для случая, когда высокочастотное поле существует непосредственно у катода.

Вопрос о сопоставлении различных методов и вычислительных средств для решения задач электроники с точки зрения их эффективности (затраты времени и средств на подготовку и решение задач, доступность машин, степень подготовленности программ, точность решения и т. д.) является дискуссионным и выходит за рамки настоящей статьи. Можно только отметить, что приведенное быстродействие упомянутого выше АЦВК существенно превосходит быстродействие ЦВМ класса М-220 при решении полевых самосогласованных задач по методу сеток.

6. ПРИМЕР МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ

На рис. 1—4 приведены в качестве иллюстрации некоторые результаты моделирования генераторного триода при его работе на СВЧ.

Режим работы и геометрические размеры (в масштабе модели): $E_a = 11,5$ в; $E_c = -0,5$ в; $U_a = 8,5$ в; $U_c = 2,5$ в; $\Phi = 0,6\pi$; $N = 20$; расстояние катод—анод 50 см; катод—сетка 10 см; шаг сетки 15 см; диаметр проволоки сетки 0,32 см; статический угол пролета выходного промежутка $0,7\pi$ (что соответствует частоте колебаний в масштабе модели

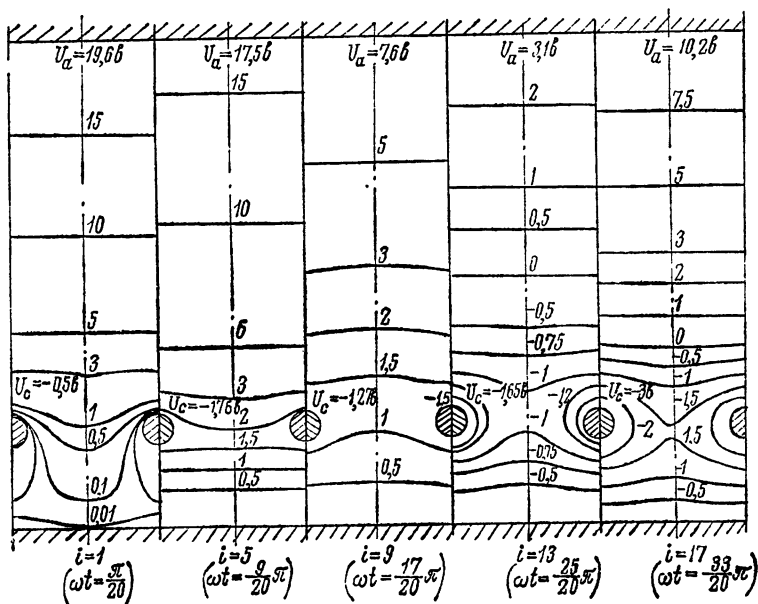


Рис. 1 Электрическое поле в триоде в различные интервалы времени

0,9 МГц). Потенциалы электродов для интервала времени с номером i определялись в соответствии с выражением (5).

На рис. 1 приведены картины полей для некоторых интервалов. На рис. 2 показаны семейства траекторий для двух интервалов времени вылета электронов из катода. Для сравнения на рис. 3 показаны семей-

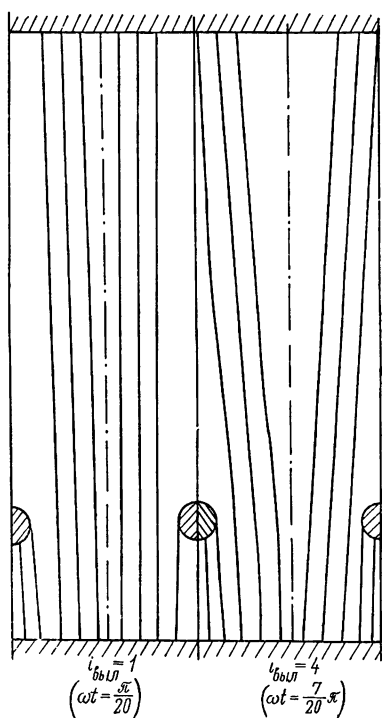


Рис 2 Семейства траекторий электронов для двух интервалов времени вылета из катода (в начале и в конце импульса тока)

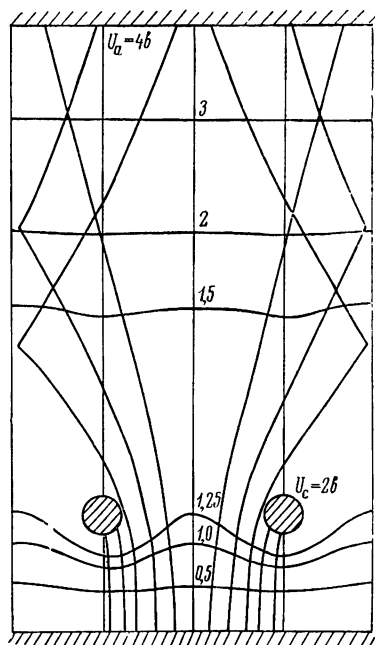


Рис 3 Семейство эквипотенциальных кривых и траекторий электронов в статическом режиме, соответствующем максимальному и минимальному мгновенным напряжениям сетки и анода соответственно

ства эквипотенциалей и траекторий электронов для случая статического режима, соответствующего максимальному и минимальному мгновенным напряжениям сетки и анода соответственно. На рис. 4 показаны индуцированный, конвекционный и суммарный токи в цепях электродов. Для анодной цепи показана также первая гармоника суммарного тока.

Как следует из приведенных данных, электронно-оптическая система при переходе к нестационарному режиму претерпевает существенные изменения даже для простейших триодных конструкций. Токи в цепях электродов имеют сложную форму и отличаются от рассчитанных для идеализированной одномерной модели.

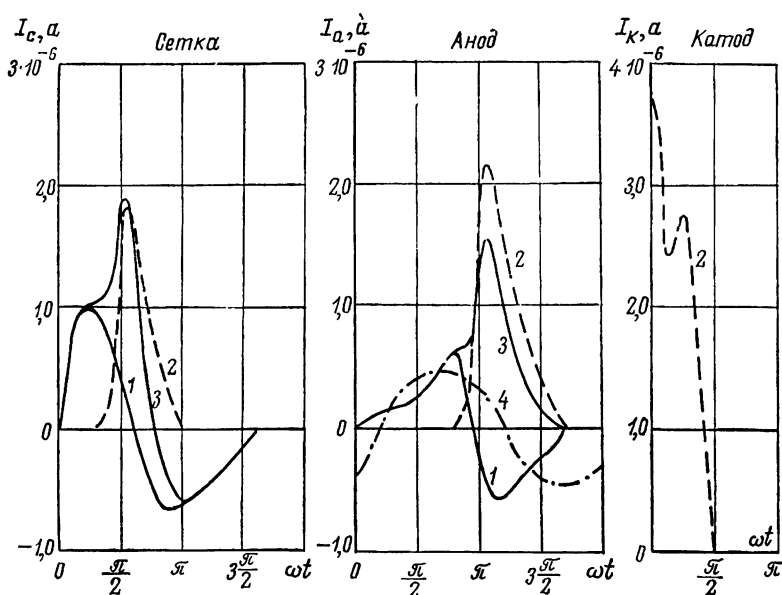


Рис 4 Токи в цепях электродов (величины токов даны в масштабе модели):
1 — индуцированный ток, 2 — конвекционный ток, 3 — суммарный («наведенный») ток,
4 — первая гармоника суммарного тока

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Зейтленок Г. А. Наведенный ток в анодной цепи триода «Радиотехника», 1961, т 16, № 1.
- 2 Иванов Н И Исследование и расчет триодного генератора СВЧ Диссертация, ЛЭИС, 1952
- 3 Блейвас И М Установка для автоматического вычисления и построения траекторий заряженных частиц в электрических и магнитных полях при наличии пространственного заряда Труды конференции по электронике СВЧ М—Л, Госэнергоиздат, 1959
- 4 Лукошков В С Моделирование источников поля в электрической ванне при решении задач математической физики «Электроника», 1958, вып 7, 8
- 5 Гринберг Г А К теории прохождения нестационарных токов через термоэмиссионные приборы ЖЭТФ, 1936, т 6, вып 2
- 6 Шепсенвол М А, Кухтин Э С Компоненты токов в цепях электродов приборов СВЧ «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып 8, стр 3—8
- 7 Модель З И Вопросы построения мощных радиостанций Госэнергоиздат, М—Л, 1947
- 8 Шепсенвол М А Специализированная вычислительная аппаратура для расчета пространственного заряда при моделировании электронно-оптических систем «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып 12, стр 88—97

Поступила в редакцию 8 февраля 1973 г

КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ЛБВ ПРИ КОНЕЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПАРАМЕТРА УСИЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ОБРАТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В одномерном и односкоростном приближениях рассмотрен вопрос о влиянии конечности величины параметра усиления и обратного излучения на минимальный коэффициент шума ЛБВ. Показано, что в отличие от второго фактора, практически не играющего роли, учет конечности величины параметра усиления может вносить заметные поправки в формулу для минимального коэффициента шума.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии конечности величины параметра усиления $S = (i_0 K_0 / 4 V_0)^{1/3}$ и обратного излучения на коэффициент шума, насколько известно авторам, до настоящего времени в литературе не рассматривался.

Если для входных ламп (малой мощности) он действительно не представляет интереса, то при оценке шумовых свойств ЛБВ средней и большой мощности предположение о малости параметра S не выполняется и, кроме того, на входе в пространство взаимодействия электронный поток может иметь достаточно глубокую шумовую модуляцию по току, которая обуславливает заметное обратное излучение уже на начальном участке пространства взаимодействия, предшествующем локальному поглотителю.

Как показал анализ, результаты которого приводятся ниже, обратное излучение действительно не играет роли (по крайней мере при параметре начального участка взаимодействия $(S > 0,25)$), тогда как конечность параметра усиления может оказывать заметное влияние на величину минимального коэффициента шума ЛБВ.

2. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ЛБВ ПРИ НАЛИЧИИ ОБРАТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматриваемая модель ЛБВ — одномерная, состоящая из совокупности: электронный пучок — замедляющая система, начало которой располагается при $z=0$; направление движения пучка — в сторону отрицательных значений z .

В качестве исходных используются известные соотношения, записанные для спектральных плотностей комплексных амплитуд [1—3]:

$$E_1(z, \omega) E_a(\omega) e^{j\beta_e z} - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_0^z i_1(\xi, \omega) e^{j\beta_e(z-\xi)} d\xi - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_z^l i_1(\xi, \omega) e^{-j\beta_e(z-\xi)} d\xi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 E_1(z, \omega)}{\partial z^2} + \beta_0^2 E_1(z, \omega) = -j\beta_0^3 K_0 i_1(z, \omega), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 i_1(z, \omega)}{\partial z^2} + 2j\beta_e \frac{\partial i_1(z, \omega)}{\partial z} - (\beta_e^2 - \beta_p^2) i_1(z, \omega) = j \frac{\beta_e i_0}{2V_0} E_1(z, \omega), \quad (3)$$

где $E_a(\xi, \omega)$ — спектральная плотность электрического поля на входе замедляющей системы,
 $i_1(z, \omega)$ и $E_1(z, \omega)$ — спектральные плотности конвекционного тока и действующего поля,
 K_0 — сопротивление связи,

$$\beta_e = \frac{\omega}{v_0}, \quad \beta_p = \frac{\omega_p}{v_0},$$

v_0, i_0, V_0 — постоянные составляющие конвекционной скорости, тока и потенциала пучка,

$\beta_0 = \frac{\omega}{v_\Phi}$ — волновое число при отсутствии пучка в системе,
 l — длина пространства взаимодействия.

Везде ниже аргументы в скобках при зависимых переменных опускаются.

Переходя в соотношениях (2) и (3) к изображениям по Лапласу, получаем:

$$Bi_1^p + bE_1^p = W, \quad (4)$$

$$ai_1^p + AE_1^p = G - U_p J, \quad (5)$$

где для краткости введены обозначения:

$$B = (p + j\beta_e)^2 + \beta_p^2; \quad b = -j \frac{\beta_e i_0}{2V_0}; \quad a = j\beta_0^3 K_0; \quad A = p^2 + \beta_0^2;$$

$$W = j \frac{\beta_e i_0}{2V_0} \left\{ V_a(\omega) - j \frac{(p + j\beta_e) 2V_0}{\beta_e i_0} i_0(\omega) \right\}; \quad U = (p - j\beta_0) \frac{\beta_0^2 K_0}{2}, \quad (6)$$

$$G = (p + j\beta_0) E_a; \quad pJ = \int_0^l i_1(z) e^{-j\beta_e z} dz,$$

и при получении выражений (4)—(6) были использованы соотношения, вытекающие из (1):

$$E_1(0, \omega) = E_a(\omega) - \frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_0^l i_1(z, \omega) e^{-j\beta_0 z} dz,$$

и

$$\left\{ \frac{\partial E_1(z, \omega)}{\partial z} \right\}_{z=0} = -j\beta_0 E_a(\omega) + j \frac{\beta_0^3 K_0}{2} \int_0^l i_1(z, \omega) e^{-j\beta_0 z} dz, \quad (7)$$

и известная формула:

$$\left\{ \frac{\partial i_1(z, \omega)}{\partial z} \right\}_{z=0} = j\beta_e \left\{ \frac{i_0}{2V_0} V_a(\omega) - i_a(\omega) \right\}, \quad (8)$$

определяющие начальные значения величин $E_1(z, \omega)$ и $i_1(z, \omega)$ через заданные на входе спектральные плотности $E_a(\omega)$, шумового тока $i_a(\omega)$ и кинетического потенциала $V_a(\omega) = \frac{v_0 v_1(\omega)}{\eta} \left(\eta = \frac{e}{m} \right.$ — удельный заряд электрона).

Для удобства последующего изложения в (5) введен параметр ρ , равный 1 или 0, причем значение $\rho=0$ означает пренебрежение явлением обратного излучения.

Разрешая систему (4), (5) относительно E_1^p и i_1^p , получаем:

$$i_1^p = \frac{WA - b[G - U\rho J]}{\Delta}, \quad (9)$$

$$E_1^p = \frac{B(G - U\rho J) - aW}{\Delta}, \quad (10)$$

$$\Delta = BA - ba = (p^2 + \beta_0^2) [(p + j\beta_e)^2 + \beta_p^2] - \frac{\beta_e \beta_0^3 K_0 i_0}{2V_0}. \quad (11)$$

Переходя в (9) от изображения к оригиналу, т. е. считая, что корни дисперсионного уравнения $\Delta=0$ есть Γ_n ($n=1, 2, 3, 4$), и, используя формулу обращения, получаем:

$$i_1(z, \omega) = i_1 = \sum_4 \left\{ \frac{WA - b[G - U\rho J]}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} e^{\Gamma_n z}, \quad (12)$$

$$\Delta' = \frac{d\Delta}{dp}.$$

Умножая (12) на $\rho e^{-j\beta_0 z}$ и интегрируя от 0 до l , после очевидных преобразований получаем:

$$\rho J = \frac{\sum_4 \left\{ \frac{WA - bG}{\Delta'} L \right\}_{p=\Gamma_n}}{1 - b \sum_4 \left\{ \frac{U}{\Delta'} L \right\}_{p=\Gamma_n}}; \quad L = L_n = \int_0^l e^{(\Gamma_n - j\beta_0)z} dz. \quad (13)$$

Мы определили величину ρJ , характеризующую величину обратного излучения и входящую в начальные условия (7).

Переходя в (10) от изображения к оригиналу, определяем:

$$E_1(z, \omega) = E_1 = \sum_4 \left\{ \frac{B(G - U\rho J) - aW}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} e^{\Gamma_n z}. \quad (14)$$

Считая, как обычно, длину пространства достаточно большой, ограничимся в (14) одной нарастающей волной:

$$E_1^n = \left\{ \frac{B(G - U\rho J) - aW}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_1} e^{\Gamma_1 z}. \quad (15)$$

Коэффициент шума определяется формулой:

$$F = 1 + \frac{\overline{|E_1^n|}_{G=0}^2}{\overline{|E_1^n|}_{W=0}^2}, \quad (16)$$

где $\overline{|E_1^n|}_{G=0}^2$ — средний (по ансамблю реализаций) квадрат модуля шумового электрического поля на выходе ЛБВ, обусловленного собственными шумами электронного пучка,

$\overline{|E_1^n|}_{W=0}^2$ — средний квадрат шумового поля на выходе, обусловленного антенными шумами.

Рассмотрим величину ρJ , входящую в (15) и, следовательно, в (16). Согласно (13), ρJ зависит как от G , так и от W , что необходимо учесть при вычислении $\overline{|E_1^n|}_{G=0}^2$ и $\overline{|E_1^n|}_{W=0}^2$. Так как

$$\rho J_{G=0} = \frac{\sum_4 \left\{ \frac{WA}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n}{1 - b \sum_4 \left\{ \frac{U}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n} \quad \text{и} \quad \rho J_{W=0} = - \frac{\sum_4 \left\{ \frac{bG}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n}{1 - b \sum_4 \left\{ \frac{U}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n},$$

то можно выразить, например, $\rho J_{G=0}$ через $\rho J_{W=0}$:

$$\rho J_{G=0} = \sigma(\Gamma_n, L_n) \rho J_{W=0}, \quad (17)$$

где $\sigma = - \frac{\sum_4 \left\{ \frac{WA}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n}{\sum_4 \left\{ \frac{bG}{\Delta'} \right\}_{p=\Gamma_n} L_n}.$

Таким образом, для коэффициента шума получаем в общем виде следующее выражение:

$$F = 1 + \frac{|\{BU\}_{p=\Gamma_1, \sigma}(\Gamma_n, L_n) \nu J_{W=0} + \{aW\}_{p=\Gamma_1}|^2}{|\{BG\}_{p=\Gamma_1} - \{BU\}_{p=\Gamma_1} \nu J_{W=0}|^2}. \quad (18)$$

Соотношение (18) справедливо для любых значений параметра усиления $C^3 = i_0 K_0 / 4 V_0$, хотя и является асимптотическим, т.е. становится точным при $CN \rightarrow \infty$ (N — электрическая длина пространства взаимодействия).

Рассмотрим (18) при малых значениях C . В этом случае обратным излучением можно сразу пренебречь, положив $\nu = 0$; полагая далее, как обычно, [3]

$$\Gamma_n = -j\beta_e + \beta_e C \delta_n; \quad \beta_0 = -\beta_e(1 + rC); \quad r = b + jd; \quad b = \frac{v_0 - v_\phi}{Cv_\phi}, \quad (19)$$

где b — параметр синхронизма,

d — параметр распределенных потерь,

и подставляя (19) в уравнение $\Delta_{p=\Gamma_1} = 0$, получаем для определения δ_1 :

$$(\delta_1^2 + q)(C\delta_1^2 - 2j\delta_1 + 2r + Cr^2) + 2(1 + 1C)^3 = 0. \quad (20)$$

В силу исходного предположения о малости величины C , пренебрегая в скобках (20) всеми слагаемыми, содержащими C , получаем хорошо известное кубическое уравнение [2]:

$$\delta^3 + jr\delta^2 + q(\delta + jr) + j = 0, \quad (21)$$

где $q = \frac{\beta_e^2}{\beta_e^2 C^2}$ — параметр пространственного заряда.

Для рассматриваемого случая (18) дает с учетом соотношений $\nu = 0$ и $|E_s(\omega)|^2 = 2\beta_0^2 K_0 k T_0$ (6)

$$F^0 = 1 + \frac{i_0}{8V_0|\delta_1^2 + q|^2 C k T_0} \left| V_s(\omega) - j \frac{2V_0 C}{i_0} \delta_1 i_s(\omega) \right|^2, \quad (22)$$

где k — постоянная Больцмана,

T_0 — температура антенны (входной цепи ЛБВ).

Соотношение (22), разумеется, совпадает с приведенным в [4], если учесть свойства корней кубического уравнения (21):

$$\delta_1^2 + q = -j \frac{1}{(\delta_2 + \delta_3)}.$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим случай конечных значений C . После элементарных, но громоздких преобразований соотношение (18) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} F = & 1 + \frac{i_0 |\delta_1 + jr|^2}{8V_0 C (1 + bC)^2 k T_0} \left| \frac{1}{1 + \varepsilon \sum_{n=1}^4 2j\beta_0 P_n} \right|^2 \times \\ & \times \left| V_a(\omega) \left[1 + \varepsilon \sum_{n=1}^4 (\Gamma_n + j\beta_0) P_n \right] - j \frac{2V_0 C}{i_0} \delta_1 i_a(\omega) \right| \times \\ & \times \left[1 + \varepsilon \sum_{n=1}^4 \left\{ (\Gamma_n + j\beta_0) + \frac{(\Gamma_n^2 + \beta_0^2)}{(\Gamma_1 + j\beta_e)} \right\} P_n \right]^2, \end{aligned} \quad (23)$$

где введены обозначения:

$$\varepsilon = \frac{j\beta_e C^3 \beta_0^2}{2(\Gamma_1 - j\beta_0)};$$

$$P_e = \frac{(\Gamma_1 - \Gamma_n)(\Gamma_n + j\beta_0)}{[(\Gamma_n^2 + \beta_0^2)^2 (\Gamma_n + j\beta_e) - 2\beta_e \beta_0^3 C^3 \Gamma_n]} [e^{(\Gamma_n - j\beta_0)l} - 1].$$

Как показал численный расчет, члены, содержащие суммы, малы по сравнению с 1 (см. таблицу) и ими можно пренебречь.

Т а б л и ц а

Члены, содержащие суммы	$CN=0,5; q=0$	$CN=0,25; q=0$	$CN=0,5; q=3$
$\varepsilon \sum_{n=1}^4 \left\{ (\Gamma_n + j\beta_0) + \frac{(\Gamma_n^2 + \beta_0^2)}{\Gamma_1 + j\beta_e} \right\} P_n$	0,004—j0,015	0,014—j0,004	—0,0002—j0,001
$\varepsilon \sum_{n=1}^4 (\Gamma_n + j\beta_0) P_n$	0,001—j0,001	0,0015—j0,002	0,0001—j0,001
$\varepsilon \sum_{n=1}^4 2j\beta_0 P_n$	0,004—j0,006	0,004—j0,008	0,0002—j0,0005

Приведенные в таблице результаты соответствуют параметру распределенных потерь в замедляющей системе $d=0$.

Таким образом, для встречающихся на практике длин участков взаимодействия до локального поглотителя, характеризующихся величиной параметра $CN \sim 0,5$, влияние обратного излучения на коэффициент шума пренебрежимо мало даже в отсутствие распределенных потерь.

В этом случае соотношение (23) принимает вид:

$$F = 1 + \frac{i_0 |\delta_1 + jr|^2}{8V_0 C (1 + bC)^2 kT_0} \left| V_a(\omega) - j \frac{2V_0 C}{i_0} \delta_1 i_a(\omega) \right|^2. \quad (24)$$

Так как практический интерес представляет величина минимального коэффициента шума, то производя известным методом минимизацию выражения (24), получаем:

$$F_{\min} = 1 + \frac{2\pi}{kT_0} (S - \Pi) \frac{|\delta_1 + jr|^2}{(1 + bC)^2} (-2\operatorname{Im} \delta_1), \quad (25)$$

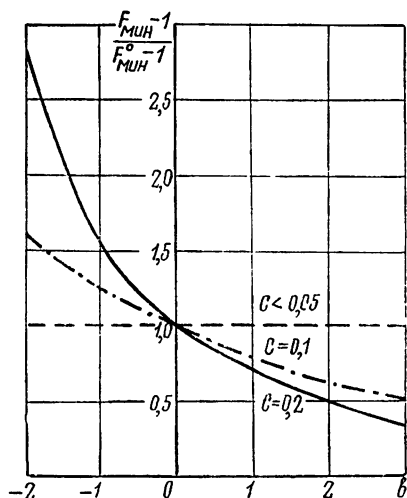
где S и Π — шумовые инварианты электронного пучка на входе в односкоростную область, предполагающиеся известными,

$\operatorname{Im} \delta_1$ — мнимая часть корня δ_1 уравнения (20).

При $C \rightarrow 0$ с учетом (21) соотношение (25) переходит в известную формулу для минимального коэффициента шума ЛБВ [5]:

$$F_{\min}^0 = 1 + \frac{2\pi}{kT_0} (S - \Pi) \left(1 + \frac{d}{\operatorname{Re} \delta_1} \right). \quad (26)$$

Для оценки влияния конечности параметра усиления C на величину минимального коэффициента шума был проведен численный расчет



Отношение $F_{\min} - 1$ (избыточный коэффициент шума ЛБВ при конечном значении величины C) к $F_{\min}^0 - 1$ (избыточный коэффициент шума ЛБВ при $C \rightarrow 0$) как функция параметра синхронизма b .

отношений $N = \frac{(F_{\min} - 1)}{(F_{\min}^0 - 1)}$ для $q=1$

и различных значений C в зависимости от величины параметра синхронизма b . Результаты расчета представлены на рисунке. Как видно из графика, при $C \geq 0,1$ величина N существенным образом зависит от параметров b и C .

Для ЛБВ с достаточно большой величиной q максимальное значение корня нарастающей волны соответствует значению параметра $b \approx 1$ и поэтому с точки зрения шумовых свойств такие лампы предпочтительнее ЛБВ с малым значением q . По той же причине ЛБВ с увеличенной длиной пространства взаимодействия может иметь меньший коэффициент шума (при заданном коэффициенте усиления и одинаковых q и $C \geq 0,1$) за счет разумного увеличения параметра b .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Минимальный коэффициент шума ЛБВ при конечных значениях параметра усиления $C (C \geq 0,1)$ зависит от параметра усиления пространственного заряда и существенным образом от параметра синхронизма. При заданных коэффициенте усиления и параметрах q и C можно уменьшить коэффициент шума за счет разумного увеличения параметра синхронизма, увеличив при этом длину пространства взаимодействия (при этом предполагается, что условия согласования электронной пушки и пространства взаимодействия сохраняются оптимальными, например, с помощью соответствующей «подстройки» электрического режима пушки).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Бекк А. Электронные лампы. М., «Советское радио», 1958
- 2 Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. М., «Советское радио», 1964
- 3 Шевчик В. Н., Трубецков А. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. «Советское радио», 1970.
- 4 Клеен В., Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот. Т. 2. М., «Советское радио», 1963
- 5 «Шумы в электронных приборах» Под ред. Смуллина Л., Хауса Г. М.—Л., «Энергия», 1964.

Поступила в редакцию 4 апреля 1973 г

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА

УДК 537.533 · 621.3 032.266

В. Е. Гинзбург, В. Г. Лейман**ФОНТАНИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ**

Аналитическими методами рассчитываются траектории электронов интенсивного электронного пучка, претерпевающего отражение от выпуклого электрода. Численными методами решается нестационарная задача отражения пучка конечной ширины от плоского электрода. Показано, что в электростатическом поле электронный пучок, отражаясь от рассеивающего зеркала, резко расходится в поперечном направлении — фонтанирует, не образуя встречного потока. Рассмотрено, как эффект фонтанирования зависит от формы электродов и межэлектродных расстояний.

Эффект фонтанирования может быть использован при проектировании коллектора с рекуперацией, обеспечивающего подавление встречного потока электронов, для защиты небольшого участка коллектора от тепловой перегрузки, для создания приборов с отсечкой тока, имеющих высокий коэффициент усиления, и т. д.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования [1, 2] показывают, что электронный пучок с первеансом около $1 \text{ мка/в}^{3/2}$, отражаясь от выпуклого или даже плоского электрода, при определенных условиях резко расходится в поперечном направлении, не образуя встречного потока электронов. Коваленко В. Ф. [3] впервые предложил использовать электронные пучки с пространственно разделенными прямым и встречным потоками при проектировании отражательных клистронов и назвал такие пучки фонтанирующими. Мы сохраним это определение и для пучков, где направление скорости электронов при отражении изменяется на 90° , т. е. электроны после отражения летят в поперечном направлении.

До настоящего времени теория фонтанирующих пучков практически не разработана. Исключение составляет приведенная в [1] интерпретация известного точного решения задачи формирования электронного пучка с гиперболическими траекториями [4]. Настоящая работа представляет собой попытку восполнить этот пробел.

Введем некоторые определения. Назовем поверхностью отражения границу электронного пучка со стороны отражателя. В случае осесимметричных пучков поверхность отражения содержит точку или область с нулевым значением потенциала (виртуальный катод). Для плоско-

симметричных пучков вместо точки имеет место линия с нулевым значением потенциала. Характерны два случая:

1. Поверхность отражения имеет нулевой потенциал. Электроны подходят к такой поверхности по нормали к ней и после отражения движутся по прежним траекториям в обратном направлении.

2. Потенциал в одной точке поверхности отражения (или на одной линии, принадлежащей этой поверхности) равен нулю и пучок в окрестности нулевого потенциала резко расходится.

Если нулевой потенциал на поверхности отражения не изменяется во времени и пространстве, а также отсутствуют гистерезисные явления, назовем поверхность отражения стационарной. Такая поверхность реализуется, например, если металлический отражатель с нулевым потенциалом касается границы пучка. В противном случае поверхность отражения — нестационарная. Для системы, состоящей из электрода с положительным потенциалом и отражателя, нестационарность возникает, если велики вводимый в пространство отражения ток и расстояние между электродами. Нестационарное отражение может иметь место и при положительных потенциалах отражателя.

2. ЗАВИСИМОСТЬ ТРАЕКТОРИЙ ОТ ФОРМЫ ОТРАЖАТЕЛЯ И МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ РАССТОЯНИЙ

Расчет электронных пушек, проведенный впервые Дж. Р. Пирсом [5], основывался на «вырезании» нужного пучка из диода и компенсации электродами влияния «отброшенных» электронов. И в данной работе мы будем получать фонтанирующие пучки как «вырезку» из точных решений для электронных потоков, заполняющих все пространство [4, 6]. Точные решения существуют для плоскосимметричного, осесимметричного и эллиптического пучков. Поскольку наш анализ в данной работе носит качественный характер, мы ограничимся первым случаем. Решение в параметрическом виде (параметром служит время t) записывается следующим образом [6]:

$$\begin{aligned}x &= e^{-t} + A \sin t + B \cos t, \\y &= y_0 e^t.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь x и y — соответственно продольная и поперечная координаты электрона,

y_0 — координата, маркирующая траекторию.

Базовое решение внутренней и внешней задач формирования фонтанирующего пучка представлено на рис. 1. Продольный и поперечный размеры системы соизмеримы. Для этого случая в формуле (1) $A=B=0$. Траектории электронов являются гиперболами, поверхность отражения совпадает с плоскостью $x=0$, отражатель с нулевым потенциалом представляет собой две плоскости, пересекающиеся под прямым углом, а острие отражателя касается поверхности отражения. На рис. 1 и следу-

ющих рисунках для экономии места показана верхняя половина электронно-оптической системы. Нижняя половина, являющаяся зеркальным

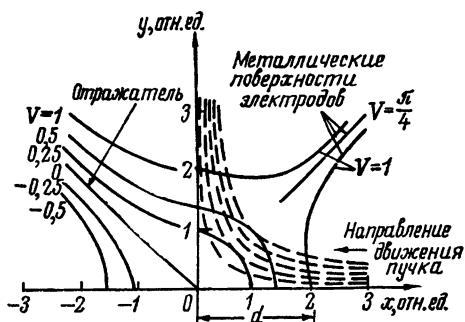


Рис 1. Электронно-оптическая система с фонтанирующим пучком. Сплошные линии — эквипотенциалы, пунктир — траектории. Здесь и далее V дано в единицах потенциала характерного электрода.

отображением относительно оси x , не показана. Если в качестве отражателя выбрать электрод с более отрицательным потенциалом, он будет иметь форму гиперболического цилиндра. Из рис. 1 следует, что возможно такое отражение электронного пучка, когда ни один электрон не приобретает компоненты скорости обратного направления. Для данного решения выполняется следующее соотношение между плотностью тока j , вводимого через электрод с потенциалом V , и расстоянием d вдоль пучка между этим электродом и отражателем:

$$j = \frac{2,1 \cdot 10^{-5} V^{3/2}}{d^2}, \quad (2)$$

где j — в a/cm^2 , V — в в, d — в см.

Если при неизменной форме отражателя расстояние d уменьшится, характер движения пучка изменится и будет описываться решением (1) с ненулевыми коэффициентами A и B . Для случаев, показанных на рис. 2 и 3, влияние заряда отраженных электронов на траектории не учитывается, так как электроны фонтанируют, локализуясь вблизи поверхности отражения.

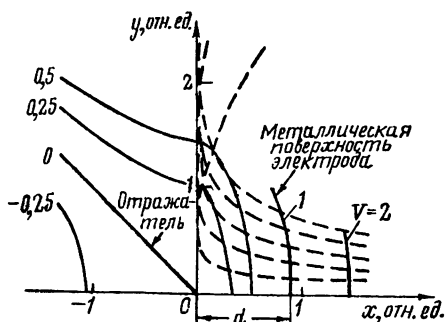


Рис 2 Электронно-оптическая система с фонтанирующим пучком при уменьшенном в сравнении с рис. 1 расстоянии d . Обозначения те же, что на рис. 1.

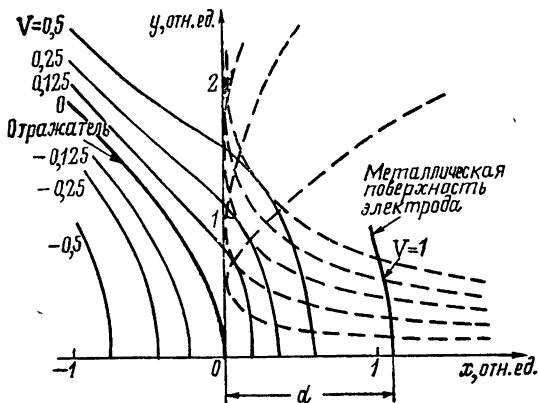


Рис 3 Электронно-оптическая система с фонтанирующим пучком при измененной форме отражателя. Обозначения те же, что на рис. 1

Решение задачи при уменьшенном значении d представлено на рис. 2. На рис. 2 и 3 металлические электроды в области отраженного потока не показаны. Сравнивая рис. 1 и 2, видим, что при уменьшении расстояния d фонтанирующие электроны приобретают компоненту скорости обратного направления. Однако эффект фонтанирования остается и встречный поток электронов, вылетающий через щель для влета прямого пучка, исчезающе мал. Влияние формы отражателя на траектории электронов иллюстрирует рис. 3. Здесь расстояние d увеличено, но отражатель с нулевым потенциалом приближен к оси ординат. Характер движения электронов пучка на рис. 2 и 3 аналогичен.

Таким образом, если потенциал вдоль некоторой линии на поверхности отражения равен нулю, электронный пучок при отражении фонтанирует. На рис. 1—3 эта линия имеет координаты $x=0$, $y=0$.

В ряде случаев целесообразно использование эффекта фонтанирования при проектировании коллектора электронного пучка. Укажем на некоторые из них. Центральная часть коллектора прибора типа О в некоторых режимах (в том числе и аварийных, когда ухудшается вакуум и имеет место ионная фокусировка) может испытывать повышенную тепловую нагрузку. Расположив в этой области отражатель, удастся рассеять пучок по поверхности коллектора. Эффект фонтанирования при этом обеспечивает отсутствие обратного потока электронов через щель для влета прямого пучка.

В работе [2] детально рассмотрены преимущества коллекторной системы с фонтанирующим пучком для рекуперации энергии в СВЧ приборах типа О при неполном токопрохождении в коллектор в динамическом режиме работы прибора. Так, в клистроне с электростатической фокусировкой, для которого токопрохождение в динамическом режиме без рекуперации составляло около 50%, удалось за счет рекуперации поднять к.п.д. с 27 до 40% [2]. Одновременно резко сократились размеры коллектора.

3. УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОТРАЖАТЕЛЯ В ВИДЕ СЕТКИ

Рассмотрим одномерную систему из двух плоскопараллельных электродов с расстоянием d между ними, пронизываемую в перпендикулярном к ним направлении электронным пучком (рис. 4). Считаем потенциал первого электрода V и вводимый через этот электрод ток с плотностью j_1 заданными. Известно [7], что если $j_1 \leq 0,5 j_n$, где j_n — плотность тока Ленгмюра для рассматриваемого диода:

$$j_n = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^{-6} V_1^{3/2}}{d^2}, \quad (3)$$

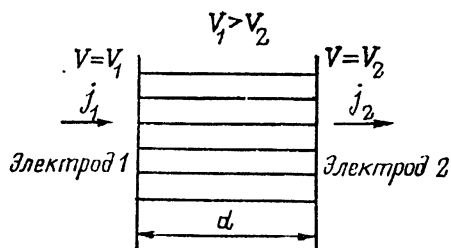


Рис. 4. Обозначения, принятые для плоскопараллельного диода

то гистерезисных явлений не наблюдается. При потенциале второго электрода $V_2 < 0$ весь ток отражается обратно к первому электроду, т. е. прошедший через второй электрод ток $j_2 = 0$. При $V_2 > 0$ весь ток проходит сквозь второй электрод: $j_2 = j_1$. Таким образом, теоретически бесконечно малое изменение потенциала второго электрода вблизи нуля полностью меняет режим прохождения на режим запираания. Практически воспользоваться этим результатом (например, для создания лампы с большой крутизной анодно-сеточной характеристики) не удастся, поскольку отраженный поток движется обратно в область пушки.

Если $j_1 > 0,5j_n$ и потенциал второго электрода возрастает от некоторого отрицательного значения, то и при $V_2 > 0$ имеет место отражение части электронов (внутри пучка остается виртуальный катод). Когда V_2 превосходит некоторую критическую величину $V_{кр}$, режим с отраженным током скачком сменяется однопоточным режимом. Если теперь уменьшать V_2 , то режим остается однопоточным и при $V_2 < V_{кр}$, т. е. имеет место электронный гистерезис. Если $j_1 < j_n$, режим остается однопоточным до $V_2 > 0$. Наличие петли гистерезиса приводит к тому, что для смены режимов полного прохождения и полного отражения необходимо изменение потенциала V_2 на некоторую конечную величину, тем больше, чем больше вводимый ток.

Другим обстоятельством, которое нужно иметь в виду, является возможная неустойчивость отражающихся пучков. В рамках одномерной модели это явление достаточно подробно изучено [8—12]. Установлено, что режим отражения пучка от электрода с потенциалом V_2 , близким к нулю, неустойчив, если выполняется следующее условие [8]:

$$j > \frac{9 \cdot 10^{-5} |V_2| \sqrt{V_1}}{d^2}. \quad (4)$$

При больших значениях $|V_2|$ в таких системах развиваются неустойчивости [9, 10] пучкового типа вследствие взаимодействия прямого и отраженного потоков. Кроме этих двух видов неустойчивости, возможна [11] также неустойчивость Пирса [12], обусловленная взаимодействием электронов пучка с зарядами, наведенными на электродах.

Рассмотрим теперь, что происходит, когда пучок имеет конечный размер. На рис. 5 представлена «вырезка» типа пушки Пирса из цилиндрического диода, включающая электронный пучок с прямолинейными траекториями и эквипотенциали, которые внутри пучка являются окружностями. Вне пучка эквипотенциали находятся как аналитическое продолжение потенциала на границе пучка. Будем считать, что эквипотенциаль с потенциалом $V_1 = 1$ отн. ед. представляет собой первый электрод, а с потенциалом $V_2 = 0$ — второй электрод (отражатель).

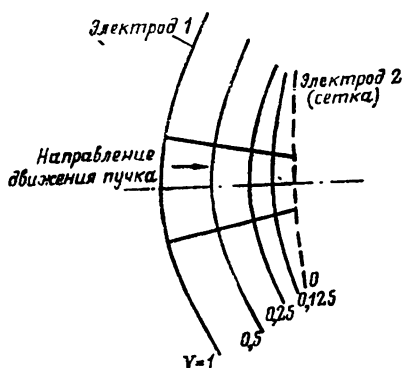


Рис 5 «Вырезка» типа пушки Пирса из цилиндрического диода

Экспериментальная модель, которая может соответствовать представленной «вырезке», будет содержать отражатель в виде сетки с по-

тенциалом немного ниже нуля, а расположенный за сеткой анод с высоким потенциалом (на рисунке он не показан) совместно с сеткой создает в плоскости сетки эффективный потенциал, равный нулю.

Вернемся к теоретической модели, сохранив понятие эффективного потенциала. Если $V_2 > 0$, пучок проходит сквозь сетку. Если $V_2 < 0$, электроны отражаются, отраженный пучок увеличивает плотность пространственного заряда и расталкивательные силы. Эти силы не будут скомпенсированы ни полем фокусирующих электродов (их потенциалы и форма остались неизменными), ни периферийными частями пучка, как это имело место в одномерном случае. В итоге потенциал в пучке будет понижен до нуля только на одной линии и возникает фонтанирование. То, что отраженные электроны не пойдут назад к катоду и могут быть приняты на отдельный электрод, делает возможным практическое использование эффекта.

В фонтанирующем пучке кулоновское взаимодействие электронов, а следовательно, гистерезисные явления и неустойчивости будут ослаблены по сравнению с известными в одномерном случае [7, 11, 12] по следующим причинам:

а) происходит редукция пространственного заряда из-за конечности поперечных размеров пучка,

б) часть электростатической потенциальной энергии пучка переходит в кинетическую энергию электронов, разлетающихся в поперечном направлении,

в) траектории отраженных электронов лежат вне объема, занимаемого первичным пучком.

Эти качественные соображения вполне подтверждаются результатами вычислений на ЭВМ, описание которых приводится ниже.

Таким образом, в фонтанирующих пучках уменьшена величина, на которую следует понизить потенциал отражателя для смены режимов полного прохождения и полного запирания. Существуют и другие факторы, влияющие на эту величину:

1) из-за витковой структуры сетки существует область значений потенциала сетки, когда электроны, оказавшиеся между витками, проходят сквозь сетку, в то время как электроны, набегающие на витки, отражаются обратно;

2) у электронов, подлетающих к сетке, всегда имеются поперечные компоненты скоростей, изменяющиеся по сечению пучка, что ставит электроны при отражении в неодинаковые условия.

В результате величина изменения потенциала, необходимая для смены режимов прохождения и запирания, остается конечной, хотя и весьма малой. Эффект фонтанирования делает возможным постановку задачи создания прибора с отсечкой тока (например, типа резнатрон), имеющего высокий коэффициент усиления [1].

4. НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ОТ ПЛОСКОСТИ

Практически в качестве отражателя проще всего использовать плоский электрод. Анализ отражения электронного пучка конечных размеров от плоскости (в том числе и нестационарного отражения) в данной работе проводился численными методами. В пространство отражения,

которое представляло собой плоский диод, через каждый шаг по времени вводилось 8 зарядов по сечению пучка. Шаг выбирался равным 0,1 от времени, которое заряд затрачивает на преодоление расстояния между электродами. Увеличение числа зарядов по сечению пучка в 1,5 раза и уменьшение шага по времени в два раза практически не приводило к изменению результатов. Заряды участвовали в создании поля и траектории их вычислялись до тех пор, пока они не попадали на электроды или не удалялись от оси на расстояние, равное удвоенному расстоянию между электродами.



Рис. 6 Траектории электронов пучка толщины $2h$ в диоде. Здесь и на рис. 8 пунктирные линии — траектории электронов, влетающих через время $t=30t_0$, сплошные — через $t=60t_0$. Здесь и далее цифрами 1—4 обозначены номера траекторий $V_1=1$, $V_2=0,1$, $j=2$

На рис. 6—8 представлены результаты расчета для следующих режимов: потенциал первой плоскости $V_1=1$ отн. ед., потенциал второй $V_2=0,1$ отн. ед. Толщина пучка на входе в единицах расстояния между плоскостями $h=0,16$. Плотность тока на входе, измеряемая в единицах максимальной плотности тока для данного диода с

бесконечно широким пучком при указанных потенциалах на плоскостях, составляет $j=2$ для рис. 6 и $j=3$ для рис. 8. В случае рис. 6 пучок, незначительно расширяясь, проходит через второй электрод. На рисунке приведены траектории электронов, вылетевших через 30 и 60 шагов по времени после начала процесса. Незначительное отличие тра-

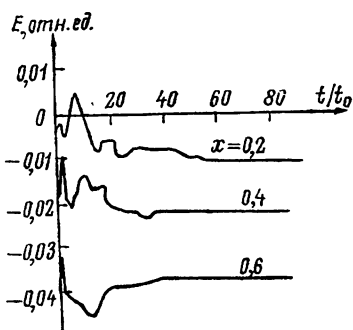


Рис. 7 Изменение напряженности поля E во времени в различных точках на оси пучка для режима, представленного на рис. 6. $V_1=1$, $V_2=0,1$, $j=2$.

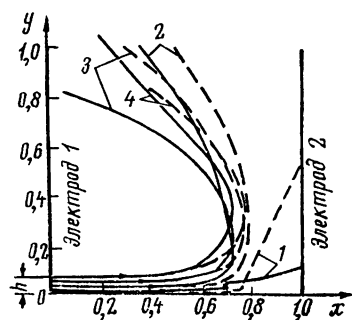


Рис. 8 Фонтанирование электронного пучка при увеличении плотности вводимого тока до значения $j=3$

екторий друг от друга говорит о том, что процесс хорошо устанавливается. Это подтверждается и кривыми рис. 7, где приведено изменение напряженности электрического поля во времени в различных точках на оси пучка. Процесс устанавливается окончательно через 30—50 шагов по времени.

Если увеличивать плотность вводимого тока до значений $j=2,7$, траектории и характер процесса изменяются незначительно. При $j=2,7$ наступает резкий переход пучка в неустойчивое состояние, траектории

скачкообразно изменяются и пульсируют во времени (рис. 8). Из расчета на ЭВМ следует, что так же, как и в одномерном случае, при образовании виртуального катода [11] пучок разделяется на проходящий и отраженный, каждый из которых совершает периодические пульсации с периодом, примерно равным времени пролета. Предельные плотности устойчивых токов в пучках, поперечный размер которых на порядок меньше продольного, примерно в 3—5 раз превышают соответствующие значения для одномерных пучков [11] и возрастают с уменьшением поперечного размера, как это и предполагалось выше. Хотя в неустойчивом пучке траектории электронов и изменяются во времени, встречный поток электронов через щель для пролета прямого пучка практически отсутствует.

Возьмем за исходный рис. 6, где все электроны доходят до второй плоскости, и будем уменьшать потенциал этой плоскости, оставляя неизменным вводимый ток. С уменьшением потенциала второй плоскости единица измерения плотности тока (предельный ток системы) будет уменьшаться и для $V_2=0$ плотность тока в новых единицах измерения $j=4,6$. При этом все электроны отражаются от плоскости. То, что отражающиеся электроны не образуют встречного потока, следует из рис. 9, где приведены траектории электронов для $j=3(a)$ и $j=5(б)$.

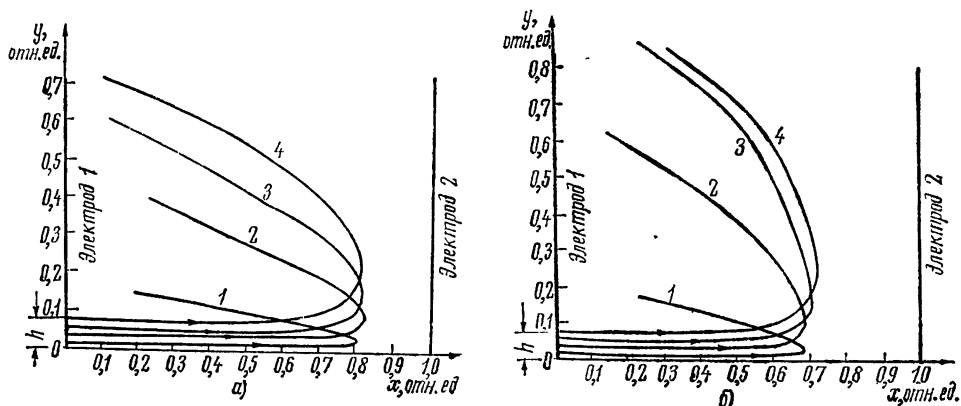
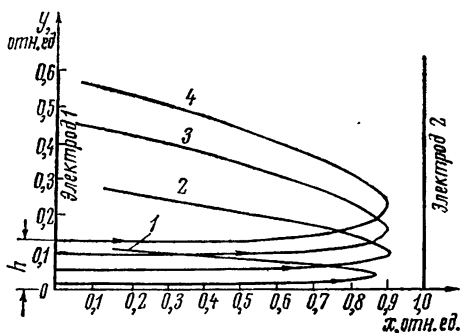


Рис. 9. Фонтанирование электронных пучков с различной плотностью тока при отражении от плоского электрода с нулевым потенциалом $V_1=1$, $V_2=0$, $j=3$ (а) и $j=5$ (б).

Влияние увеличения толщины вводимого пучка на фонтанирование при фиксированном токе иллюстрирует рис. 10. На рис. 11 представлены траектории электронов при различных углах влета пучка. Характер фон-

Рис. 10. Фонтанирование электронного пучка толщины $2h$ при отражении от плоского электрода с нулевым потенциалом. $V_1=1$, $V_2=0$, $j=1$.



танирования мало зависит от угла влета, однако для приборов с отсечкой тока использование сходящихся пучков более целесообразно, так как при положительных потенциалах второй плоскости электроны подходят к ней более перпендикулярно. Таким образом, и для создания ламп с высоким коэффициентом усиления [1], и при рекуперации энергии в приборах типа О отражатель может быть выполнен в виде плоского электрода, что значительно облегчает практическое конструирование.

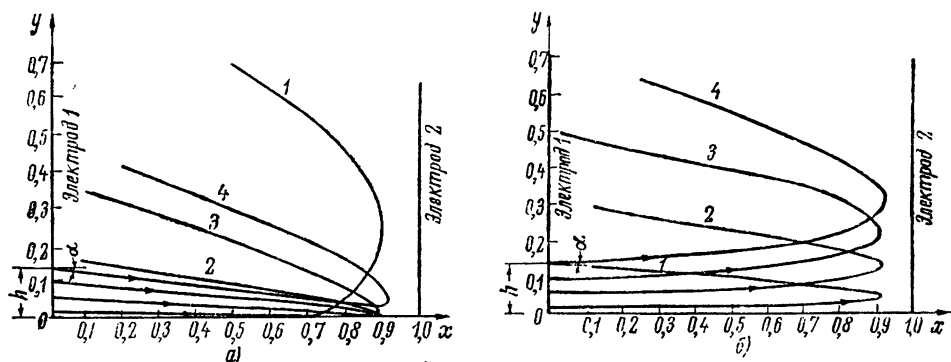


Рис. 11. Фонтанирование электронных пучков при отражении от плоского электрода с нулевым потенциалом для углов $\alpha > 0$ (а) и $\alpha < 0$ (б); $V_1=1$, $V_2=0$, $j=1$.

5. ВЫВОДЫ

1. Траектории отражающихся электронов определяются формой отражателя и расстоянием между отражателем и предшествующим электродом с более высоким потенциалом. Если отражатель имеет выпуклую форму и расстояние достаточно велико, возможно сохранение однопоточного режима и после отражения с изменением направления движения электронов на 90° . С уменьшением расстояния так же, как и при использовании плоского отражателя, пучок становится двухпоточным, однако и в этом случае встречный поток через щель для пролета прямого пучка может быть весьма мал.

2. Если расстояние между отражателем и предшествующим электродом больше некоторого критического значения или при заданном расстоянии ток превышает некоторое критическое значение, пучок становится неустойчивым, а движение нестационарным. Однако при переходе в неустойчивое состояние встречный поток, как правило, не возрастает.

3. С уменьшением поперечного размера пучка возрастают предельные значения плотности тока, при которых возможен устойчивый режим движения пучка в пространстве между двумя плоскопараллельными электродами.

4. В системах с отражением можно малым изменением скорости электронов преобразовать пучок, проходящий сквозь сетку, в отражающийся и фонтанирующий.

Авторы благодарят В. Н. Данилова и В. Ф. Коваленко за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Е. Торможение плоскосимметричных электронных пучков в коллекторе «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 5, стр. 61—73.
2. Гинзбург В. Е., Лебединский С. В. Коллекторные системы с фонтанирующим пучком, предназначенные для рекуперации энергии. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 11, стр. 52—60.
3. Коваленко В. Ф. Электроннолучевая лампа для микроволн. Авторское свидетельство № 59213 с приоритетом от 23 июля 1940 г.
4. Meltzer В. Electron flow in curved path under constant space-charge conditions. Proc. Phys. Soc., London, 1949, B-62, pp. 431—437.
5. Пирс Дж. Р. Теория и расчет электронных пучков. «Советское радио», М., 1956.
6. Данилов В. Н. Вырожденные решения уравнений электронного пучка. Журнал ПМТФ, 1968, № 1, стр. 3.
7. Fay C. E., Samuel A. L., Shockley W. On the theory of space-charge between parallel plane electrodes B. S. T. J., 1938, No 17, pp. 49—79.
8. Кузнецов М. И., Бербасов В. А. К вопросу о механизме колебаний в триоде с тормозящим полем. Ученые записки Горьковского университета, серия физическая, 1954, т. 27, стр. 84—105.
9. Lomax R. J. Transient space-charge flow. Journ. of Electronics and Control, 1960, vol. 9, pp. 127—140.
10. Шевчик В. Н., Шведов Г. Н., Соболева А. В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на СВЧ. Изд. СГУ, 1962.
11. Birdsall C. K., Bridgest W. B. Space-charge instabilities in electron diodes and plasma converters. Journ. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No 12, p. 2611; 1963, vol. 34, No 11, p. 2946.
12. Pierce J. R. Limited stable current in electron beams in the presence of ions. Journ. Appl. Phys., oktober 1944, vol. 15, p. 721.

Поступила в редакцию 12 марта 1973 г.

КАТОДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.735

Б. П. Никонов, К. А. Турсунметов**ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ
ОКСИДНОГО КАТОДА**

На основе анализа теплового режима работы оксидных катодов определена допустимая плотность тока, отбираемого с катода. В непрерывном режиме работы при температуре 1100—1120 К величина допустимой плотности тока при долговечности несколько тысяч часов составляет для оксидных катодов с рыхлым покрытием $0,35 \text{ а/см}^2$, с плотным покрытием — $0,70 \text{ а/см}^2$, с металлизированным покрытием — $1,4 \text{ а/см}^2$.

1. ВВЕДЕНИЕ

В разработке ЭВП важной проблемой является определение долговечности оксидного катода, обусловленной вакуумными условиями в приборе [1—3], материалом керна и температурой катода [1—4], величиной отбираемого тока [1—3, 5, 6].

В работах [7—9] рассматривались различные процессы (термическая диссоциация окислов ШЗМ, диффузия восстановительных примесей из керна, перенос Ва-компонентов и их испарение), определяющие долговечность оксидного катода. Однако вопросы длительной работы катода при отборе тока повышенной плотности не рассматривались, хотя известно, что отбор тока более $0,3 \text{ а/см}^2$ в непрерывном режиме [1—3, 5, 10] и более 7 а/см^2 в импульсном режиме [2, 3, 11—13] резко сокращает его долговечность.

Расчет допустимых плотностей тока современных оксидных катодов, сравнение результатов этого расчета с данными, полученными при эксплуатации электронных приборов, — основная цель настоящей работы.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования электрических и тепловых свойств оксидного слоя проводились на образцах (рис. 1), в которых оксидный слой 1 наносился на керамику из чистой окиси магния 2, имеющей плотность, близкую к плотности монокристалла [14]. Электродами, на которые подавалось напряжение для измерения вольтамперных характеристик слоя, служили никелевый (марка НВК) стержень 3 и внешний цилиндрический кор-

пус 4, изготовленный из платины марки «Экстра». Такая конструкция позволяет измерять электропроводность оксидных покрытий в условиях, близких к реальным, а также визуально наблюдать локальные тепловые эффекты при пробое оксидного покрытия [14].

Экспериментальный диод для исследования эмиссионных свойств представляет собой плоскопараллельную систему. КERN катода диаметром от 1,0 до 3,2 мм изготовлен из никеля с посадкой кальция (марка НИКА-1) [15]. Подвижный никелевый анод диода тщательно обезгаживался при 1150—1200 К бомбардировкой электронами с энергией до 1000 эВ. Тип и состав исследуемых карбонатов приведены в таблице.

Металлизация карбоната никелем производилась по технологии, описанной в работе [16]. Катоды покрывались методом пульверизации, плотность покрытия 2,8—3,0 г/см³, толщина 19—23 мкм для катодов с тонким покрытием и 40—50 мкм для губчатых катодов [17].

Обработка катодов осуществлялась на откачном посту с повышением температуры до 1230—1240 К для оксидного катода и до 1290—1300 К для металлизированного оксидного катода [15]. В процессе разложения карбонатов вакуум был не хуже 10⁻⁵ тор. Активирование об-

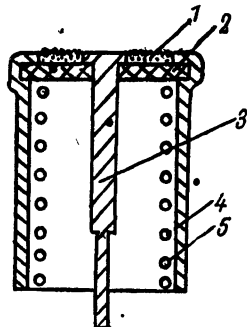


Рис. 1. Конструкция макета для исследования электрических и тепловых свойств оксидных покрытий:

1 — оксидное покрытие; 2 — шайба из MgO толщиной 0,3 мм; 3 — центральный электрод; 4 — внешний электрод; 5 — подогреватель.

Т а б л и ц а

Тип покрытия	BaCO ₃	SrCO ₃	CaCO ₃	Ni
Тройной карбонат (КТА-1)	50,6	40	7,8	—
Карбонат, металлизированный никелем (КТНИ)	50	40,3	7,2	2,27

П Р И М Е Ч А Н И Е Количество остальных примесей не превышало предела норм ТУ.

разцов оксидного покрытия производилось в течение 10—20 ч в вакууме $2 \cdot 10^{-8}$ — $2 \cdot 10^{-9}$ тор при температуре керна 1120—1140 К и пропускании тока сквозь покрытие до 2—3 а/см². Температура катода измерялась хромель-алюмелевой термопарой и контролировалась инфракрасным пирометром ВИМП-015.

3. АНАЛИЗ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА ОКСИДНОГО КАТОДА

Непрерывный режим

Влияние электрического поля на оксидный слой изучалось на макетах (см. рис. 1) методом снятия вольтамперной характеристики проводимости оксидного слоя при постоянном токе. Плотность тока, проходя-

щего сквозь оксидное покрытие, усреднялась по формуле: $j_{cp} = \frac{I}{\pi(R+r)h}$, где I — протекающий ток, r и R — радиусы внутреннего и внешнего электродов, h — толщина оксидного покрытия.

Законченность процесса активирования покрытия определялась по стабилизации вольтамперной характеристики проводимости покрытия и температурной зависимости проводимости. Результаты экспериментов, приведенные на рисунках, усреднены по данным, полученным на трех—четырёх образцах.

На рис. 2 показаны вольтамперные характеристики слоя после активирования, а на рис. 3 — после пропуска тока плотностью $1,5 \text{ а/см}^2$

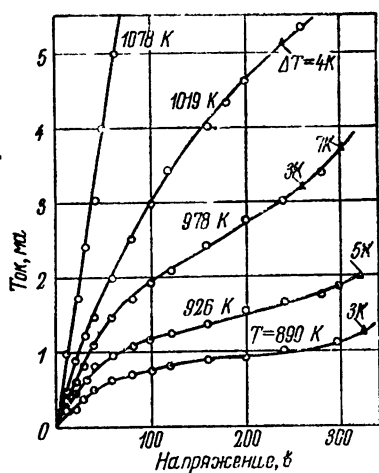


Рис 2 Вольтамперные характеристики проводимости оксидного слоя после активирования; ΔT — повышение температуры зерна за счет джоулева тепла, выделяющегося в оксидном слое

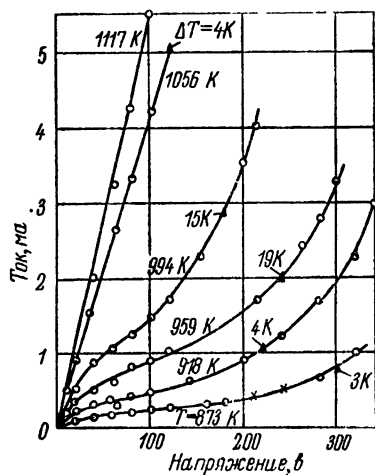


Рис 3 Вольтамперные характеристики проводимости оксидного слоя после пропуска тока плотностью $1,5 \text{ а/см}^2$ в течение 106 ч.

при температуре 1100 К в течение 106 ч. Пропускание тока такой плотности сквозь оксидный слой приводит к заметному росту его сопротивления, а также к изменению вида вольтамперных характеристик. Изменение вида, обусловленное разогревом оксидного покрытия [14] в любом состоянии его активности, заметно при повышении температуры зерна на $3\text{—}4^\circ$ и вызывает изменения крутизны вольтамперных характеристик.

Мощность разогрева оксидного покрытия определялась calorиметрическим методом [18], суть которого заключается в следующем. При прохождении тока сквозь оксидное покрытие выделяется джоулево тепло Q . Ввиду значительной прозрачности зерен оксида для теплового излучения слоя оксида мало [3, 6, 19] и поэтому тепло, выделяющееся в слое, передается керну, температура которого возрастает на некоторую величину ΔT . Это увеличение температуры можно измерить термомпарой или пирометром, а Q определить по изменению мощности накала ΔP_n , которая необходима для эквивалентного увеличения температуры катода.

Коэффициент пропорциональности $\alpha = \frac{Q}{\Delta P_n}$ всегда меньше единицы, поскольку не вся мощность накала расходуется на нагрев керна (часть мощности накала отводится выводами катодного узла). Согласно методике [18, 19], для исследуемой конструкции катодного узла $\alpha = 0,7$. Зная значение Q , можно вычислить сопротивление слоя из уравнения теплового баланса:

$$Q = I^2 R_{\text{сл}} - \Pi, \quad (1)$$

где $\Pi = \varphi + \frac{2kT}{e}$ — коэффициент Пельтье, учитывающий эмиссионное охлаждение оксидного покрытия.

Эксперименты показали, что в принятой конструкции макета повышение температуры керна на 1° при прохождении тока сквозь оксидный слой эквивалентно выделению удельной мощности $\frac{Q}{S} = 0,3 \text{ вт/см}^2$ в интервале температур 900—1 200 К. Мы предположили, что мощность теплового разогрева оксидного слоя при прохождении тока не должна превышать $0,6 \text{ вт/см}^2$, так как повышение температуры катода на 2° еще не приводит к заметному изменению параметров одного слоя (см. рис. 2 и рис. 3).

Используя значения сопротивления оксидного слоя, полученные путем усреднения данных для четырех образцов (рис. 4) при $j \leq 1 \text{ а/см}^2$ [19], можно определить величину допустимой плотности тока $j_{\text{доп}}$, отбираемого с катода при различных температурах. В случае

$$Q = j^2 \rho d = 0,6 \text{ вт/см}^2, \quad (2)$$

где $\rho = \rho(T)$ — удельное сопротивление слоя и d — толщина оксидного покрытия, получим:

$$j_{\text{доп}} = \sqrt{\frac{0,6}{\rho(T)d}}. \quad (3)$$

Зависимость $j_{\text{доп}}$ от температуры, состава, толщины и плотности слоя показана на рис. 5 (кривые 3, 4, 5). Результаты расчета для рыхлого покрытия хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [10]. Из соотношения (3) видно, что допустимая величина плотности отбираемого тока зависит главным образом от удельного сопротивления и толщины оксидного слоя и увеличивается с уменьшением значения ρd . Оксидные катоды с плотным, тонким покрытием могут работать с отбором тока при 1 100 К до $0,7 \text{ а/см}^2$ вместо $0,35 \text{ а/см}^2$ для

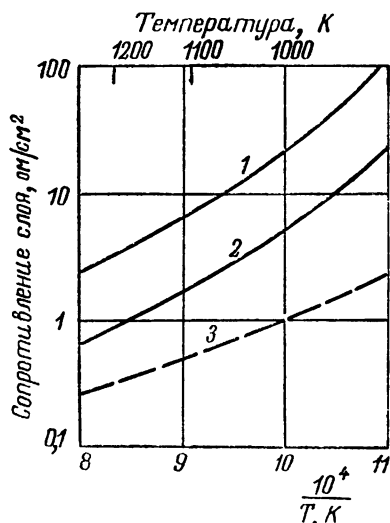


Рис. 4 Зависимость сопротивления оксидного (—) и металлизированного оксидного (---) слоев от температуры

1 — рыхлое покрытие ($d = 100 \text{ мкм}$),
2, 3 — плотные покрытия ($d = 25 \text{ мкм}$).

катодов с рыхлым покрытием, а с металлизированным покрытием — до 1,4—1,5 а/см².

Дальнейшее повышение допустимой плотности тока, отбираемого с оксидного катода, достигается уменьшением эффективного сопротивления ρd оксидного слоя при сохранении запаса активного вещества. Как видно из рис. 6, для металлизированного катода тепловой разогрев током уменьшается в результате повышения электропро-

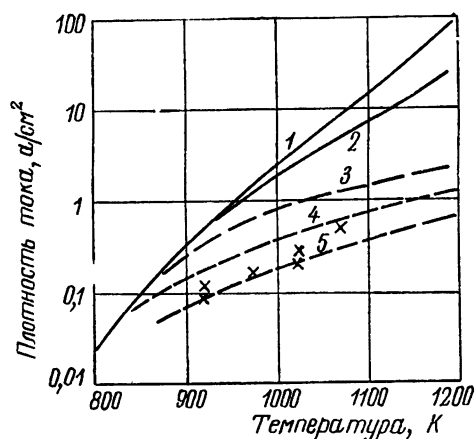


Рис. 5 Температурные зависимости эмиссии (——) и расчетные допустимые величины отбираемого тока (---) с оксидного и металлизированного оксидного катодов: 1, 2 — оксидный [2, 6] и металлизированный оксидный [22] катоды; 3 — металлизированный оксидный катод с плотным покрытием ($d = 25$ мкм); 4, 5 — оксидные катоды с плотным ($d = 25$ мкм) и рыхлым ($d = 100$ мкм) покрытиями; X — экспериментальные данные, полученные в работе [10].

катодом [15]. С увеличением температуры катода разогрев слоя током уменьшается за счет увеличения проводимости слоя, но при этом уменьшается долговечность катода [1—5, 7—9].

Импульсный режим

Более сложным является расчет допустимой плотности тока оксидного катода в импульсном режиме. Тепловой баланс в этом случае может и не устанавливаться за время импульса тока, а температура катода при больших частотах следования импульсов не успевает снизиться в интервале между импульсами до начальной величины. Уравнение теплового баланса в этом случае можно записать в виде [1—3, 13, 19, 20—23]:

$$Q = \left[I_{\text{имп}}^2 R_{\text{сл}} - I_{\text{имп}} \left(\varphi + \frac{2kT}{e} \right) \right] f \tau, \quad (4)$$

где τ — длительность и f — частота импульсов.

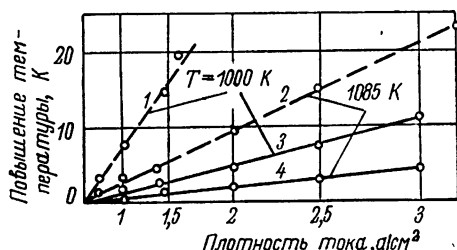


Рис. 6. Разогрев оксидного (---) и металлизированного оксидного (——) слоев проходящим током.

водности слоя. Уменьшение сопротивления слоя в три раза позволяет отбирать с катода токи при одинаковых температурах примерно в два раза больше по сравнению с обычным оксидным

При отборе большого импульсного тока можно не учитывать эффект охлаждения, так как $I_{\text{имп}}^2 R_{\text{сл}} \gg I_{\text{имп}} \Pi$, и поэтому уравнение (4) можно записать в следующем упрощенном виде:

$$Q \approx I_{\text{имп}}^2 R_{\text{сл}} f \tau. \quad (4a)$$

Результаты расчета по формуле (4a) мощности, выделяющейся в оксидном слое при импульсном режиме, приведены на рис. 7 (сплошными линиями). Мощность охлаждения оксидного слоя при отборе тока эмиссии вычислялась по формуле:

$$Q = I \Pi f \tau. \quad (4б)$$

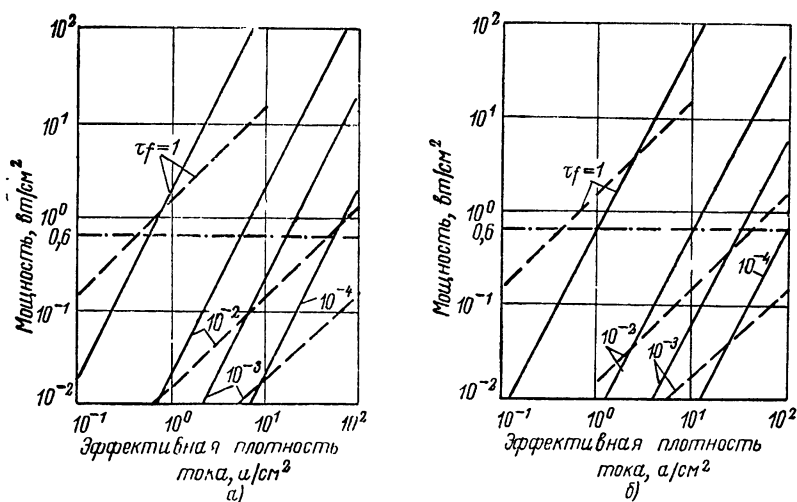


Рис 7 Зависимость удельной мощности нагрева (—) и охлаждения (---) оксидного (а) и металлизированного (б) слоев от величины отбираемого тока при $T=1200\text{ К}$ и $d=25\text{ мкм}$, рассчитанная по формулам (4a) и (4б).

Результаты расчета показаны на рис. 7 пунктирными линиями. За величину эффективного тока принималась среднеквадратическая величина импульсного тока, так как тепло, выделяющееся в оксидном слое за время каждого импульса тока, суммируется:

$$\sum Q = \sum Q_i = I_{\text{имп}}^2 R_{\text{сл}} f \tau. \quad (4в)$$

Эту мощность Q можно считать эффективной мощностью, выделяющейся в оксидном слое при работе в импульсном режиме, так как

$$I_{\text{эф}}^2 R_{\text{сл}} = I_{\text{имп}}^2 R_{\text{сл}} f \tau, \quad (5)$$

$$I_{\text{эф}} = I_{\text{имп}} \sqrt{f \tau}.$$

Это соотношение подтверждается данными экспериментальных работ, в которых было обнаружено увеличение температуры оксидного слоя и тока эмиссии, пропорциональное квадрату отбираемого тока [13, 19, 20—23].

Из соотношений (1) и (4) следует, что при отборе тока с катода существуют две области тепловых режимов оксидного катода, в одной преобладает эффект охлаждения, а в другой — эффект разогрева током (рис. 8). Из рис. 7 и 8 видно, что эффект охлаждения для оксидного

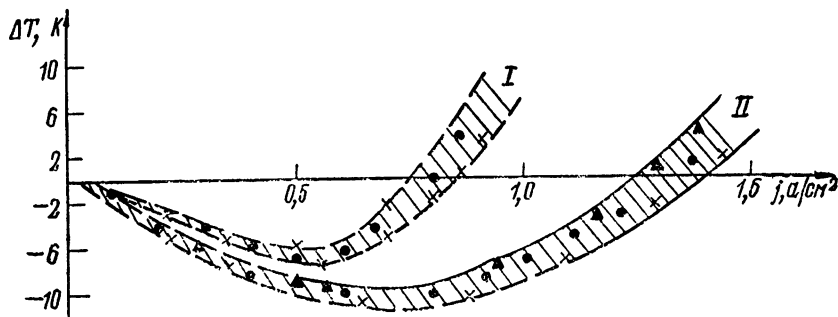


Рис. 8 Изменения температуры ядра с оксидным (область I) и металлизированным оксидным (область II) слоями, вызванные отбором тока при $T=1100$ К. Различными точками отмечены данные, полученные по трем образцам для каждого типа катода

и металлизированного оксидного катодов с тонким плотным покрытием преобладает при отборе тока эмиссии в непрерывном режиме соответственно до 0,75 и 1,4 а/см². Пользуясь формулой (1), когда $Q=0$, можно вычислить сопротивление слоя, если известна работа выхода катода при данной температуре.

Экспериментальные данные показывают [1—3, 6, 13, 19—23], что величина импульсного тока, отбираемого с оксидного катода, ограничена тепловым перегревом слоя. Но расчет по формуле (4) дает разогрев слоя всего на несколько градусов, что противоречит экспериментальным данным. Это противоречие объясняется в работе [6] локальным разогревом слоя.

В работах [13, 21, 24] делается вывод, что в течение импульса в основном разогревается поверхность слоя; повышение температуры ΔT или эмиссии ΔI пропорционально $\sqrt{\tau}$ [13]; время восстановления начальной температуры после импульса пропорционально величине мощности, выделяющейся во время импульса тока, т. е.

$$t \sim I'_{\text{имп}} \tau. \quad (6)$$

Эксперименты, проведенные в работах [13, 19], показали, что из-за низкой теплопроводности слоя время восстановления температуры до начального значения после импульса тока составляет 0,5—500 мсек. Поэтому при отборе импульсной эмиссии (особенно при больших τf) поверхность оксидного слоя не успевает охлаждаться, в результате чего с увеличением величины, длительности и частоты отбираемого тока увеличивается средняя температура катода.

Точный учет калориметрических эффектов в импульсном режиме сложен, так как

— охлаждение и разогрев слоя могут произойти во время импульса и зависеть от величины отбираемого тока [13, 19—23].

— тепловой режим работы оксидного слоя не только зависит от величины отбираемого тока, но и от длительности импульса и частоты следования импульсов [1—3, 11, 13, 19—23].

— по-видимому, существуют режимы работы оксидного слоя с повышенной или пониженной температурой поверхности слоя из-за низкой теплопроводности слоя.

В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные по допустимому импульсному режиму работы катода в зависимости от I и T для микросекундных импульсов. Рассчитанные зависимости, приведенные на рис. 7, хорошо согласуются с параметрами катодов, применяемых в технике [1—3, 11].

Из опубликованных данных трудно точно определить импульсные режимы работы оксидных катодов, что объясняется большим разбросом полученных данных по теплопроводности оксидного слоя [6, 19]. Поэтому мы ограничимся допустимой эффективной мощностью, вычисленной из среднеквадратичного тока (см. рис. 7), и будем считать так же, как и в непрерывном режиме, что $Q \leq 0,6 \text{ вт/см}^2$.

Природа ухудшения эмиссионной способности оксидного катода при отборе токов повышенных плотностей до сих пор неизвестна. Известно лишь, что при этом происходит разогрев оксидного покрытия до нескольких десятков градусов, учитываемый при подборе рабочей температуры оксидного катода в газоразрядных приборах [13]. Но в этом режиме катод менее долговечен, чем в режиме перекала с повышением напряжения накала на столько же градусов. Предположения о том, что разогрев происходит в локальных местах покрытия [6, 14, 19] или в приповерхностном слое [13, 24], недостаточно для объяснения природы ухудшения эмиссионной способности оксидного катода в режимах отбора тока повышенной плотности.

В настоящее время отсутствует надежная методика определения температуры поверхности и объема, т.е. распределения температуры оксидного покрытия при отборе тока. Поэтому увеличение температуры покрытия определяется по увеличению тока эмиссии ΔI [21—23], по изменению формы импульса тока [25], а также по увеличению температуры зерна [1, 3, 6, 18].

Уточнение механизмов испарения активного вещества оксидного катода, а также ухудшение эмиссионных свойств его, по-видимому, возможно в том случае, если будет определено распределение температуры в оксидном покрытии при отборах токов повышенных плотностей. Пока трудно сделать однозначный вывод о природе ухудшения активности оксидного катода при отборе токов повышенных плотностей и мы вынуждены ограничиваться следующими предположениями.

При отборе тока с оксидного катода охлаждается в основном рабочая поверхность оксидного слоя, а разогревается внутренняя часть слоя. Отвод тепла происходит медленно из-за низкой теплопроводности слоя. Поэтому при отборе тока с оксидного катода изменяются распределение температуры и скорость переноса Ва-компонентов (Ва, ВаО) в оксидном слое и их испарение с поверхности — все это приводит к ухудшению эмиссионных свойств катода.

3. РАСЧЕТ ДОЛГОВЕЧНОСТИ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ

Учитывая сказанное, оценим долговечность оксидного катода в зависимости от величины отбираемого тока, предполагая, что

— катод работает в режиме пространственного заряда и мощность, выделяемая в покрытии, отбираемом током, не превышает $0,6 \text{ Вт/см}^2$;

— долговечность определяется временем, в течение которого испаряется количество Ва-компонента, равное нескольким процентам, после чего эмиссия резко падает (рис. 9) [9];

— при высоких температурах ($1100\text{—}1200 \text{ К}$) в оксидном слое увеличивается эффективный запас Ва-компонента, определяющий долговечность катода (рис. 9, кривая 2)

благодаря увеличению скорости переноса компонента в слое [9]. Расчет на основе данных работы [9] показывает, что эмиссия заметно уменьшается при потере активного вещества; при температуре 1020 К потеря активного вещества составляет $1,5\%$, а при 1170 К — $7\text{—}8\%$:

— в катод, которым является электролитический никель, примеси не влияют на скорость испарения Ва-компонента;

— катод работает в вакууме $10^{-7}\text{—}10^{-8} \text{ тор}$ и его долговечность не зависит от вакуумных условий в приборе.

Используя данные, приведенные на рис. 5, 7, 9, можно получить зависимость долговечности оксидного катода от величины отбираемого тока. Так, по известной из рис. 5 допустимой величине отбираемого тока при данной температуре и известному из рис. 9 времени, определяемому скоростью испарения Ва-компонента, получаем зависимость долговечности от плотности отбираемого тока (рис. 10).

В импульсном режиме допустимая величина плотности отбираемого тока определяется из соотношения (4):

$$j_{\text{имп}} = \sqrt{\frac{0,6}{\rho(T)df\tau}} \quad (7)$$

Используя данные, приведенные на рис. 4, 7, 9 при $f\tau = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$, получаем зависимости долговечности катода в импульсном режиме от величины тока и $f\tau$ (рис. 10). На рис. 10 приведены также экспериментальные данные о долговечности оксидных катодов в различных режимах, полученные по данным работ [1—5, 10, 11 и др.].

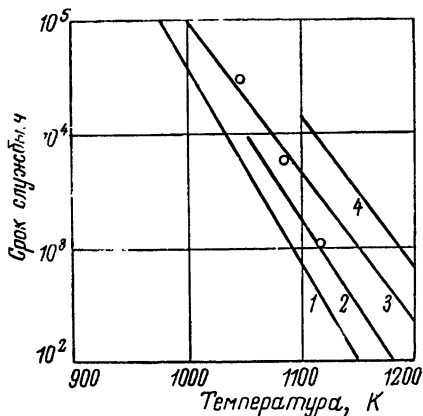


Рис 9. Зависимость долговечности оксидных катодов от температуры, ограниченной количеством испарившихся веществ:

1, 2 — обычный оксидный катод (запас активного вещества 5 мг/см^2), 3, 4 — губчатые оксидные катоды с обычным и сложным карбонатным покрытиями (15 мг/см^2); кривые 2, 3, 4 рассчитаны по методике [9] с учетом увеличения запаса активного вещества при увеличении температуры, $\circ\circ\circ$ — экспериментальные результаты работы [9].

Из совокупности расчетных и экспериментальных данных (см. рис. 10) видно, что оксидные катоды с плотным покрытием и металлизированным покрытием при высокой температуре (1 100 К) могут работать в течение нескольких тысяч часов с отбором тока в непрерывном режиме соответственно до $0,5 \text{ а/см}^2$ и 1 а/см^2 , а также до $10\text{--}15 \text{ а/см}^2$ в импульсном режиме при средней квадратичной величине тока, не превышающей нормы для непрерывного режима. При этом может оказаться предпочтительным использование оксидного катода в режимах больших импульсных токов и малых $f\tau$; а металлизированного — в режимах относительно небольших токов и $f\tau \leq 10^{-1}$ (квазинепрерывные, кодовые режимы), поскольку эмиссионная способность металлизированного катода несколько ниже, чем оксидного (см. рис. 5), но одновременно меньше и тепловые эффекты при отборе тока [14] (см. рис. 6 и 7). Вопросы долговечности этих катодов требуют дальнейшего экспериментального исследования и теоретического анализа процессов тепловыделения и теплопередачи в оксидном слое во время работы в различных режимах.

Следует отметить, что благодаря применению сложных карбонатов, состоящих из кристалликов карбонатов бария, окруженных тройным мелкозернистым карбонатом, долговечность катода в предельных режимах отбора тока при $T \geq 1\,100 \text{ К}$ увеличивается. Такое покрытие дает возможность увеличить долговечность оксидного катода благодаря повышению запаса Ва-компонента в слое (см. рис. 9, кривая 4 и рис. 10, кривая 1). Повышение долговечности подтверждается полученными экспериментальными данными. При одинаковых условиях работы долговечность оксидного катода со сложным карбонатом в 2—3 раза больше, чем с обычным тройным карбонатом.

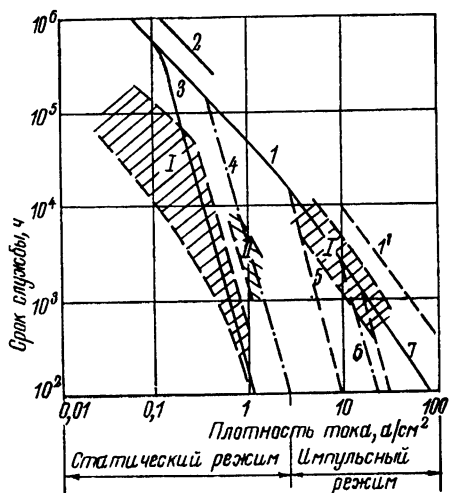


Рис. 10. Зависимость долговечности оксидных катодов от величины отбираемого тока, рассчитанная на основе данных, приведенных на рис. 5 и 9:

1, 1' — оксидные катоды с обычным и сложным карбонатными покрытиями, данные получены без учета теплового режима работы катода; 2 — оксидный катод с обычным покрытием, расчетная зависимость при $j < 0,5 \text{ а/см}^2$ [26]; 3, 4 — оксидные катоды с обычным и металлизированным покрытиями в непрерывном режиме, 5, 6 — оксидные катоды с обычным и металлизированным покрытиями при $f\tau = 10^{-2}$; 7 — оксидный катод с обычным покрытием при $f\tau = 10^{-3}$. Области I и II соответствуют экспериментальным данным для оксидного катода с обычными и металлизированными покрытиями.

4. ВЫВОДЫ

1. Установлено, что допустимая величина плотности отбираемого тока с катода определяется соотношением $j = \sqrt{\frac{0,6}{\rho(T)d}}$ (где $\rho(T)d$ — эффективное сопротивление оксидного покрытия в $\text{ом} \cdot \text{см}^2$). Уменьшение

сопротивления оксидного покрытия достигается использованием губчатых катодов с плотным карбонатным или металлизированным карбонатным покрытием при условии сохранения запаса активного вещества, от которых зависит долговечность катода. Это позволяет отбирать токи с оксидного и металлизированного оксидного катодов при 1100—1120 К в непрерывном режиме соответственно до 0,7 и 1,4 а/см^2 , обеспечивая долговечность несколько тысяч часов.

2. Проведен расчет долговечности оксидных катодов с различными покрытиями при запасах активного вещества 5—15 мг/см^2 в зависимости от величины отбираемого тока в непрерывном и импульсном режимах, с учетом механизма переноса Ва-компонента в покрытие, которое хорошо согласуется с опытными данными.

3. Исследования показали, что при отборе токов повышенных плотностей (0,5—1,5 а/см^2) целесообразно использовать губчатые катоды с плотными покрытиями из металлизированного никелем тройного карбоната (КТНИ) при 1100—1120 К или из сложного карбоната при 1100—1150 К с повышенными запасами активного вещества (больше 15 мг/см^2). При этом долговечность оксидного катода составляет несколько тысяч часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неггман G., W ag e n e r S. The oxide-coated cathode. London, 1951.
2. Кудинцева Г. А. и др Термoeлектронные катоды. М., «Энергия», 1966.
3. Царев Б. М. Опыт построения качественной теории оксидного катода. Диссертация на соискание ученой степени доктора техн. наук, М., 1950
4. Никонов Б. П., Тараш И. Л., Царев Б. М. Влияние температуры и материала керна на долговечность оксидного катода. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1961, вып. 5, стр. 101.
5. Киселев А. Б. Исследование влияния электрического поля на окислы щелочноземельных металлов в вакууме Диссертация на соискание ученой степени канд физ.-мат. наук, М., 1968.
6. Мойжес Б. Я. Физические процессы в оксидном катоде. М., «Наука», 1968.
7. Никонов Б. П., Ковтуненко П. В. Термическая диссоциация халкогенидов щелочноземельных металлов и срок службы оксидных катодов. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, вып. 7, стр. 1300.
8. Коваленко В. Ф. Метод расчета долговечности оксидного катода. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 65
9. Никонов Б. П., Отмахова Н. Г. Исследование испарения щелочноземельных оксидов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 1, стр. 117—127.
10. Анякин В. А. Падение эмиссии оксидного катода, возникающее при отборе постоянного тока, ограниченного пространственным зарядом Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, Томск, 1969
11. Миндлин Н. Л. Исследование эмиссионных свойств и долговечность оксидных катодов в миниатюрных лампах Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд физ.-мат. наук Ташкент, 1968
12. Freytag I. P. Cathodes thermoelectroniques pour tubes hoporfrequencies. 4th Int Conf om Microwave tubes, 1962, September 3—7, p. 775
13. Вагин Л. Н. Эмиссия оксидного катода в импульсном разряде низкого давления. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 8, стр. 1440—1447
- Вагин Л. Н. Температурный режим оксидных катодов в импульсных разрядах «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 9, стр. 1608—1618
- Вагин Л. Н. Работа оксидного катода в импульсном разряде. Расчет катода водородного тиратрона «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 2, стр. 72—88.

- 14 Турсунметов К. А., Киселев А. Б. Электрические и тепловые свойства покрытий металлизированных оксидных катодов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 2, стр. 77—82.
- 15 Горностаева П. Д., Киселев А. Б., Турсунметов К. А. Эмиссионные свойства металлизированных оксидных катодов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 11, стр. 66.
- 16 Лобова Э. В., Никонов Б. П. Металлизация карбонатов для оксидных катодов «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 7, стр. 71—81.
- 17 Смоктий Л. Я., Никонов Б. П. Совершенствование технологии изготовления губчатого оксидного катода. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 3, стр. 133—137.
- 18 Нилов О. М., Чудновский Ф. А. Усовершенствование calorиметрического метода измерения сопротивления оксидного слоя В сб. «Электронное приборостроение», 1968, вып. 4, изд. «Энергия»
- 19 Нилов О. М. Исследование теплового режима оксидных катодов с помощью измерения температуры эмиттированных электронов. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук Ленинград, 1968
- 20 Иוריш А. Е., Мойжес Б. Я., Нилов О. М., Чудновский Ф. А. Импульсная эмиссия и тепловой режим оксидного катода. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, вып. 6, стр. 1088
- 21 Campbell D. A., Sheperd W. G. Temperature transient in oxide-coated cathodes during pulsed operation. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 8, p. 2473
- 22 Dehn R. The mechanism of pulsed temperature rise on the surface of thermionic cathodes Brit. Journ. Appl. Phys., 1956, vol. 7, No. 6, p. 210.
- 23 Coomes E. A. The pulsed properties of oxide cathodes. J. Appl. Phys., 1946, vol. 17, No. 8, p. 647.
- 24 Тиктин С. О. К вопросу о тепловых процессах в импульсных электровакуумных приборах Украинский физический журнал, 1961, т. 16, № 1, стр. 103—115.
- 25 Тартаковский В. М. Влияние электрического поля и тока на свойства оксидного катода Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук, Ташкент, 1972
- 26 Predicting reliability of high-power klystrons. EDN, 1965, September, p. 110.

Поступила в редакцию 27 апреля 1973 г

УДК 621. 385 735

И. Е. Воронков, С. П. Ходневич

СВЯЗЬ ЭМИССИОННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ШУМАМИ ЭМИССИИ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ

Теоретически исследуется вопрос о связи низкочастотных шумов эмиссии с эмиссионной неоднородностью оксидных катодов. Показано, что увеличение эмиссионного контраста приводит к ухудшению шумовых свойств катода.

В работах [1—3] показано, что существует связь низкочастотных флуктуаций тока эмиссии с эмиссионной неоднородностью катода, однако теоретического объяснения этому факту не дано.

Рассмотрим, каким образом наличие на катоде участков с различной работой выхода [4], являющееся одной из причин его эмиссионной неоднородности, может привести к ухудшению шумовых свойств катода.

Участки оксидного катода, имеющие различную работу выхода, контактируя друг с другом, в состоянии термодинамического равновесия образуют контактный слой, в пределах которого работа выхода плавно меняется до значений собственных работ выхода этих участков [5]. Линейные размеры такого контактного слоя для оксидного катода должны составлять примерно 10^{-5} см [5], что соизмеримо с линейными размерами однородно эмиттирующих пятен [6]. Следовательно, области контактов могут иметь площадь, сравнимую с эмиттирующей площадью всего катода, а ток эмиссии этих областей может составить заметную долю от общего тока эмиссии. Поэтому шумовые свойства контактных участков могут существенно влиять на шумовые свойства всего катода.

Известно, что при адсорбции бария на поверхности катода наибольшее изменение работы выхода наблюдается на участках с большим значением работы выхода [7]. С другой стороны, на этих участках более интенсивно происходит испарение бария [8, 9]. Принимая гипотезу о том, что флуктуации работы выхода оксидного катода в диапазоне рабочих температур вызваны главным образом испарением компонентов активного вещества [10], можно прийти к выводу, что чем больше работа выхода участка, тем значительнее интенсивность флуктуаций его работы выхода*.

* После того, как статья была сдана в набор, в наших экспериментах по измерению шумов эмиссии при отравлении катода кислородом были получены данные о росте уровня флуктуаций работы выхода при увеличении работы выхода.

Доля тока с участков, имеющих большую работу выхода в суммарном токе эмиссии катода может быть невелика. Однако при наличии достаточно протяженных контактных слоев между участками с разной работой выхода роль участков с большой работой выхода в формировании флуктуаций тока эмиссии всего катода может быть весьма существенной.

На рис. 1 схематично изображен контактный слой двух участков (I и II) с работами выхода φ_1 и φ_2 , причем $\varphi_2 > \varphi_1$. Для простоты будем считать, что ширина контактного слоя d не зависит от φ_1 и φ_2 , а работа выхода φ в контактном слое меняется линейно вдоль оси x :

$$\varphi = \varphi_1 + \alpha x.$$

В этом случае ток эмиссии с такого контактного слоя единичной длины при температуре катода T определяется следующим выражением:

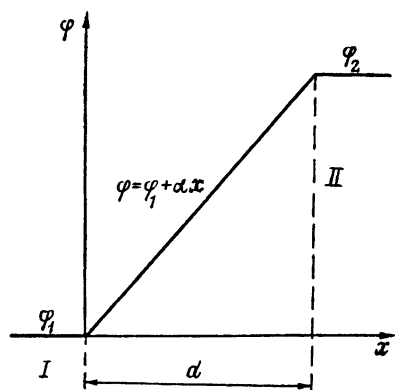


Рис. 1. Схема контактного слоя.

$$I = A_0 T^2 \int_0^d \exp \left\{ \frac{e(\varphi_1 + \alpha x)}{kT} \right\} dx. \quad (2)$$

После интегрирования из (1) получим:

$$I = A_0 T^2 \frac{kTd}{e} \exp \left\{ -\frac{e\varphi_1}{kT} \right\} \left(\frac{1 - \exp \left\{ \frac{-e(\varphi_2 - \varphi_1)}{kT} \right\}}{\varphi_2 - \varphi_1} \right). \quad (2)$$

Пренебрегая флуктуациями наименьшей работы выхода $\Delta\varphi_1$, из (2) получаем выражение для флуктуаций тока:

$$\Delta I = A_0 T^2 \frac{kTd}{e} \exp \left\{ -\frac{e\varphi_1}{kT} \right\} \left(\frac{\frac{e}{kT} \exp \left\{ -\frac{e(\varphi_2 - \varphi_1)}{kT} \right\}}{\varphi_2 - \varphi_1} - \frac{1 - \exp \left\{ \frac{-e(\varphi_2 - \varphi_1)}{kT} \right\}}{(\varphi_2 - \varphi_1)^2} \right) \Delta\varphi_2. \quad (3)$$

Относительные флуктуации тока эмиссии контактного слоя $\frac{\overline{\Delta I^2}}{\overline{I^2}}$ можно определить из выражений (2) и (3):

$$\frac{\overline{\Delta I^2}}{\overline{I^2}} = \left(\frac{e}{kT} \frac{1}{\exp \left\{ \frac{e(\varphi_2 - \varphi_1)}{kT} \right\} - 1} - \frac{1}{\varphi_2 - \varphi_1} \right)^2 \overline{\Delta\varphi_2^2}. \quad (4)$$

Для достаточно однородного катода, работающего при высокой температуре $\left(\frac{e(\varphi_2 - \varphi_1)}{kT} \ll 1 \right)$, из (4) имеем:

$$\frac{\overline{\Delta I^2}}{\overline{I^2}} = \left(\frac{e}{2kT} \right)^2 \overline{\Delta\varphi_2^2}. \quad (5)$$

Так как для определения ΔI [выражения (3), (4), (5)] величина φ_1 фиксировалась, то увеличение φ_2 равнозначно увеличению контраста $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Но при увеличении φ_2 растет $\Delta\varphi_2^2$ [7—10], поэтому выражение (5) позволяет сделать вывод об ухудшении шумовых свойств участков контакта, а следовательно, и шумовых свойств катода в целом при увеличении контраста $\varphi_2 - \varphi_1$ между отдельными участками, т. е. эмиссионной неоднородности.

Для подтверждения этого вывода были проведены специальные измерения шумов катодов, имеющих различный контраст работ выхода: обычного катода с плотным покрытием на керне НИКА, аналогичного исследуемым в работе [11], и катода, покрытого механической смесью окислов бария, стронция и кальция в том же процентном соотношении, что и для обычного оксидного катода. Известно, что механическая смесь должна иметь больший контраст работ выхода. Значения эмиссионного контраста, рассчитанные по вольтамперным характеристикам методом, принятым в работе [2], действительно оказались следующими: для оксидного катода — 0,21 эВ, для катода с механической смесью окислов — 0,72 эВ.

На рис. 2 приведены результаты измерения относительной спектральной плотности мощности флуктуаций тока эмиссии этих двух ка-

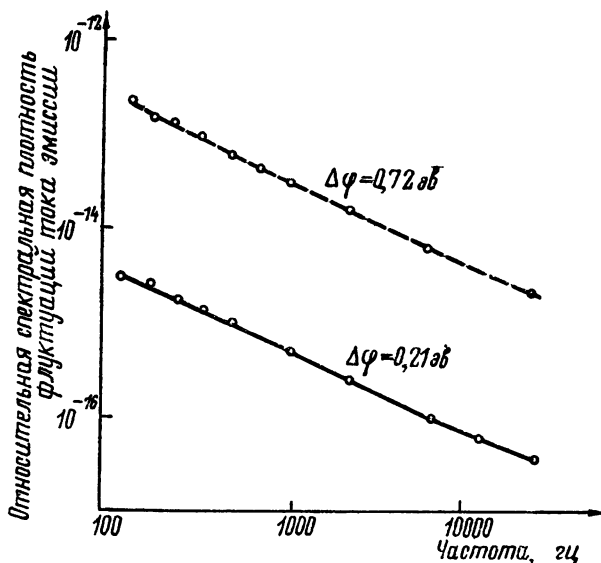


Рис. 2. Относительные спектральные характеристики флуктуаций тока эмиссии катодов с различным контрастом работ выхода при $T = 700^\circ\text{C}$:

1 — механическая смесь окислов Ba, Sr, Ca, 2 — оксидный катод

тодов. Из рисунка видно, что уровень относительных флуктуаций тока эмиссии катода из смеси трех окислов почти на два порядка больше, чем у оксидного катода.

Таким образом, можно сделать вывод, что увеличение контраста работ выхода катода ухудшает его шумовые свойства. А поскольку контраст работы выхода и эмиссионная неоднородность катода взаимо-

связаны, то полученный результат позволяет качественно объяснить наблюдавшуюся в работах [1—3] связь неоднородности эмиссии и шумовых свойств катода и объяснить также стремление к созданию более эмиссионно однородных катодов, обеспечивающих низкий уровень шумов приборов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Киселев А Б, Ходневич С П Низкочастотные флуктуации эмиссии оксидных катодов Известия АН СССР, серия «Физическая», 1969, т 33, № 3, стр 458—461
- 2 Ходневич С. П. Определение эмиссионной неоднородности реальных катодов по вольтамперным характеристикам «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып 4, стр 119—130
- 3 Ходневич С П, Киселев А Б Исследование спектра низкочастотных флуктуаций эмиссии оксидного катода Тезисы докладов на XIV Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике Ташкент, май 1970 г
- 4 Добрецов Л. Н., Гомоюнова М В Эмиссионная электроника М, «Наука», 1966
- 5 Шалабутов Ю К Введение в физику полупроводников М, «Наука», 1969
- 6 Дружинин А. В, Кондрашенков Ю А, Некрасов В. И Эмиссионная неоднородность эффективных термокатодов. Известия АН СССР, серия «Физическая», 1969, т 33, № 3, стр. 413—420
- 7 Бейнар К С, Никонов Б П Эмиссионные и адсорбционные свойства систем ВаО—Ва, SrO—Ва, СаО—Ва. «Радиотехника и электроника», 1965, т 10, № 3, стр. 476—490.
- 8 Пикус Г Я, Тетеря В П Влияние электрического поля и тока термоэмиссии на испарение компонентов и работу выхода окиси бария Изд АН СССР, серия «Физическая», 1971, т 35, № 5, стр 1023—1030.
9. Пикус Г. Я, Тетеря В. П. Особенности испарения компонентов окислов щелочноземельных металлов при отборе эмиссионного тока Украинский физический журнал, 1972, т. 17, № 3, стр 380—387
10. Ходневич С П, Киселев А Б. Низкочастотные шумы и эмиссионная неоднородность окислов щелочноземельных металлов «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 7, стр. 23—32
11. Киселев А. Б, Никонов Б П Термоэлектронная эмиссия и работа выхода оксидного катода «Радиотехника и электроника», 1967, т 12, стр 872—876

Поступила в редакцию 4 апреля 1973 г.

ИЗМЕРЕНИЯ. АППАРАТУРА

УДК 621.372.413

Н. И. Иванов, В. В. Иголкин**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНОГО
ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ТИПА H_{011}**

Приведены результаты исследования перестраиваемого предельного цилиндрического резонатора с различными вариантами боковых стенок. Сравнение показало удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных характеристик резонатора

Предельные цилиндрические резонаторы в настоящее время находят широкое применение при разработке квантовых генераторов и стандартов частоты с оптической накачкой [1, 2], а также в технике диагностики плазмы, измерения параметров атмосферы, газов и других веществ. Во многих случаях необходимо, чтобы резонатор имел максимально возможную открытость (отношение площади открытой поверхности торцевых стенок к площади поперечного сечения резонатора) при добротности, сравнимой с добротностью аналогичного закрытого резонатора. Авторы работы [3], проанализировав изменение электромагнитных колебаний в предельном цилиндрическом резонаторе, определили связь между резонансной частотой резонатора и его геометрическими размерами. Цель проведенной нами работы заключалась в оценке возможности предельных резонаторов типа H_{011} и дополнении результатов исследования [3—5].

Исследуемый резонатор (рис. 1) выполнен из латуни. Класс обработки внутренних поверхностей порядка $\nabla 9$. Конструкция резонатора предусматривает возможность его перестройки по частоте ввинчиванием

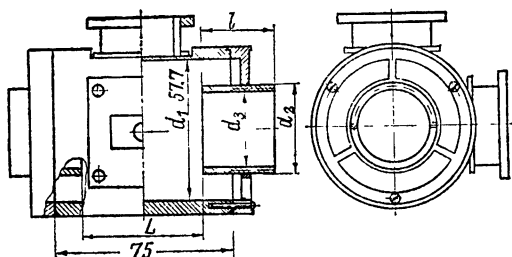


Рис 1. Перестраиваемый предельный резонатор типа H_{011}

торцевых колец. Рабочая частота резонатора рассчитывалась на основании данных работы [3], а коэффициент открытости α — по формуле:

$$\alpha = \left\{ 1 - \frac{4 \left[\frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_3^2) + \frac{3}{2} (d_1 - d_2) \right]}{\pi d_1^2} \right\} 100\%. \quad (1)$$

Блок-схема измерительного устройства для проведения эксперимента представлена на рис. 2. Метод измерения добротности резонаторов описан в работе [6]. Исследовался предельный цилиндрический резонатор типа Н₀₁₁ с семью вариантами боковых стенок при различных отношениях d_1/d_2 и расстояниях между ними L .

Рис. 3 иллюстрирует зависимость резонансной частоты резонаторов f от расстояния между боковыми кольцами L . Зависимости получены для различных диаметров колец (см. таблицу).

Как видно из рисунка, уменьшение диаметра отражающего кольца в 1,5 раза приводит к уменьшению резонансной частоты резонатора на 100—150 Мгц при одинаковом расстоянии между кольцами. Характер кривой, рассчитанной для кольца № 8 по теоретическим результатам [3], аналогичен полученным нами (№ 1—№ 6) экспериментально. Кривая для кольца № 9 соответствует перестройке закрытого резонатора типа Н₀₁₁.

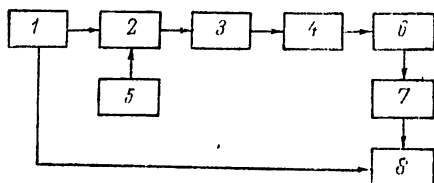


Рис 2 Блок-схема измерительного устройства:

1 — свиг генератор типа Х1-23, 2 — модулятор на параметрическом диоде типа 1А401, 3 — согласующий трансформатор, 4 — ферритовый вентиль, 5 — модулирующий генератор типа ГЗ-41, 6 — исследуемый резонатор, 7 — СВЧ детекторная секция, 8 — осциллограф типа С1-15

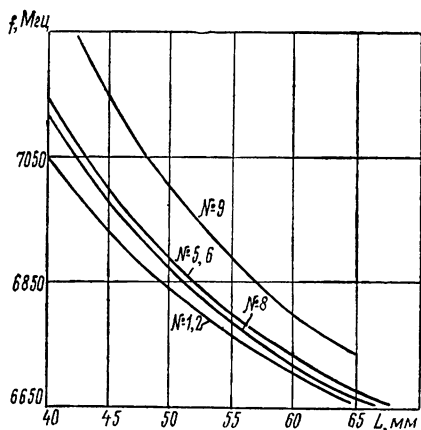


Рис 3 Зависимость резонансной частоты резонатора f от диаметра боковых колец (см таблицу) и расстояния между ними L

Т а б л и ц а

Номер кольца	d_2 , мм	d_3 , мм	Q	α , %
1	13,9	11,2	10 500	73
2	23,8	21,3	13 500	77,4
3	26,8	24	13 200	77,9
4	29,7	27	12 150	80,7
5	32,7	30,1	11 200	80,8
6	35,6	33	10 000	82,3
7	50,2	47,6	2 500	87,7

П Р И М Е Ч А Н И Е Во всех вариантах $l=30$ мм

На рис. 4 даны зависимости добротности предельного резонатора Q от частоты для различных размеров d_1/d_2 (см. таблицу). Для сравнения там же представлена кривая для кольца № 10, характеризующая добротность закрытого резонатора типа H_{011} , рассчитанная по известному выражению [7]:

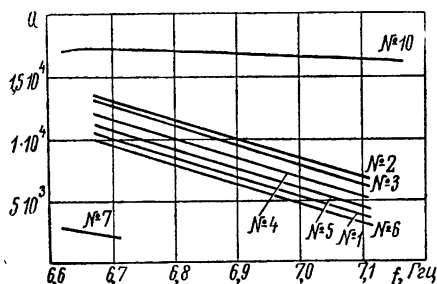


Рис. 4 Зависимость добротности резонатора Q от частоты f для различных вариантов боковых колец (см таблицу)

$$Q = 0,67 \frac{\lambda \left[1 + 0,17 \left(\frac{d_1}{L} \right)^2 \right]^{3/2}}{S \left[1 + 0,17 \left(\frac{d_1}{L} \right)^3 \right]}, \quad (2)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве,
 S — эквивалентная толщина проводящего слоя,
 K — коэффициент, характеризующий материал резонатора; для латуни $K=2,2$.

Необходимо отметить, что для реальных резонаторов добротность всегда ниже теоретической из-за неидеального изготовления, а также отличия (иногда весьма существенного) проводимости внутренней поверхности от взятой из справочника для чистого материала.

Как видно из рис. 3, 4, характеризующих влияние диаметра боковых стенок предельных резонаторов на величину Q при различных резонансных частотах, резонаторы с кольцами 1—6 имеют сравнимые добротности. Добротность резонатора с кольцами 7 была значительно ниже добротности, которую имели резонаторы с боковыми кольцами № 1—6, что объясняется большим уровнем излучения СВЧ мощности через боковые стенки резонатора. Заметной является тенденция к уменьшению Q предельных резонаторов с увеличением частоты. При

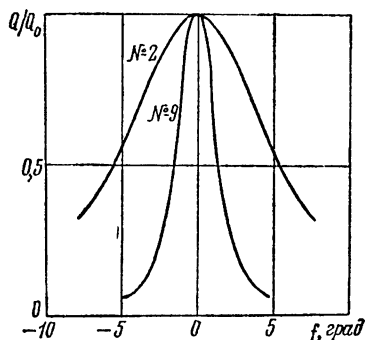


Рис. 5 Зависимость добротности резонатора Q от угла перекоса φ боковых стенок для открытого (№ 2) и закрытого (№ 9) резонаторов

сравнению с закрытым (кривая № 9). Если, например, перекос боковой стенки равен 1° , то величина Q предельного резонатора в этом случае

уменьшении частоты и приближении ее к критической (для исследуемых резонаторов $f_{кр} \sim 6,3$ ГГц) добротность предельных резонаторов № 1—№ 6 возрастала и становилась соизмеримой с добротностью закрытого резонатора.

Определенный интерес представляют результаты анализа влияния угла перекоса боковых стенок φ предельных и закрытых резонаторов на их добротности. Для этой цели одна из стенок резонаторов закреплялась неподвижно, а вторая поворачивалась на соответствующий угол. Полученные результаты приведены на рис. 5, из которого видно значительно меньшее влияние перекоса стенок на величину Q предельного резонатора (кривая № 2) по сравнению с закрытым (кривая № 9). Если, например, перекос боковой

составляет 98% от максимального значения, а для закрытого — соответственно 59%. Таким образом, следует признать, что предельные цилиндрические резонаторы менее критичны к юстировке боковых стенок по сравнению с закрытыми.

Важной особенностью предельных цилиндрических резонаторов является практически полное отсутствие паразитных типов колебаний, тогда как в закрытых резонаторах они присутствуют почти всегда, а при перекосе боковых стенок добротность резонатора на паразитных типах волн резко возрастает, что требует принятия специальных мер для их устранения.

В заключение отметим, что приведенные в таблице значения x **не** являются максимально возможными. При использовании более тонких колец открытость резонатора, приведенного на рис. 1, может достигать 98%.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Давидович П., Новик Р. Рубидиевый квантовый генератор с оптической накачкой. ТИИЭР, 1966, т. 54, № 2, стр. 62
- 2 Иванов Н. И., Кравченко В. Ф. Флуктуации в квантовом стандарте частоты. Изв. вузов СССР, «Радиоэлектроника», 1972, т. 15, № 7, стр. 890
- 3 Wenger N. C. Resonant frequency of open-ended cylindrical cavity. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1967, vol. MTT-15, No 6, p. 334.
- 4 Thompson M. C., Freethy F. E., Waters D. M. End plate modification of X-band TE_{011} cavity resonators. IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1959, vol. MTT-7, No 7, p. 388.
- 5 Thorn D. C., Sraito A. W. Design of open-ended microwave resonant cavities. IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1959, vol. MTT-7, No 7, p. 389
- 6 Хапланов Г. М. Простой метод измерения добротности СВЧ резонатора. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 6, стр. 159
- 7 Мейнке Х., Гундлах Ф. Радиотехнический справочник. Госэнергоиздат, 1960, т. I, стр. 265

*Поступила в редакцию 9 января 1973 г.,
после переработки — 28 мая 1973 г.*

УДК 621 385 632

Ю. А. Калинин, А. Ф. Панин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ВЧ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ТОКА ПУЧКА НА ВЫХОДЕ ИЗ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ЛБВО

Описывается устройство, состоящее из отрезка спирали и диафрагмы с малым отверстием, перемещающейся в поперечном сечении пучка, которое позволяет измерять амплитуду и фазу ВЧ составляющих тока в различных точках поперечного сечения пучка. Определяются погрешности используемой методики.

Данные экспериментальных измерений амплитуды и фазы первой гармоники переменного тока пучка сравниваются с результатами расчета этих характеристик по нелинейным уравнениям ЛБВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется теоретическим [1, 2] и экспериментальным [2, 3] исследованиям возможности повышения к. п. д. ЛБВО путем изменения скорости электронов или фазовой скорости волны к концу замедляющей системы. Для эффективного решения этой задачи успешно используются экспериментальные исследования переменных составляющих тока в электронных пучках [3].

В работах [2, 4] описываются методы экспериментального исследования ВЧ переменного тока пучка, основанные на ВЧ развертке электронного пучка и последующей его регистрации. Данные методы отличаются конструктивной сложностью и низкой точностью измерений.

Более простыми являются методы, основанные на возбуждении переменным током пучка каких-либо электродинамических систем. В работах [3, 5] для исследования ВЧ переменного тока пучка на выходе из пространства взаимодействия используются резонатор и полосковая линия. Устройство, содержащее резонатор, является узкополосным, хотя и имеет высокую чувствительность и точность. Устройство с полосковой линией отличается широкополосностью, однако оно имеет низкую чувствительность.

В работах [6—9] описывается коаксиальный ВЧ зонд для измерения переменных составляющих тока по длине и поперечному сечению пучка. Следует отметить, что для коаксиального зонда, как указывают авторы [7], трудно определить коэффициент связи с пучком, и по этой причине он используется для измерения относительных изменений амплитуд гармоник тока [9]. К недостаткам этого устройства относится также его низкая чувствительность.

Следует отметить, что в работах, использующих для анализа ВЧ группировки электронного пучка резонатор или ВЧ зонд, приведены результаты исследования только амплитуд переменных составляющих тока. При анализе ВЧ группировки в ЛБВО наряду с измерениями амплитудных характеристик необходимы исследования фазовых характеристик переменных составляющих тока пучка. Одновременное измерение амплитуд и фаз ВЧ составляющих тока в ЛБВО может быть проведено с достаточно высокой точностью с помощью отрезка замедляющей системы.

В настоящей работе рассматривается возможность использования отрезка спирали для измерения амплитуд и фаз ВЧ составляющих тока и их распределений по сечению пучка на выходе из замедляющей системы.

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ЕГО РАБОТЫ

Для экспериментального измерения амплитуды и фазы ВЧ составляющей тока применяется отрезок спирали на выходе из замедляющей системы. Измерительное устройство, эскиз которого приведен на рис 1, состоит из исследуемой ЛБВ I, поперечной диафрагмы II и отрезка спирали III. Электронный пучок после взаимодействия с бегущей волной поступает в отрезок спирали и наводит ВЧ поле, сдвинутое по фазе относительно переменной составляющей тока на π . Амплитуда ВЧ мощности на выходе второй спирали пропорциональна амплитуде ВЧ составляющей тока. Измеряя выходную мощность второй спирали и сдвиг фаз между полем на выходе исследуемой ЛБВ и полем на выходе второй спирали и учитывая, что поле второй спирали противофазно относительно переменной составляющей тока, можно определить амплитуду гармоники тока и разность фаз между полем и током на выходе из замедляющей системы исследуемой ЛБВ.

Описанное устройство присоединяется к анализатору электронного пучка [11], который позволяет исследовать энергетическую структуру и геометрию электронного пучка.

На рис. 2 представлена блок-схема измерительной установки. Выходная мощность ЛБВ и второй спирали определяется с помощью измерителей мощности типа МЗ-11 5 и П5-4 8. Для измерения фазового сдвига между двумя ВЧ сигналами используется двухзондовая измерительная линия 6.

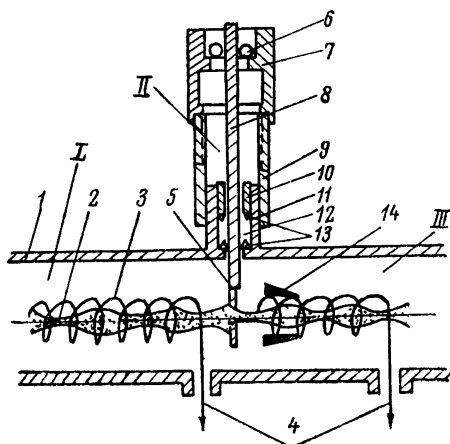


Рис 1 Схематическое изображение измерительного устройства

1 — корпус, 2 — электронный пучок, 3 — замедляющая система, 4 — выводы энергии, 5 — диафрагма, 6 — подшипник, 7 — спецгайка, 8 — шток, 9 — втулка, 10 — спецгайка, 11 — втулка, 12 — тefлоновое уплотнение, 13 — сухари, 14 — поглотитель

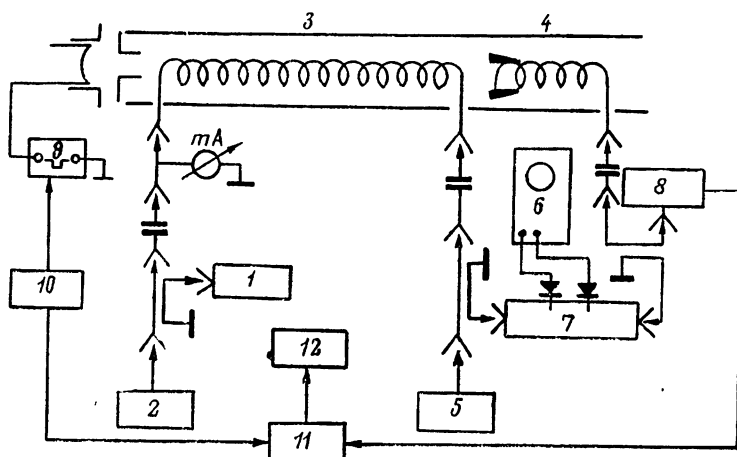


Рис 2 Блок-схема измерительной установки

1 — измеритель мощности, 2 — ВЧ генератор, 3 — исследуемая ЛБВ, 4 — отрезок спирали, 5 — измеритель мощности, 6 — осциллограф, 7 — двухзонавый измерительный приемник, 8 — измерительный приемник, 9 — модулятор, 10 — генератор сдвинутых импульсов, 11 — схема совпадений, 12 — регистрирующее устройство

Для измерения распределения амплитуд и фаз гармоник тока по поперечному сечению пучка применяется диафрагма с малым отверстием (II на рис. 1). С помощью тефлонового уплотнения диафрагма перемещается по радиусу электронного пучка. Часть пучка, прошедшая через отверстие диафрагмы, попадает в измерительное устройство (отрезок спирали). Мощность на выходе второй спирали пропорциональна переменной составляющей тока выделенной части пучка. Перемещая диафрагму по поперечному сечению пучка, определяем распределение амплитуд и фаз гармоник тока по радиусу электронного пучка.

Используя вторую спираль и поперечную диафрагму, можно проводить исследования не только первой гармоники тока, но и высших составляющих переменного тока пучка. При измерении высших составляющих переменного тока применяются узкополосные измерители мощности типа П5-4 или специальные фильтры

Для измерения амплитуд и фаз гармоник тока в течение модулирующего импульса используется стробоскопический преобразователь, принцип действия которого описан в работе [11].

Таким образом, данная аппаратура позволяет проводить измерения амплитуд и фаз гармоник тока по сечению пучка и в течение модулирующего импульса на выходе из замедляющей системы ЛБВО, т.е. получить зависимости:

$$i_{1,2} = f(r, t),$$

$$\varphi_{1,2} = \varphi(r, t),$$

где $0 \leq r \leq r_{\text{гр}}$,

$0 \leq t \leq \tau$,

$r_{\text{гр}}$ — радиус границы пучка,

τ — длительность модулирующего импульса.

3. ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИКИ И ОЦЕНКА ЕЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Предположим, что в электронном пучке на выходе ЛБВ имеется только первая гармоника тока. В этом случае переменную составляющую тока запишем:

$$i(x) = i_1 e^{j(\omega t - \beta_e x)}, \quad (1)$$

где i_1 — амплитуда первой гармоники тока,
 ω — частота сигнала,
 v_e — скорость электронов,
 x — продольная координата,

$\beta_e = \frac{\omega}{v_e}$ — постоянная распространения.

Переменную составляющую ВЧ поля второй спирали, наведенную током $i(x)$, найдем из соотношения:

$$E(x) = -\frac{\beta_0^2 K_0}{2} \int_0^x i(\xi) e^{-j\beta_0(x-\xi)} d\xi, \quad (2)$$

где K_0 — сопротивление связи,
 v_ϕ — фазовая скорость волны в системе,
 $\beta_0 = \frac{\omega}{v_\phi}$ — постоянная распространения волны.

Мощность взаимодействия электронного пучка с ВЧ полем второй спирали определим следующим образом:

$$P_e = -\frac{1}{2} \int_0^{l_2} i(x) E^*(x) dx, \quad (3)$$

где $E^*(x)$ — комплексно-сопряженная величина поля,
 l_2 — геометрическая длина второй спирали.

Используя соотношения (1), (2), (3) и считая, что амплитуда гармоники тока не изменяется на длине второй спирали, найдем активную составляющую мощности:

$$P_{ea} = \frac{I_0^2 I_1^2 \beta_0^2 K_0}{4} \varphi(\theta_2, b_2), \quad (4)$$

где I_0 — постоянная составляющая тока пучка,
 I_1 — относительная амплитуда первой гармоники тока,
 b_2 — параметр несинхронности второй спирали,
 c — параметр усиления Пирса,
 $\theta_2 = 2\pi c N_2$ — безразмерная длина второй спирали,

$$\varphi(\theta_2, b_2) = \frac{1 - \cos(\beta_e - \beta_0) l_2}{(\beta_e - \beta_0)^2} = \frac{1 - \cos \theta_2 b_2}{(\beta_e c b_2)^2}. \quad (5)$$

На рис. 3 показано изменение функции $\varphi(\theta_2, b_2)$ от длины θ_2 для различных параметров b_2 . При больших значениях θ_2 наблюдается

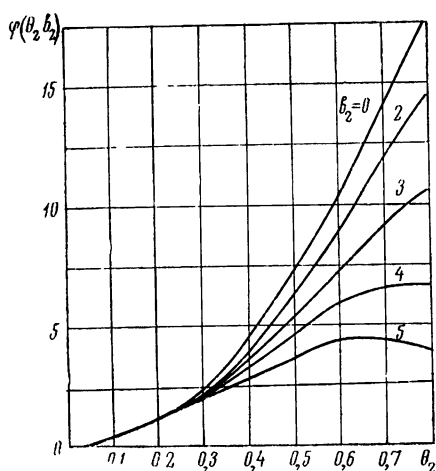


Рис. 3 Изменение функции $\varphi(\theta_2, b_2)$ по длине второй спирали для различных b_2

существенное различие в значениях функции $\varphi(\theta_2, b_2)$ при различных b_2 . Изменение $\varphi(\theta_2, b_2)$ приводит к увеличению погрешности данного метода и связано с изменением скорости электронов во второй секции для различных режимов работы исследуемой ЛБВ. Уменьшение скорости электронного пучка во второй спирали приводит к изменению параметра несинхронности второй спирали b_2 , учесть которое в процессе экспериментальных измерений сложно. Поэтому имеет смысл выбрать длину второй секции таким образом, чтобы изменения функции $\varphi(\theta_2, b_2)$ были малыми при изменении b_2 . Если выполняется условие $\theta_2 \leq 0,3 \div 0,4$, изменения $\varphi(\theta_2, b_2)$ не превосходят десяти процентов.

Амплитуда первой гармоники тока определяется из выражения:

$$I_1 = \sqrt{\frac{4P_{ea}}{\beta_0^2 K_0 I_0^2 \varphi(\theta_2, b_2)}}. \quad (6)$$

Величина относительной погрешности определения амплитуды гармоники тока выражается соотношением:

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = \frac{1}{2} \frac{\Delta P_{ea}}{P_{ea}} + \frac{1}{2} \frac{\Delta \varphi(\theta_2, b_2)}{\varphi(\theta_2, b_2)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta K_0}{K_0} + \frac{\Delta \beta_0}{\beta_0} + \frac{\Delta I_0}{I_0}. \quad (7)$$

Если $\frac{\Delta P_{ea}}{P_{ea}} = 10\%$; $\frac{\Delta \varphi(\theta_2, b_2)}{\varphi(\theta_2, b_2)} = 10\%$; $\frac{\Delta K_0}{K_0} = 30\%$; $\frac{\Delta \beta_0}{\beta_0} = 2\%$; $\frac{\Delta I_0}{I_0} = 1\%$, тогда, по формуле (7),

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = 28\%.$$

Следовательно, погрешность измерения амплитуды гармоники тока не превышает 30%.

При измерении разности фаз между ВЧ сигналами с выхода исследуемой ЛБВ и с выхода второй спирали погрешность в основном определяется разницей по амплитуде исследуемых сигналов и наличием отражений в ВЧ тракте. Улучшением согласования элементов тракта и сближением уровней амплитуд ВЧ сигналов можно свести погреш-

ность измерений фазовых сдвигов до $5\text{--}10^\circ$. На точность измерения фазовых сдвигов оказывает влияние также уменьшение скорости электронов в результате их взаимодействия с ВЧ полем. Изменение скорости электронов на 15% во второй спирали приводит к изменению фазы поля на выходе второй спирали на величину $\Delta\varphi \approx 10^\circ$. Следовательно, фазовый сдвиг между полем ЛБВ и полем второй спирали измеряется с точностью $15\text{--}20^\circ$.

Более точно проанализировать работу данного измерительного устройства можно на основе нелинейной теории ЛБВ. Были проведены расчеты двухсекционной ЛБВ с разрывом замедляющей системы для различных режимов работы первой секции. На рис. 4 представлены за-

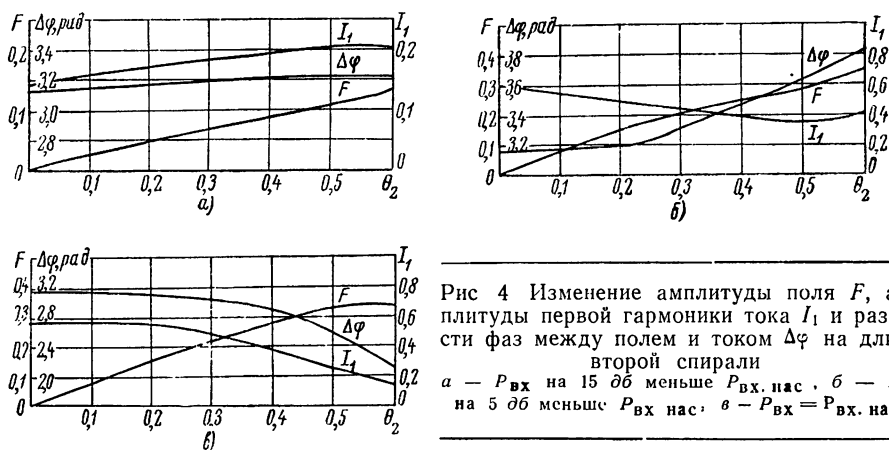


Рис 4 Изменение амплитуды поля F , амплитуды первой гармоники тока I_1 и разности фаз между полем и током $\Delta\varphi$ на длине второй спирали
 а — $P_{\text{вх}}$ на 15 дБ меньше $P_{\text{вх.нас}}$, б — $P_{\text{вх}}$ на 5 дБ меньше $P_{\text{вх.нас}}$, в — $P_{\text{вх}} = P_{\text{вх.нас}}$

висимости амплитуды поля F , разности фаз между полем и током $\Delta\varphi$ и амплитуды первой гармоники тока I_1 по длине второй спирали в линейном режиме работы первой секции (а), в режиме, близком к режиму насыщения мощности (б), и в режиме насыщения мощности (в). Независимо от режима работы первой секции амплитуда первой гармоники тока изменяется по длине второй спирали. При малых длинах второй спирали ($\theta_2 \leq 0.3$) амплитуда первой гармоники тока изменяется достаточно мало ($\Delta I_1 \approx 10\%$).

Изменение амплитуды поля F по длине второй спирали в линейном режиме работы первой секции носит линейный характер. В режиме насыщения мощности первой секции функция φ имеет насыщение на длине второй спирали, что связано с уменьшением скорости электронов. При $\theta_2 \leq 0.3$ изменение амплитуды поля по длине второй секции можно считать линейным независимо от режима работы первой секции.

Разность фаз между полем и током также изменяется на длине второй спирали. Если выполняется условие $\theta_2 \leq 0.3$, то изменения разности фаз на длине второй спирали не превышают $10\text{--}20^\circ$.

При исследовании распределения амплитуды и фазы гармоники тока по поперечному сечению электронного пучка имеются некоторые особенности. Во-первых, сопротивление связи замедляющей системы во второй спирали не одинаково для различных частей электронного пучка (сопротивление связи вблизи оси системы меньше, а на границе

пучка больше). Во-вторых, траектории движения выделенных частей электронного пучка отличаются от траекторий этих частей при наличии всего пучка. Изменение сопротивления связи по радиусу пучка не превышает 10% при $\gamma a = 1,0$. Траектории выделенных частей электрон-

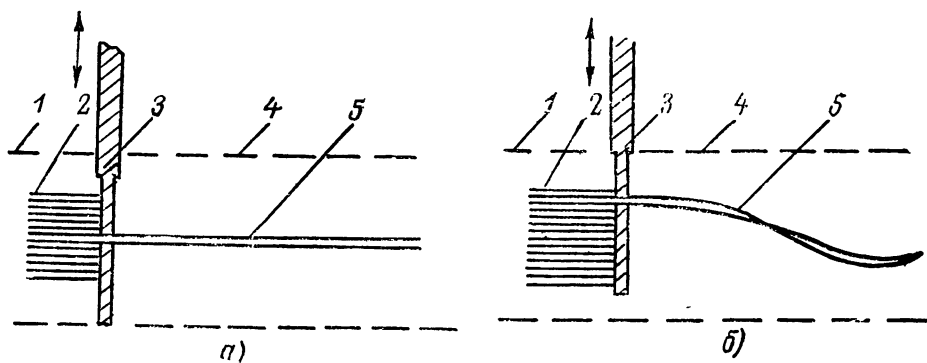


Рис. 5. Траектории электронов в измерительном устройстве.

a — диафрагма выделяет присосвную часть пучка, *б* — диафрагма выделяет граничную часть электронного пучка, 1 — замедляющая система, 2 — электронный пучок, 3 — диафрагма, 4 — отрезок спирали, 5 — траектории электронов выделенной части пучка.

ного пучка рассчитывались теоретически по методике, описанной в работе [11]. Если выделяется часть пучка, близкая к границе, то после прохождения диафрагмы она приближается к оси системы (рис. 5,б). Присосевые части электронного пучка почти не изменяют траекторий своего движения (рис. 5,а). Движение выделенной части электронного пучка от границы к оси приводит к некоторому усреднению сопротивления связи по поперечному сечению пучка. Следовательно, погрешность при измерении амплитуды и фазы гармоники тока по поперечному сечению пучка остается практически равной погрешности измерения амплитуды и фазы гармоники тока полного пучка.

4. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Амплитуда первой гармоники тока и разность фаз между полем и током измерялись в пакетированной ЛБВ с параметрами: $C=0,1$; $\gamma a=1,0$; $q=1,4$; $G=20 \div 25$ дБ; к. п. д. = $13 \div 17\%$; ускоряющее напряжение $U_0=1,3 \div 1,8$ кВ; первеанс $P=1,1 \cdot 10^{-6}$ а/в^{3/2}. Отрезок спирали был расположен на расстоянии 7—8 мм от конца замедляющей системы.

Проведенные экспериментальные измерения показали хорошую повторяемость результатов. При измерении амплитуды гармоники тока среднеквадратичная ошибка не превышала 10%, а при измерении фазы — 12°.

На рис. 6 показаны зависимости к. п. д. (1), амплитуды первой гармоники тока I_1 (2) и разности фаз между полем и током $\Delta\phi$ (3) от входного сигнала для двух значений параметра несинхронности $b_1=1,6$ (а) и $b_1=0,5$ (б). Режим работы ЛБВ при $b_1=0,5$ соответствует максимальной первой гармонике тока, а при $b_1=1,6$ — максимальному к. п. д. ЛБВ. При $b_1=0,5$ амплитуда первой гармоники тока достигает

своей максимальной величины ($I_1=0,4$) в точке насыщения выходной мощности по входному сигналу. Следовательно, в этой точке электронный пучок достаточно хорошо сгруппирован. Разность фаз между полем и током близка к $\frac{\pi}{2}$ и

при изменении входного сигнала изменяется плавно.

В режиме максимального к. п. д (рис. 6,а) максимум выходной мощности совпадает с минимумом амплитуды гармоники тока. Максимум гармоники тока составляет $I_1=0,35$ и достигается при входном сигнале, на 10 дБ меньшем входного сигнала, соответствующего насыщению мощности. В точке насыщения выходной мощности уровень первой гармоники тока резко уменьшается и достигает $I_1=0,12$, а разность фаз близка к $\frac{\pi}{2}$.

Следует отметить, что в этом режиме работы ЛБВ разность фаз в области насыщения мощности изменяется существенно. Это связано с уменьшением скорости электронов.

На рис. 6 приведены зависимости к. п. д., амплитуды первой гармоники тока I_1 и разности фаз между полем и током $\Delta\varphi$ от входного сигнала, полученные на основе нелинейных уравнений ЛБВ [10]. Из рисунка видно качественное совпадение результатов расчета и эксперимента. Теоретически полученная величина к. п. д. существенно выше реальной величины.

На рис. 7 приведены кривые распределения плотности тока (а) и амплитуды и фазы первой гармоники тока (б) по поперечному сечению пучка для линейного режима работы ЛБВ (1) и режима насыщения выходной мощности (2). Характер распределения

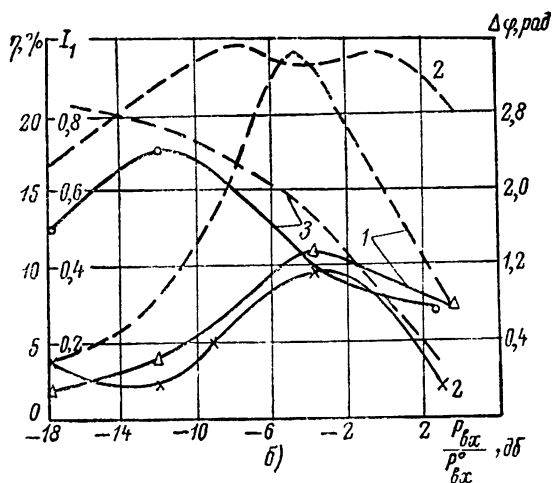
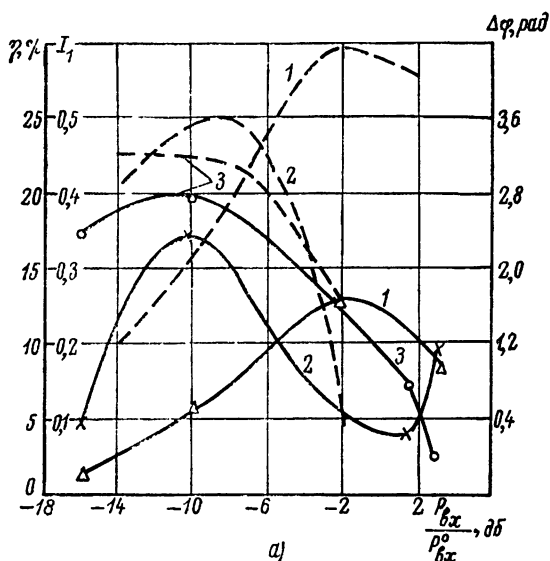


Рис 6 Изменение к. п. д. (1), амплитуды первой гармоники тока I_1 (2) и разности фаз $\Delta\varphi$ (3) при изменении входного сигнала $P_{\text{вх}}^0=0,2$ вт: — эксперимент, --- расчет, а — $b_1=1,6$; б — $b_1=0,5$.

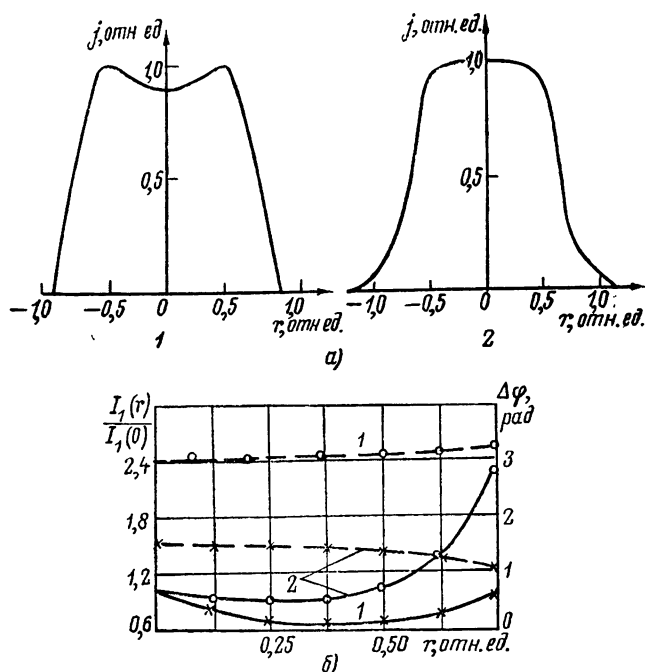


Рис 7. Распределение плотности тока $j(r)$ (а) и относительной амплитуды первой гармоники тока $\frac{I_1(r)}{I_1(0)}$ (—) и разности фаз (---)

$\Delta\varphi(r)$ (б) по поперечному сечению пучка:
 $1 - P_{вх}$ на 10 дБ меньше $P_{вх нас}$, $2 - P_{вх} = P_{вх нас}$.

амплитуды и фазы первой гармоники тока по поперечному сечению пучка зависит от режима работы прибора. В режиме насыщения мощности амплитуда первой гармоники тока пучка на границе в 2,4 раза больше амплитуды гармоники тока в центре пучка. Изменение разности фаз по сечению пучка мало.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что устройство, состоящее из поперечной диафрагмы и отрезка спирали, при выполнении определенных условий ($\theta_2 \leq 0,3$) с достаточной для практики точностью позволяет измерять амплитуду первой гармоники тока и фазовый сдвиг между полем и током на выходе из замедляющей системы ЛВВО. Данное устройство позволяет измерять распределение амплитуды гармоники тока и фазового сдвига между полем и током по поперечному сечению пучка.

Экспериментальные исследования показали, что амплитуда первой гармоники тока меньше, чем следует из одномерной нелинейной теории [10]. Характер изменения амплитуды гармоники тока и фазового сдвига от входного сигнала при различных режимах работы ЛБВ качественно совпадает с результатами теоретических расчетов, проведен-

ных в работе [1]. Измерения распределения амплитуды и фазы гармоники тока по поперечному сечению пучка показали существенную неравномерность группировки электронного пучка по радиусу.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Солнцев В А Анализ изофазных ламп с бегущей волной «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып 11, стр 87—95
- 2 Катлер К Механизм насыщения мощности в лампе с бегущей волной. Сб переводных статей под ред В Т Овчарова «Лампа бегущей волной», Госэнергоиздат, 1959, стр 69—105
- 3 Niclas K. B., Gerchberg R. W. Efficiency Improvement of the Traveling-wave Interaction Process IEEE Transaction of Electron Devices, vol. ED-15, 1968, No 2
- 4 Takeda Jasutsugu, Matsui Jsao. Phase Analyzer of Bunched Electron Beams Japan J. of Appl. Phys., 1969, vol. 28, No 2, pp. 268—271.
- 5 Chodorow M., Shaw H. J., Winslow D. K. Current Distribution in modulated magnetically focused electron beams. J. of Appl. Phys., 1958, vol. 29, No 11, pp. 1525—1533.
- 6 Евтушенко О В, Тараканов А П Анализатор для исследования электронных пучков в статическом и динамическом режимах Труды конференций по электронной технике «Электронные пучки и электроннооптические системы», 1968, вып. 1, стр 160—164.
- 7 Кинг Г, Солимар Л., Аш Э Экспериментальное исследование нелинейных явлений в электронных потоках на основной частоте и ее гармониках Труды 4-го Международного конгресса по приборам СВЧ, вып IX, Волны пространственного заряда в электронных потоках, фокусируемых конечным магнитным полем. Перевод 17-977, МЭП, 1966, стр. 69—80.
- 8 Cilmour Alexander S. Radial and axial RF current and velocity distributions in large-signal velocity modulated electron beams. IEEE Trans. Electron Devices, 1972, vol 19, No 7, pp. 886—890.
9. Mihran T G. Harmonic Current Growth in Velocity-Modulated Electron Beams J. of Appl. Phys., 1959, vol. 30, No 9, pp 1346—1350.
- 10 Кац А М Современная нелинейная теория ЛБВО и сопоставление ее результатов с экспериментальными данными Лекции по электронике СВЧ (2-я зимняя школа-семинар инженеров), книги 1, Саратов, 1972
11. Калинин Ю. А. Экспериментальное исследование структуры электронного пучка в ЛБВО Лекции по электронике СВЧ (2-я зимняя школа-семинар инженеров), книга VI, Саратов, 1972, стр. 208—262.

Поступила в редакцию 18 января 1973 г.

ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.78.669.3

Б. В. Маркин, К. Б. Джуринский, Ю. Ф. Клементьев,
Л. Е. Коменду, А. Г. Свяжин

ГАЗООБРАЗУЮЩИЕ ПРИМЕСИ НА ПОВЕРХНОСТИ И В ОБЪЕМЕ МЕТАЛЛОВ

Разработана методика экспрессного одновременного определения концентраций примесей углерода, кислорода, азота и водорода на поверхности и в объеме металлов. Показано влияние химических и термических способов обработок на поверхностное и объемное содержание этих примесей в меди. Установлено, что в пластинах чистых металлов с удельной поверхностью, большей $10 \text{ см}^2/\text{г}$, концентрация примесей на поверхности в несколько раз превышает их концентрацию в объеме.

1. ВВЕДЕНИЕ

Газообразующие примеси (кислород, азот, водород и углерод), содержащиеся в металлических деталях, определяют состав и количество газов в электровакуумных приборах. Измерение концентраций этих примесей на поверхности и в объеме металлов необходимо для совершенствования методов очистки и обезгаживания деталей.

В настоящее время имеются данные по газосодержанию основных конструкционных металлов и сплавов, применяемых в ЭВП [1]. Предельные концентрации углерода, кислорода и иногда азота в слитках некоторых металлов нормируются в технических условиях. Все эти данные характеризуют содержание углерода и газов в объеме металлов. Для изготовления же многих деталей ЭВП применяют металлы с развитой поверхностью: ленту толщиной от 0,05 до 0,3 мм и проволоку диаметром от 0,05 до 0,1 мм. Для них нормируемые данные значительно ниже действительного содержания примесей вследствие неучета концентрации примесей на поверхности, хотя для приборов с низкими рабочими температурами деталей необходимо снижать, прежде всего, концентрацию поверхностных примесей, так как именно они определяют газовыделение в приборах [2].

Существующие методы анализа поверхностных слоев металла (активационный, Оже-спектроскопии, импульсной электронной бомбардировки, вторичной ионной эмиссии и другие) сложны, требуют уникального оборудования, специального препарирования образцов и еще не

нашли применения для оперативного контроля технологических процессов электровакуумного производства [3—7].

В настоящей работе для экспрессного одновременного определения поверхностной и объемной концентраций газообразующих примесей в металлах использован метод многих образцов [8, 9].

2. МЕТОД МНОГИХ ОБРАЗЦОВ

Сущность метода состоит в определении суммарного содержания газообразующих примесей в нескольких образцах одного и того же материала, которые имеют различные отношения площади геометрической поверхности к весу, но прошли одинаковую обработку. Суммарное количество примесей Q_{Σ} состоит из доли Q_V , соответствующей объему, и доли Q_S , соответствующей поверхности образца:

$$Q_{\Sigma} = Q_V + Q_S. \quad (1)$$

Если предположить, что примеси в объеме и примеси на поверхности образца распределены равномерно, что отношение истинной поверхности к геометрической для образцов одной партии постоянно и что концентрация примесей в объеме образцов с различным отношением площади поверхности к весу одинакова, то из выражения (1) получаем:

$$C_{\Sigma} = C_V + C_S \frac{S}{P}, \quad (2)$$

где C_{Σ} и C_V — общая и объемная концентрация примеси, ppm ,
 C_S — концентрация примеси на поверхности, $мкг/см^2$,
 S — площадь геометрической поверхности образца, $см^2$,
 P — вес образца, $г$.

Графически эта зависимость показана на рис. 1, из которого видно, что увеличение содержания примеси с увеличением поверхности образца определяется поверхностной концентрацией. Объемное содержание примеси находится путем экстраполяции полученной зависимости к нулевому значению $\frac{S}{P}$.

На основании анализа большого количества экспериментальных данных нами установлено, что метод многих образцов дает надежные результаты уже при трех значениях $\frac{S}{P}$ для шести образцов.

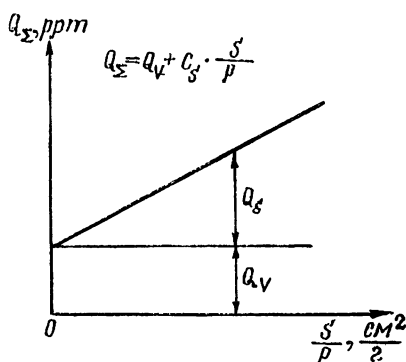


Рис. 1 Зависимость общего содержания примеси Q_{Σ} от удельной поверхности образца S/P .

* Концентрации углерода и газов приведены в ppm , $1 ppm = 1 \cdot 10^{-4}$ вес %.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследуемые образцы представляли собой пластины размером 6×50 мм и толщиной от 0,025 до 1,0 мм. Точность измерения длины и ширины пластины — 0,1 мм, а толщины — 0,001 мм. Взвешивание образцов производили с точностью 0,01 г.

Содержание кислорода и азота измеряли методом восстановительной плавки образцов в токе чистого гелия с чувствительностью соответственно 0,5 и 0,1 ppm при граммовой навеске. Концентрацию водорода в металлах определяли методом вакуум-плавления с чувствительностью 0,5 ppm при навеске 5 г. Содержание углерода определяли методом сжигания с кулонометрическим окончанием с чувствительностью 2 ppm при навеске 0,5 г. Точность определения каждой из указанных примесей составляла 5—7%. Производительность приборов для определения углерода — не менее 15 анализов, а газовых примесей — не менее 30 анализов в смену.

Основные эксперименты были проведены на образцах меди МВ чистотой 99,9%, полученной индукционным вакуумным переплавом. Образцы отбирались из одного слитка после его горячейковки на воздухе до пластины толщиной 15 мм, последующей механической обдирки до толщины 10 мм, обезжиривания в трихлорэтилене и прокатки без промежуточных отжигов до требуемой толщины. Кроме того, проводились эксперименты на образцах меди МБ и никеля НП-2.

Образцы из меди подвергали следующим химическим и термическим обработкам: 1) промывке в этиловом спирте или трихлорэтилене, 2) обезжириванию в щелочном растворе, промывке в деионизованной воде с применением ультразвука и химическому полированию, 3) отжигам при температуре 700°C в течение 30 мин в различных средах. Образцы отжигали в сухом или влажном водороде (температуры точки росы соответственно -60 и -10°C), в аргоне чистотой 99,999 об.% и в вакууме не хуже 10^{-6} тор, создаваемом диффузионным масляным насосом с вымораживающей ловушкой. Перед отжигами производили обезжиривание и химическое полирование образцов.

Аналогично подготавливали и обрабатывали образцы никеля НП-2, но температура их отжига была 900°C .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ*

Результаты измерений содержания кислорода в образцах меди марок МБ и МВ и никеля НП-2, обезжиренных в трихлорэтилене, показаны на рис. 2. Содержание кислорода на поверхности меди выше, чем на поверхности никеля, что соответствует данным работы [10]. Для образцов меди и никеля, имеющих высокое значение удельной поверхности ($S/P = 25 \text{ см}^2/\text{г}$), поверхностная концентрация кислорода превышает объемную: для меди МВ — в 17 раз, для меди МБ — в 3 раза и для никеля — в 2 раза. Хотя объемное содержание кислорода в меди МВ при-

* В проведении экспериментов участвовали Фатеева З. А., Гурьяничева А. М., Алфимова Т. И.

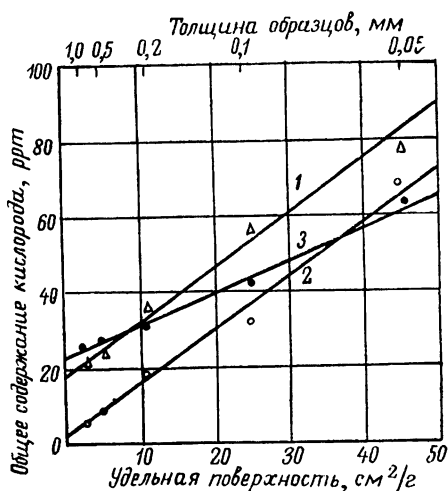


Рис. 2. Зависимости общего содержания кислорода в меди марок МБ (1) и МВ (2) и в никеле НП-2 (3) от удельной поверхности образцов

близительно на порядок ниже, чем в меди МБ, поверхностные концентрации кислорода одинаковы, потому что обработка поверхности образцов и условия их хранения были одинаковы.

В табл. 1 показаны значения концентраций поверхностных и объемных примесей в меди МВ после различных видов обработки. Концентрация объемных примесей в меди МВ незначительна и для тонких

Таблица 1

Концентрации газообразующих примесей в объеме C_V (ppm) и на поверхности C_S (мкг/см²) образцов меди МВ после различных видов обработки

Вид обработки	Кислород		Водород		Азот		Углерод	
	C_V	C_S	C_V	C_S	C_V	C_S	C_V	C_S
Промывка в этиловом спирте	2,0	$1,80 \pm 0,20$	0,60	0,40	0,20	0,10	10,5	$1,30 \pm 0,20$
Обезжиривание в трихлорэтилене	2,0	$1,40 \pm 0,14$	0,60	0,50	0,20	0,06	10,0	$0,80 \pm 0,15$
Химическое полирование	2,0	$0,80 \pm 0,02$	0,20	0,05	0,15	0,02	9,0	$0,32 \pm 0,02$
Отжиги								
в вакууме	1,0	$0,60 \pm 0,04$	0,1	0,02	0,10	0,01	8,5	$0,40 \pm 0,04$
в сухом водороде	1,0	$0,50 \pm 0,03$	0,1	0,03	0,10	0,01	7,0	$0,23 \pm 0,02$
во влажном водороде	Не определяли		Не определяли		Не определяли		6,0	$0,16 \pm 0,01$
в аргоне	1,0	$0,55 \pm 0,03$	0,1	0,02	0,10	0,01	8,0	$0,22 \pm 0,02$

образцов концентрация поверхностных примесей значительно превосходит концентрацию примесей в объеме. Так, концентрация кислорода в объеме после химического полирования образцов равна 2 ppm, а поверхностная концентрация кислорода — 0,8 мкг/см². Это означает, что для образцов толщиной 0,1 мм ($S/P=25$ см²/г) количество кислорода, содержащегося на поверхности, превышает количество кислорода в

объеме металла в 10 раз. В меди МВ наиболее велики поверхностные концентрации кислорода и углерода, концентрации же азота и водорода на один-два порядка ниже. Высокие концентрации кислорода и углерода на поверхности металла можно объяснить присутствием их в виде различных соединений [4, 11, 13].

Следует отметить, что содержание углерода в меди МВ значительно, несмотря на практическое отсутствие растворимости углерода в меди не только в твердом, но и в жидком состоянии [14]. Диаграммы растворимости медь—углерод не существует, а в ГОСТах и технических условиях на медь содержание углерода не нормируется. Между тем, по нашим данным, общее содержание углерода в меди составляет в зависимости от толщины металла от 10 до 100 *ppm*. Очевидно, углерод в объеме меди находится в виде самостоятельной диффузионно малоподвижной фазы — графитовых включений, расположенных по границам зерен. Подтверждением этому служит незначительное уменьшение концентрации углерода в объеме меди после различных отжигов, и особенно после отжига во влажном водороде, хотя такой отжиг приводит к значительному обезуглероживанию никеля и железа, в которых углерод растворяется.

Из табл. 1 видно, что химические способы очистки удаляют лишь поверхностные примеси. В отличие от них отжиг приводит к одновременному снижению концентраций примесей и на поверхности, и в объеме металла.

Результаты каждой из проведенных очисток металлов определяются тремя факторами: эффективностью выбранного способа очистки, способностью самих химических сред загрязнять очищаемые металлы продуктами взаимодействия химических реактивов и вторичным воздействием атмосферы при контакте с очищенными металлами.

Из табл. 1 видно, что различие в концентрациях поверхностных примесей в образцах, отожженных в различных средах, невелико. Мы предполагаем, что в процессе отжига происходит удаление большей части поверхностных примесей, а те поверхностные концентрации, которые нами измерены, определяются в основном воздействием атмосферы на очищенную поверхность. Иначе трудно понять, каким образом уменьшается концентрация примесей в объеме металлов при их отжиге. Исключением являются результаты измерений содержания углерода на поверхности меди, отожженной в вакууме: после такого отжига оно выше, чем после отжигов в водороде и аргоне. Это объясняется загрязнением поверхности при вакуумном отжиге продуктами разложения паров масла, проникающих из откачной системы печи, что отмечалось неоднократно [13].

На рис. 3 и в табл. 2 приведены данные, характеризующие влияние различных химических обработок, отжига в водороде и длительности хранения после очистки на поверхностную и объемную концентрации кислорода в меди МВ. После промывки в трихлорэтилене или щелочном растворе образцов, предварительно отожженных в водороде, концентрация кислорода в меди возросла почти в два раза, что, вероятно, связано с недостаточной чистотой химических реактивов. Хранение образцов на воздухе в течение 1 суток увеличивает поверхностную концентрацию кислорода приблизительно на 30%; дальнейшее хранение в течение одного месяца лишь незначительно (на 10%) увеличивает эту концентрацию.

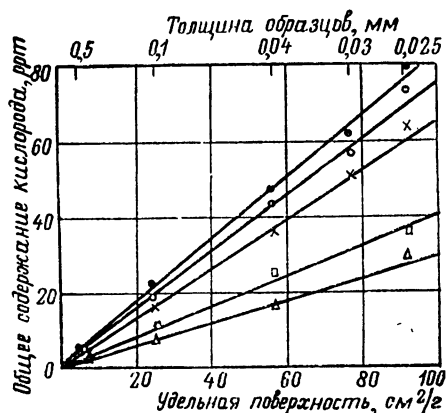


Рис. 3. Зависимости общего содержания кислорода в меди МВ от удельной поверхности образцов после их химического полирования (○○○), отжига в вакууме, 800° С, 30 мин (△△△), хранения в течение 1 суток после отжига (□□□), обезжиривания в щелочном растворе (×××) и в трихлорэтилене (●●●) после отжига и хранения.

Таблица 2

Содержание кислорода в объеме и на поверхности образцов меди после различных видов обработки и хранения

Вид обработки	Объемное содержание кислорода C_V , ppm	Поверхностная концентрация C_S , мкг/см²	Толщина окисной пленки, Å	Количество монослоев кислорода
Химическое полирование	$2,0 \pm 1,0$	$0,75 \pm 0,07$	$110,0 \pm 10,0$	$16,0 \pm 1,5$
Отжиг в водороде (800° С, 30 мин)	$1,0 \pm 0,5$	$0,30 \pm 0,03$	$45,0 \pm 5,0$	$6,5 \pm 0,6$
То же, что в п 2, и хранение 1 сутки на воздухе (в стеклянной таре)	$1,0 \pm 0,5$	$0,40 \pm 0,04$	$60,0 \pm 6,0$	$8,5 \pm 0,8$
То же, что в п 3, и обезжиривание в трихлорэтилене	$1,0 \pm 0,5$	$0,80 \pm 0,04$	$120,0 \pm 6,0$	$17,0 \pm 0,8$
То же, что в п. 3, и обезжиривание в щелочном растворе	$1,0 \pm 0,5$	$0,65 \pm 0,06$	$100,0 \pm 9,0$	$14,0 \pm 1,3$

В табл. 2 приведены также данные расчета толщин окисных пленок и числа монослоев кислорода, эквивалентных его поверхностной концентрации. Толщину окисных пленок рассчитывали, предполагая, что весь кислород на поверхности содержится в закиси меди:

$$\delta = \frac{2M_1 C_S \cdot 10^2}{M_2 \rho} = 149 C_S, \quad (3)$$

где δ — толщина окисной пленки, Å,

C_S — поверхностная концентрация кислорода, мкг/см²,

M_1 и M_2 — молекулярные веса закиси меди и кислорода, равные соответственно 143,1 и 32,

ρ — плотность закиси меди, равная 6,09 г/см³.

Число монослоев кислорода на поверхности меди рассчитывали, исходя из условия, что плотность молекул кислорода в монослой равна $8,71 \cdot 10^{14} \text{ мол/см}^2$ ($4,65 \cdot 10^{-2} \text{ мкг/см}^2$) [8].

На рис. 4 показано влияние температуры выноса на воздух после отжига деталей из меди МВ на поверхностную концентрацию кислорода. Концентрация кислорода в объеме меди при этом не изменяется, а поверхностная концентрация кислорода тем больше, чем выше температура, при которой отожженные детали выносились на атмосферу.

Различие в режимах охлаждения деталей, а также неконтролируемость чистоты газовой среды в рабочих зонах печей являются причиной невоспроизводимости результатов измерений содержания примесей в отожженных металлах. Этот вывод подтверждают результаты измерений поверхностных и объемных концентраций кислорода в меди МВ после повторных отжигов в водороде в одной и той же печи по одинаковому режиму (табл. 3).

Таблица 3

Содержание кислорода в объеме и на поверхности образцов меди МВ после химического полирования и последовательных отжигов в водороде

Вид обработки	Объемное содержание кислорода, ppm	Поверхностная концентрация, мкг/см ²
Химическое полирование	$2,5 \pm 2,0$	$0,75 \pm 0,07$
Отжики в водороде (800°С, 30 мин)		
первый	$2,0 \pm 0,7$	$0,55 \pm 0,04$
второй	$0,6 \pm 0,5$	$0,28 \pm 0,03$
третий	$1,5 \pm 0,6$	$0,42 \pm 0,04$
четвертый	$1,3 \pm 0,5$	$0,35 \pm 0,03$

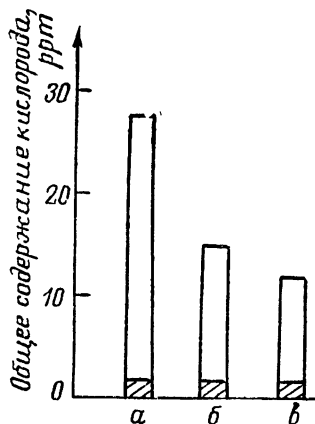


Рис. 4 Содержание кислорода в объеме (заштрихованные участки) деталей из меди МВ после выноса на воздух при температурах 150 (а), 50 (б) и 20°С (в)

Высокая точность метода и использование высокопроизводительных аналитических приборов делают его перспективным для контроля деталей ЭВП после различных технологических операций. Метод может быть применен для определения эффективности различных видов химической и термической обработок деталей, а также для контроля стабильности и воспроизводимости этих обработок.

5. ВЫВОДЫ

1. С увеличением удельной поверхности возрастает доля поверхностных примесей в их общем содержании в металле. Концентрация поверхностных примесей значительно увеличивается с уменьшением содержания примесей в объеме металла.

2. В образцах меди марок МВ и МБ различных партий содержание углерода изменяется в пределах от 10^{-4} до 10^{-2} вес. %.

3. Химические способы очистки снижают содержание примесей только на поверхности металла. При недостаточной чистоте химических реактивов концентрация поверхностных примесей в металле возрастает.

4. Отжиги в различных средах уменьшают содержание примесей на поверхности и в объеме металлов. Разброс значений концентраций примесей в металлах, отожженных по одинаковому режиму, обусловлен неконтролируемостью чистоты газовой среды в рабочих зонах печей и режимов охлаждения металлов.

5. В результате воздействия атмосферы на отожженные детали в них возрастают концентрации всех поверхностных примесей и особенно кислорода. Хранение на воздухе в течение одних суток повышает поверхностную концентрацию кислорода в меди приблизительно на 30%, дальнейшее хранение в течение 1 месяца лишь на 10% увеличивает эту концентрацию.

ЛИТЕРАТУРА

1 Гладков А С, Амосов В М, Копецкий Ч В, Левин А М Металлы и сплавы для электровакуумных приборов М—Л, «Энергия», 1969.

2 Черепнин Н В Вакуумные свойства материалов для электронных приборов М, «Советское радио», 1966

3 Митягин А Ю, Черевацкий Н Я, Дворянkin В Ф Электронная Оже-спектроскопия — метод исследования поверхностных явлений Известия АН СССР, серия «Неорганические материалы», 1971, т VII, № 12, стр 2121

4 Фогель Я М Вторичная ионная эмиссия. Известия АН СССР, серия «Успехи физических наук», 1967, т 91, вып 1, стр 76

5 Сазонов В Н Газовыделение молибдена при термическом и электронном обезгаживании «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып I, стр 88

6 Груздев В Ф, Котюргин Е И, Воронченков А А Послойный масс-спектральный анализ образцов из ленты сплава Pt—Ba «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып 10, стр. 84

7 Вассерман А М Развитие метода восстановительного плавления в инертной атмосфере и исследование новых возможностей его применения для определения кислорода в металлах и неорганических соединениях Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук, 1970

8 Lothar Roth. Untersuchungen über den Oberflächengasanteil bei der Sauerstoffbestimmung in Nickel. Neue Hütte, 1969, Nr 8, s. 498

9. Keith W Guardipee. Two methods for separation of surface and bulk gases in vacuum-fusion analysis of metals. Analyt. Chem., 1970, vol 42, No 4, p. 469.

10 Бенар Ж Окисление металлов Т 1 Пер с франц, под ред Г С Викторovichа М., «Металлургия», 1968

11. Трепнел Б М Хемосорбция М, Изд иностр лит, 1958

12 Джуринский К Б. Простой метод исследования сорбции воды металлическими поверхностями «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып 1, стр 150

13 Черепнин Н В Основы очистки, откочки и обезгаживания в вакуумной технике М, «Советское радио», 1967.

14 Хансен М, Андерко К Структуры двойных сплавов Т 1, М, Металлургиздат, 1962.

Поступила в редакцию 4 мая 1973 г.

УДК 621.78.013.7

В. Н. Сазонов, Л. М. Пономарева

ИЗМЕНЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ОКИСНОЙ ПЛЕНКИ НИКЕЛЯ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ ПРИ НАГРЕВЕ И ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Описаны схема и методика эллипсометрического измерения толщины окисной пленки металла. Приведены результаты исследования изменения толщины окисной пленки никеля при нагреве и электронном облучении в вакууме $3 \cdot 10^{-6}$ — $3 \cdot 10^{-7}$ тор. Показано, что при этих видах обработки металлов в вакууме может происходить как рост, так и удаление окисных пленок. Температура перехода, при которой рост окисной пленки прекращается и начинается ее разрушение, на 450° ниже при электронно-лучевом нагреве.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При нагреве в вакууме в зависимости от температуры и вакуумных условий может происходить как рост, так и удаление окисной пленки металла. Теоретически определить, когда идет тот или иной процесс, невозможно ввиду разнообразия факторов, определяющих направление процесса: наряду с термической диссоциацией окислов и возгонкой при нагреве может происходить их растворение в металле или восстановление примесями, например, углеродом [1]. В то же время явления, связанные с окислением металлов, имеют большое значение для понимания процессов, происходящих во время откачки и тренировки прибора.

В статье описаны схема и методика экспериментального измерения толщины окисных пленок металлов, приведены результаты изменения толщины пленки на никеле после термического и электронно-лучевого нагревов.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Измерение толщины окисных пленок проводилось эллипсометрическим методом, физические основы которого описаны в работах [2, 3]. Оптическая схема применяемого эллипсометра представлена на рис. 1. Линейно-поляризованный свет ($\lambda = 6328 \text{ Å}$) лазера ОКГ-16, проходя через оптическую систему коллиматора, отражается от исследуемого образца 5. В качестве образца используется никелевый (НП-2) диск

диаметром 20 мм и толщиной 2,5 мм, полированный электрохимическим методом до 12-го класса чистоты. В зависимости от оптических свойств поверхности (толщины окисной пленки) световой луч меняет парамет-

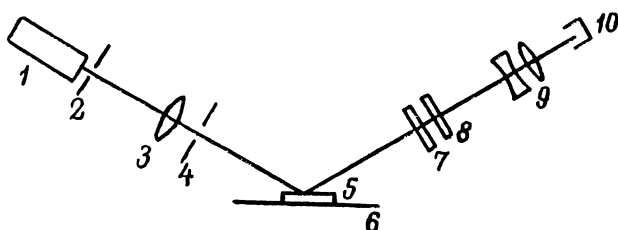


Рис. 1. Оптическая схема эллипсометра;

1 — лазер ОКГ-16; 2 — коллиматорная щель; 3 — объектив коллиматора, 4 — нейтральный светофильтр, 5 — образец, 6 — столик для образца, 7 — компенсатор; 8 — анализатор; 9 — телескоп, 10 — призмник

ры поляризации ΔK и ΔA [3], которые фиксируются при вращении компенсатора 7 и анализатора 8.

Предварительные исследования показали, что если образцы окислены, контакт этих образцов с атмосферой не приводит к заметному росту пленки. Поэтому измерения проводились на предварительно окисленных образцах. По окисленным образцам была проведена калибровка эллипсометра, что позволило обойтись без расчетов, требующих определения оптических свойств атомночистых поверхностей исследуемого металла [3]. Такая калибровка заключается в экспериментальном определении существующей функциональной связи между параметрами поляризации ΔK , ΔA и толщиной пленки [3].

Для калибровки эллипсометра использовался интерференционный метод^{*}. Точность определения толщины пленки этим методом может изменяться в пределах 10—100%. При калибровке было выяснено, что эллипсометр позволяет регистрировать изменение толщины пленки от 10 до 10 000 Å.

Нагрев исследуемых образцов проводился в камере специальной конструкции на установке, откачиваемой турбомолекулярным насосом с предельным вакуумом $5 \cdot 10^{-8}$ тор. Давление в камере от нагрева образца изменялось в диапазоне $3 \cdot 10^{-7}$ — $3 \cdot 10^{-6}$ тор. Парциальные давления в камере перед прогревом определялись омегагроном и составляли: $p_{H_2O} = 3 \cdot 10^{-7}$ тор, $p_{H_2} = 2 \cdot 10^{-8}$ тор, $p_{CO} = 4 \cdot 10^{-9}$ тор, $p_{CO_2} = 3 \cdot 10^{-10}$ тор.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

Изучение динамики изменения толщины окисной пленки от режима обработки проводилось в такой последовательности: никелевые образцы с окисной пленкой определенной толщины подвергались либо термической, либо электронно-лучевой обработке, измерялись значения

* Измерения проводились на МИИ-4 Елавицкой Л. А.

** В проведении экспериментов участвовала Филлипова В. Н.

ΔK и ΔA пленки, по калибровочной кривой определялась толщина пленки.

Измерения толщины пленки при изменении температуры образцов (продолжительность прогрева 10 мин) показали, что нагрев никеля в высоком вакууме до температуры 600°C сопровождается небольшим ($50 \text{ \AA}$) ростом окисной пленки, а выше этой температуры — ее разрушением. Рост окисной пленки обусловлен преобладанием сорбции (над десорбцией) кислородосодержащих газов поверхностью металла вследствие

вызываемой прогревом увеличения сорбционной активности поверхности. Разрушение окисной пленки обусловлено восстановлением ее углеродом с образованием CO , CO_2 и растворением кислорода оксида в объеме металла.

Зависимость толщины окисной пленки на никеле и температуры образцов от энергии бомбардирующих электронов представлена на рис. 2. При низких значениях энергии электронов и температуры образца наблюдается рост окисной пленки. При энергиях же электронов выше 500 эВ и температуре образца более 150°C происходит разрушение окисной пленки.

Таким образом, при электронной бомбардировке температура перехода, при которой рост окисной пленки прекращается и наступает ее разрушение, на 450° ниже, чем при нагреве.

Авторы благодарят Морозова А. И. за ценные советы по работе с установкой, Черепнина Н. В. — за помощь в подготовке работы к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черепнин Н. В. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технике. М., «Советское радио», 1967.
2. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов, пер. с англ. Алексеева В. А., М., «Металлургия», 1965.
3. Tronstad. The investigation of thin surface films on metals by means of reflected polarized light. Trans. Faraday Soc., 1933, vol. 29, p. 502.

Поступила в редакцию 17 апреля 1973 г.

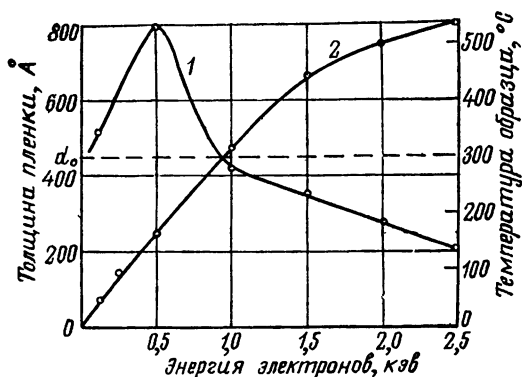


Рис. 2 Изменение толщины окисной пленки (1) и температуры (2) никелевого образца от энергии электронного облучения в вакууме $3 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$ при плотности тока луча $j = 1,25 \text{ ма/см}^2$. Облучение по каждому режиму проводилось в течение 10 мин, d_0 — толщина окисной пленки исходного образца.

Ф. И. Коржинский, В. К. Лобачев, И. А. Машинин, Л. Б. Моисеева, Б. Н. Формозов

ИСПАРИТЕЛЬ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЕНОК КРИОЭЛЕКТРОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ

Описывается конструкция испарителя для получения в вакууме тонких пленок олова, свинца и толстых (свыше 1 $\mu\text{м}$) пленок меди для криоэлектронных интегральных схем СВЧ. Испаритель потребляет мощность $\sim 1,5$ кВт и обладает большим сроком службы. Приводятся зависимость скорости испарения от мощности, потребляемой нагревателем, и диаграмма распределения толщины пленки испаряемого материала по поверхности подложки. Полученные пленки олова, свинца и меди толщиной от 0,5 до 12 $\mu\text{м}$ обладают хорошей устойчивостью к многократным термоциклированиям.

Для испарения олова, свинца и меди при изготовлении проводящих и резонансных элементов криоэлектронных интегральных схем СВЧ различного уровня охлаждения были опробованы известные конструкции испарителей [1—3]. Первоначально использовались испарители типа «лодочка» из танталовой фольги толщиной 150 $\mu\text{м}$ с усиленными токоподводами из молибденовой фольги толщиной 200 $\mu\text{м}$. Лодочка загружалась испаряемым металлом до половины высоты. Однако загрузки хватало только для покрытия двух подложек оловом или свинцом со скоростью не более 50 $\text{\AA}/\text{сек}$. Для создания поликристаллической структуры пленки из возможно более крупных образований (кристаллитов) испарение олова должно вестись с большими скоростями (более 100 $\text{\AA}/\text{сек}$). Достижение таких скоростей испарения возможно лишь при перегреве расплава. При повышении температуры расплава большая часть олова выплескивалась, в результате чего скорость испарения резко снижалась до 10—20 $\text{\AA}/\text{сек}$, что приводило к быстрому выходу испарителя из строя вследствие перегрева лодочки. Для испарения олова и свинца со скоростями более 50 $\text{\AA}/\text{сек}$ такой испаритель непригоден.

Толстые пленки меди из испарителя этого типа также получить не удалось. Для получения толстых слоев в лодочку загружалось большое количество ($\sim 0,01$ кг) меди. Расплавленный металл образовывал участок с малым сопротивлением, и, несмотря на увеличение тока, скорость испарения в дальнейшем не увеличивалась.

Конструкция испарителя, описанная в работе [4], представляется нам громоздкой и сложной в изготовлении. Описанный в работе [5] испаритель позволяет вести «диффузное» испарение, но достижение с его помощью больших скоростей испарения невозможно.

В настоящей работе описывается конструкция испарителя с косвенным нагревом (рис. 1), состоящего из нагревателя и тигля, который мы называли трубчатым испарителем. Нагреватель состоит из танталового цилиндра с приваренными контактной сваркой молибденовыми токоподводами. Толщина стенок танталового цилиндра 150 мкм, толщина токоподводов 500 мкм. Тигель размещается внутри нагревателя и представляет собой выточенный из молибдена цилиндр с толщиной стенки 200 мкм. Тигель ножкой вставляется в держатель. Для повышения к. п. д. нагревателя использованы тепловые экраны из молибдена.

При установке в вакуумной камере тигель тщательно центруется относительно подогревателя. Затем испаритель отжигается при токе 300—320 а в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-5}$ тор, после чего снова проверяется центровка тигля относительно подогревателя.

Для эффективного испарения свинца и олова со скоростями, превышающими 100 Å/сек, через нагреватель необходимо пропускать ток от 250 до 350 а. На рис. 2 приведены графики зависимости скорости испарения олова, свинца и меди от мощности, потребляемой нагревателем.

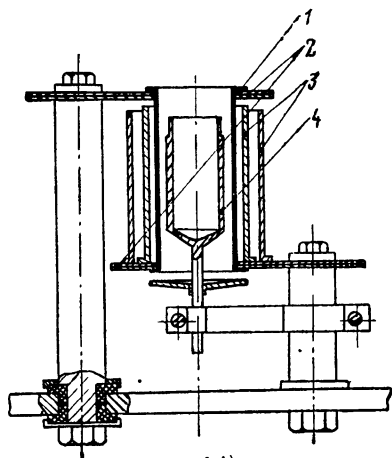


Рис 1 Конструкция испарителя для получения пленок криоэлектронных интегральных схем СВЧ.

1 — нагреватель из танталовой фольги,
2 — токоподводы, 3 — тепловые экраны;
4 — тигель из молибдена.

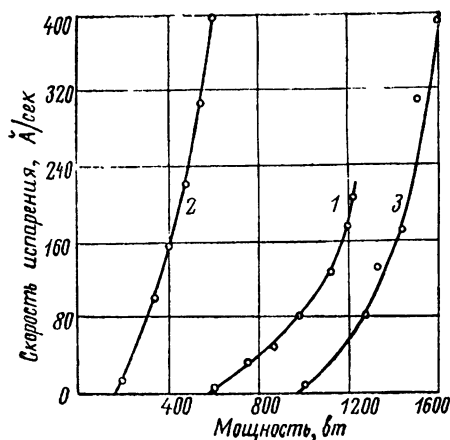


Рис 2. Зависимость скорости испарения олова (1), свинца (2) и меди (3) от мощности нагревателя.

Толщина пленки и скорость осаждения контролировались в процессе испарения по прибору ИСТИ-1. Одной загрузки тигля оловом было достаточно, чтобы нанести пленку толщиной 4 500—5 000 Å на три—четыре подложки со скоростью 135 Å/сек. Скорость испарения свинца можно довести до 400 Å/сек.

Трубчатые испарители выдерживали более 60 циклов испарения. При этом выплескивания испаряемого вещества и попадания на подложку крупных капель металла не наблюдалось.

При испарении меди в тигель загружалось до 0,01 кг металла. Такой загрузки было достаточно, чтобы нанести пленку толщиной 5 мкм

на две подложки. При испарении на одну подложку можно получить пленку толщиной до 12 мкм. Мощность, потребляемая испарителем, 1,3—1,6 кВт, скорость испарения можно изменять от 50 до 400 Å/сек.

Применение описанного испарителя позволило снизить расход загружаемого материала вдвое по сравнению с расходом при использовании испарителя типа «лодочка». Во время испарения в вакуумной установке типа УВН-2М-2 легко удается поддерживать вакуум на уровне $5 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-5}$ торр.

Адгезия пленок меди специально не измерялась, но при многократном термоциклировании от 300 до 77° К и от 300 до 4,2° К пленки меди, нанесенные на подслои хрома

толщиной 200—300 Å, не отслаивались.

На рис. 3 представлена диаграмма распределения толщины пленки испаряемого металла по поверхности подложки для медных пленок толщиной 5 мкм. Расстояние от испарителя до подложки при этом составляло 0,23 м. Разброс пленок по толщине на подложках размером $(60 \times 48) \cdot 10^{-2}$ м, как видно из рисунка, не превышал 10%.

Отношение удельного сопротивления медных пленок толщиной 5—10 мкм при комнатной температуре к остаточному сопротивлению в жидком гелии $\gamma = \frac{R_{293\text{ К}}}{R_{4,2\text{ К}}}$ достигает 40—45, что в 2,5—3 раза превышает соответствующие значения γ для пленок, полученных широко применяемым при изготовлении СВЧ компонентов методом гальванонаращивания толстых пленок на затравочные слои меди толщиной ~0,5 мкм.

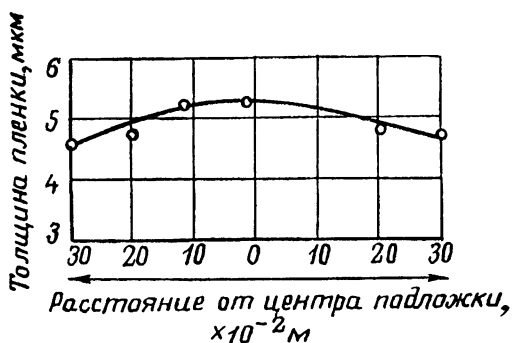


Рис 3 Диаграмма распределения толщины пленки испаряемого металла по поверхности подложки

ЛИТЕРАТУРА.

1. Слуцкая В. В. Тонкие пленки в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1967
2. Иванов-Есипович Н. К. Инженерные основы пленочной микроэлектроники, М., «Энергия», 1968
3. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме М., «Мир», 1963.
4. Пчелкин В. Ю., Солдатенков И. С., Хороменко А. А. Термостатированный испаритель Труды II Всесоюзной конференции по проблеме «Вычислительные системы», секция IV, Новосибирск, 1969.
5. Кузнецов В. Ф., Никитин В. В., Русанова Т. А., Федоров Н. Ф., Формозов Б. Н. Получение тонких пленок свинца диффузным испарением ПТЭ, 1967, № 2, стр. 293

Поступила в редакцию 21 марта 1973 г.

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621 3 049.75

А. М. Бунцельман, С. Н. Извольский**УСТРОЙСТВО ДЛЯ УСКОРЕННОГО ПОЛУЧЕНИЯ
МОНТАЖНОЙ СХЕМЫ ПЕЧАТНОЙ ПЛАТЫ**

Инженеру-разработчику схем различных радиотехнических устройств часто после разработки принципиальной электрической схемы устройства нужно знать, как поведет себя схема на реальной печатной плате. Для этого нужна печатная схема. Времени же на разработку печатной платы, ее изготовление и монтаж уходит довольно много (для сложной схемы — 1–2 недели).

Предлагается ускоренный способ получения монтажной схемы для

печатной платы. Общий вид устройства приведен на рис. 1.

В прозрачной панели из плексигласа размером $5 \times 200 \times 200$ мм, просверлены отверстия диаметром 0,9–1 мм с шагом 2,5 мм (такой шаг предусмотрен ГОСТ 2.307–68 для электрических схем). Важно сверлить отверстия именно в шаг. Это позволяет соблюсти требования Единой системы конструкторской документации (ЕСКД). В этом случае плексиглас с отверстиями выполняет роль координатной сетки в прямо-

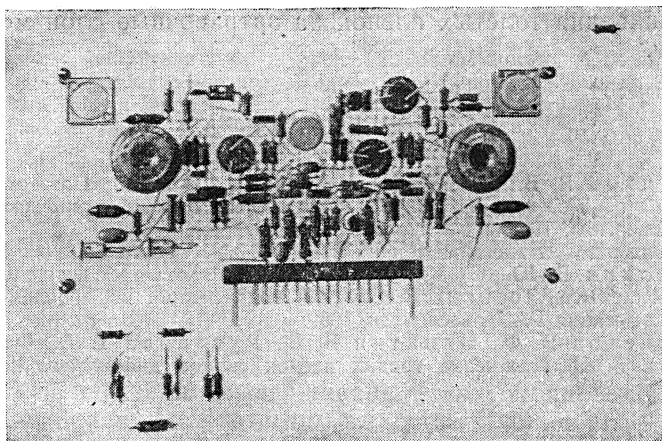


Рис 1 Общий вид устройства

угольной системе координат, т. е. ту же самую роль, что обычная миллиметровка, на которой рисуют детали и соединения между ними по электрической схеме.

В разработанном нами устройстве детали не рисуются, а вставляются в отверстия на панели трафарета, как на реальной печатной плате (рис. 2). Из различных вариантов расположения деталей выбирается один, наилучший с точки зрения компоновки и удобства эксплуатации.

рисуются соединения выводов деталей согласно электрической схеме. Убедившись, что схема в данном исполнении выполнена без ошибок и достаточно компактна, на миллиметровку срисовываются в масштабе 1:1 отверстия, куда вставлены детали и их соединения между собой. Затем на фольгированный гетинакс или стеклотекстолит накладывается полученная на миллиметровке плата с отверстиями, приклеивается липкой лентой к фольге

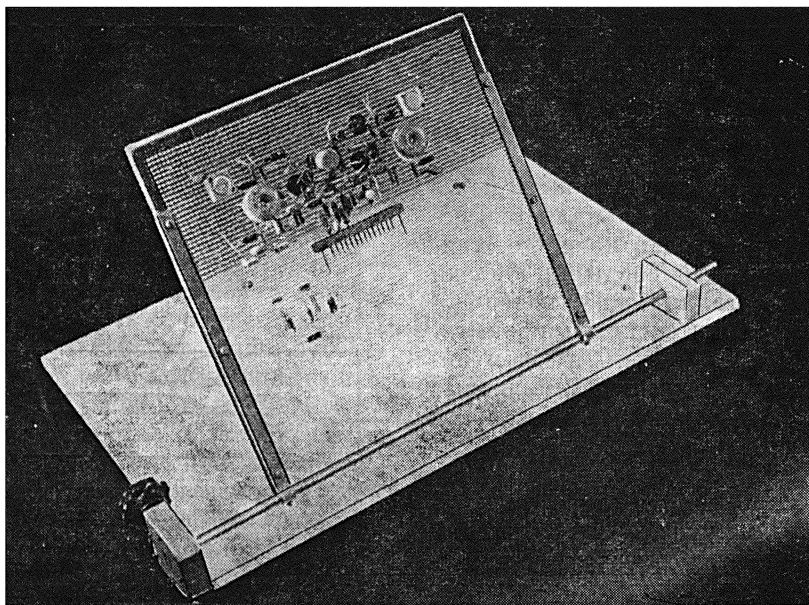


Рис. 2. Схема, собранная на трафарете.

Ножки деталей обкусываются заподлицо с панелью. Чтобы детали при переворачивании панели не выскакивали из отверстий, их прижимают куском какого-нибудь мягкого материала, например, полиуретана.

Трафарет переворачивается с помощью поворотного устройства, а затем, так как плексиглас прозрачен, фламастером (синего цвета) на обратной стороне трафарета

и просверливается согласно разметке.

Далее на фольге все проводники рисуются краской (белая нитра) и плата протравливается в растворе хлорного железа. В результате получается печатная плата, которую надо только смонтировать и настроить. На все это уходит 2—3 дня.

Данное приспособление обеспечивает наглядность в процессе раз-

работки печатных плат и сокращает время. Оно дает возможность наиболее быстро и эффективно использовать площадь платы при вы-

сокой плотности деталей, что очень важно для создания современных экономичных схем.

Поступила в редакцию 11 мая 1973 г.

УДК 621 521

Н. А. Языков

БЕЗМАСЛЯНЫЙ МЕХАНИЧЕСКИЙ ФОРВАКУУМНЫЙ НАСОС

В технике получения вакуума до настоящего времени используются механические ротационные форвакуумные насосы. Основным недостатком этих насосов является использование масла в качестве жидкой уплотняющей среды и смазки трущихся металлических поверхностей, которое интенсивно проникает в откачиваемый объем и коммуникации. Существующие защитные средства недостаточно эффективны, усложняют и удорожают оборудование и его эксплуатацию.

От указанных недостатков свободен безмасляный механический насос объемного действия с деформируемой камерой [1]. Принцип работы насоса заключается в следующем: если к одному концу обычной резиновой трубки *a* (см. рис.) подсоединить замкнутый объем *b*, а вдоль трубки образовать бегущий пережим путем перекатывания по ней роликов *c*, то из объема будут откачиваться газы. Однако при некотором разрежении внутренней полости мягкие стенки трубки будут сдавлены атмосферой и дальнейшая откачка объема прекратится. Если же рабочий участок трубки поместить в вакуумный объем *d*,

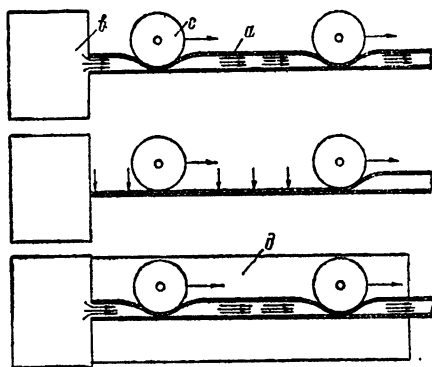


Рис 1 Принципиальная схема работы безмасляного насоса.

то стенки трубки после перекатывания по ним роликов будут возвращаться в исходное положение при любом разрежении внутренней полости. Предельный вакуум такой системы будет определяться, главным образом, герметичностью системы и вакуумными свойствами материала деформируемой трубки.

Выполненная по этому принципу конструкция насоса представлена на рис. 2. В металлическом герметичном корпусе насоса 1 размещены две деформируемые камеры 2 и 3, образованные изогнутой пло-

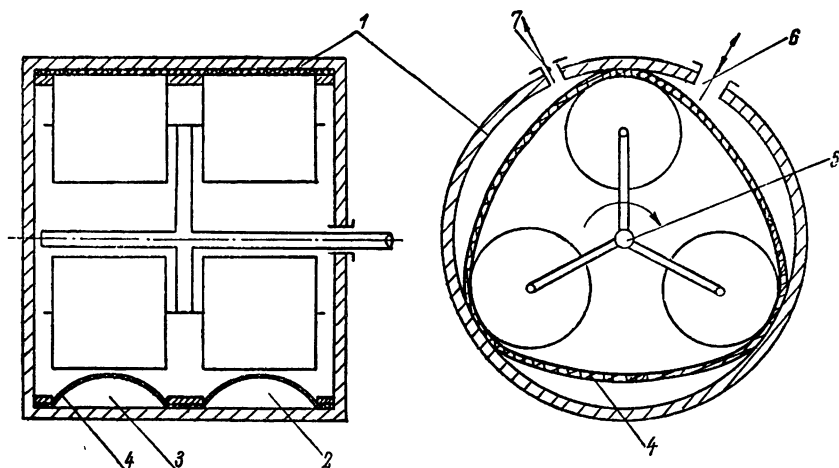


Рис 2 Конструкция насоса

1 — корпус, 2, 3 — деформируемые камеры, 4 — эластичный материал, 5 — турникет, 6 — отверстие всасывающее, 7 — отверстие выхлопное, 8 — пережим, 9 — клапан

скостью эластичного материала 4 и внутренней стенкой корпуса насоса. Одна из этих камер предназначена для откачки реципиента; вторая — для откачки внутренней полости корпуса насоса. В качестве эластичного материала камер используется полиуретан СКУ-7, имеющий низкую упругость пара и высокие механические свойства. Откачка газов насосом происходит при вращении турникета 5 в направлении движения роликов по камере от всасывающего отверстия 6 к выхлопному отверстию 7. Поворотом штурвала, размещенного с внешней стороны корпуса насоса, обеспечивается равномерный и одновременный разжим роликов. Камеры можно подсоединять последовательно, параллельно и независимо друг от друга, что обеспечивает возможность изменения предельного разрежения и быстроты действия насоса, а также откачку одним насосом двух независимых объемов. Разработанный насос при скорости вращения турникета 60 об/мин обеспечивает предельное разрежение $8 \cdot 10^{-4}$ тор и быстроту действия от 0,5 до 1 л/сек. Размеры насоса

300×350×300 мм. Углеводороды в спектре остаточных газов отсутствуют.

Проведены испытания этих насосов в эксплуатации на трех различных высоковакуумных откачных постах: в высоковакуумной безмасляной установке с электроразрядным и сублимационными высоковакуумными насосами; в течейскателе ПТИ-7; в высоковакуумном откачном посту с диффузионным насосом.

При работе в этих откачных постах разработанный безмасляный насос обеспечивает быстроту разгонки и глубину предварительного разрежения не хуже, чем при ранее используемых масляных механических насосах с вымораживающей ловушкой. К настоящему времени насосы отработали около 1000 ч и продолжают работать.

Безмасляный механический насос может быть широко использован в электровакуумной промышленности: для безмасляной откачки электровакуумных приборов от 760 до $1 \cdot 10^{-3}$ тор, для предварительного разрежения высоковакуумных

откачных систем с электроразрядными, сублимационными, турбомолекулярными, диффузионными и крионасосами, для получения и поддержания форвакуума в камерах, где по условиям работы недопустимо присутствие органических веществ (в установках аргоно-дуговой заварки, в течеискателях, в установках сварки электронным лучом, вакуумных шкафах и др.).

Так как в системе, откачиваемой этим насосом, отсутствуют пары технических масел, он может быть использован и для нужд народного хозяйства, например, в пищевой промышленности и медицине.

На основе разработанной конструкции имеется возможность создать модификации насосов на разную производительность. Усовершенствование насоса позволит повысить его предельное разрежение до $10^{-5} \cdot 10^{-6}$ тор, что обеспечивает еще более широкий диапазон его применений.

ЛИТЕРАТУРА

1 Языков Н. А., Афанасьев В. А. Безмасляный механический форвакуумный насос. Решение о выдаче авторского свидетельства № 1654087/44-6 от 29 мая 1971 г.

Поступила в редакцию 1 марта 1973 г.

УДК 536.5 : 621 385

Б. И. Голубь, А. И. Пипко, В. Е. Александров, В. Я. Плисковский

ТЕЛЕВИЗИОННОЕ УСТРОЙСТВО ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ОБЪЕКТА

В ряде случаев, связанных со спецификой технологии изготовления электровacuумных и полупроводниковых приборов, возникает необходимость в измерении температуры объекта и температурных распределений по его поверхности.

Обычно для подобных целей используются широко известные визуальные яркостные пирометры, которые, однако, позволяют измерять температуру лишь в одной точке и не могут дать представление об общем тепловом состоянии поверхности исследуемого объекта [1].

Разработанное устройство является первым промышленным прибором, позволяющим не только

проводить дистанционное измерение температуры объекта, но и наблюдать распределение температуры по его поверхности [2]. Блок-схема этого устройства приведена на рис. 1.

Излучение от объекта с помощью оптической системы переноса и совмещения изображения 1 передается на систему преобразования инфракрасного излучения 2, где с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) это излучение преобразуется в видимое.

Полученное на выходе ЭОП видимое изображение объекта оптической системой переноса 3 передается затем на приемную трубку

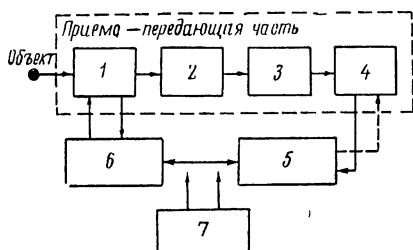


Рис. 1. Функциональная блок-схема устройства.

1 — оптическая система переноса и совмещения изображения, 2 — система преобразования инфракрасного излучения, 3 — оптическая система переноса видимого изображения, 4 — телевизионная система передачи изображения, 5 — видео-контрольное устройство, 6 — приставка для измерения температуры, 7 — блок питания устройства

телевизионной системы передачи изображения 4 и далее на экран электронно-лучевой трубки видео-контрольного устройства (ВКУ) 5.

ВКУ снабжено дополнительной приставкой 6, с помощью которой производят измерения температуры и ее распределение по поверхности объекта.

На рис. 2 приведена схема основного узла прибора — приемо-передающей части.

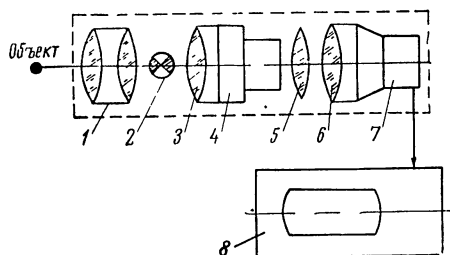


Рис. 2 Схема приемо-передающей части

1 — объектив, 2 — пирометрическая лампа, 3 — микрообъектив, 4 — электронно-оптический преобразователь, 5, 6 — оптические системы, 7 — приемо-передающая трубка, 8 — видео-контрольное устройство

Изображение исследуемого объекта киносъёмочным объективом 1 типа ОКС-1-100-1 совмещается с плоскостью расположения нити накаливания пирометрической лам-

пы 2 типа СИ2-0,007 и затем проецируется микрообъективом 3 типа МИР-2 на приемную поверхность ЭОП 4 типа П-5-01. С выхода ЭОП видимое изображение исследуемого объекта и нити накаливания пирометрической лампы 2 с помощью оптической системы 5 и 6, состоящей из двух объективов «Юпитер-3», переносится на экран приемо-передающей трубки 7 типа ЛИ-405 и воспроизводится на экране видео-контрольного устройства 8. Наводка на резкость и фокусировка осуществляются оператором вручную с помощью объектива 1 (см. рис. 2).

Измерения температуры и ее распределения по поверхности исследуемого объекта производятся дистанционно по изображению на экране ВКУ. Для этого оператор потенциометром, установленным в приставке 6 (см. рис. 1), уравнивает яркость свечения нити накаливания пирометрической лампы и исследуемого участка поверхности объекта излучения и определяет температуру исследуемого участка по отсчетному устройству.

На рис. 3 показан общий вид телевизионного устройства дистанционного измерения, состоящего из

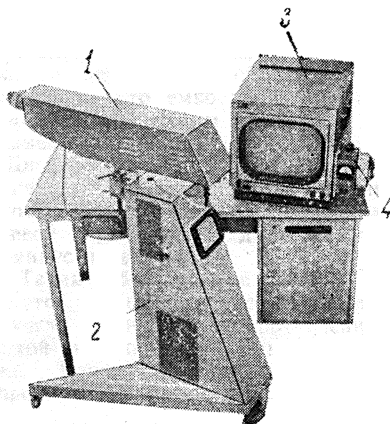


Рис. 3 Общий вид телевизионного устройства дистанционного измерения температурных распределений на объекте

приемо-передающей камеры 1, установленной на штативе 2, и видео-контрольного устройства 3 с приставкой 4.

Разработанное устройство имеет следующие основные технические характеристики:

Температурный диапазон измерения	600—1 400° С
Разрешающая способность	25° С
Минимальные размеры объекта	φ 0,3 мм
Расстояние до объекта измерений	0,07—5 м
Увеличение	6—80

Телевизионное устройство дистанционного измерения успешно применяется для изучения температурного распределения на различных элементах, находящихся в вакуумном объеме или во внутренней полости электровакуумных приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган А В Микропирометры с электронно-оптическим преобразователем. «Измерительная техника», 1967, № 12
2. Голубь и др. Устройство для телевизионной передачи температурных распределений теплового поля низкотемпературных источников излучений Решение о выдаче авторского свидетельства № 1739755/29-9 от 3 VII 1972 г.

Поступила в редакцию 13 марта 1973 г.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.372.825.4

Р. А. Силин, В. С. Смирнов

ОБ УПРАВЛЕНИИ ВЕЛИЧИНОЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЯЗИ
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК

Управлять соотношением амплитуд пространственных гармоник в замедляющих системах приходится при создании систем с необходимыми свойствами. Иногда это достигается объединением одноступенчатых систем в многоступенчатую. Так, например, если объединить две гребенки, обладающие наибольшим сопротивлением связи на ветви с положительной дисперсией, то можно получить систему типа «встречные штыри» с наибольшим сопротивлением связи на ветви с отрицательной дисперсией.

Свойства многоступенчатых систем и связанные с ними возможности изменения дисперсионных характеристик и сопротивления связи подробно описаны в книге [1]. Как правило, при получении Q -ступенчатой системы из одноступенчатой период системы увеличивается в Q раз, дисперсионная характеристика исходной системы разрывается на Q частей и появляются дополнительные пространственные гармоники, амплитуда которых в ряде систем оказывается достаточно высокой.

В работах [2, 3] описана двухступенчатая система (рис. 1,а), которая получается из одноступенчатой введением дополнительных электродов в каждом периоде.

Характер дисперсии остается таким же, как и для одноступенчатой системы, поскольку введение дополнительных электродов приводит лишь к незначительному изменению емкости (рис. 1,б). Более существенным для такого типа системы оказывается перераспределение амплитуд пространственных гармоник, которое в [2, 3] не изучено.

Полагая поле между каждой парой соседних пластин направленным вдоль оси

z и не зависящим от z , получим выражение для квадрата амплитуды пространственной гармоники, соответствующей сдвигу фаз φ на периоде

$$M^2(\varphi) = M^2 \left\{ \frac{\sin^2\left(\frac{\varphi l_1}{2d}\right)}{\left(\frac{\varphi l_1}{2d}\right)^2} + \frac{\sin^2\left(\frac{\varphi l_2}{2d}\right)}{\left(\frac{\varphi l_2}{2d}\right)^2} - 2 \frac{\sin\frac{\varphi l_1}{2d}}{\left(\frac{\varphi l_1}{2d}\right)} \frac{\sin\frac{\varphi l_2}{2d}}{\frac{\varphi l_2}{2d}} \cos\left[\varphi\left(\frac{l_1+l_2}{2d} + \frac{\tau_1}{d}\right)\right] \right\},$$

где d , l_1 , l_2 , τ_1 — размеры, обозначенные на рис. 1.

Определение и способ вычисления величины M^2 описаны в [1] на стр. 81 и 266*.

На рис. 1,в показаны результаты расчета дисперсионной характеристики и распределения сопротивления связи для одно- и двухступенчатой систем в предположении, что емкости и индуктивности эквивалентной схемы (рис. 1,б) остаются неизменными.

Дисперсионные характеристики систем одинаковы, тогда как сопротивление связи одноступенчатой системы преобладает на нулевой гармонике, а двухступенчатой — на минус первой.

Таким образом, при замене одноступенчатой системы двухступенчатой можно получить увеличение сопротивления связи на той или иной пространственной гармонике. Точно такое же перераспределение сопротивлений связи произойдет в любой

* В работе [2] на стр. 154 при выводе аналогичного выражения допущена опечатка, приведшая к неверному выводу о том, что при равных зазорах l_1 и l_2 невозможно взаимодействие бегущей волны с электронным потоком

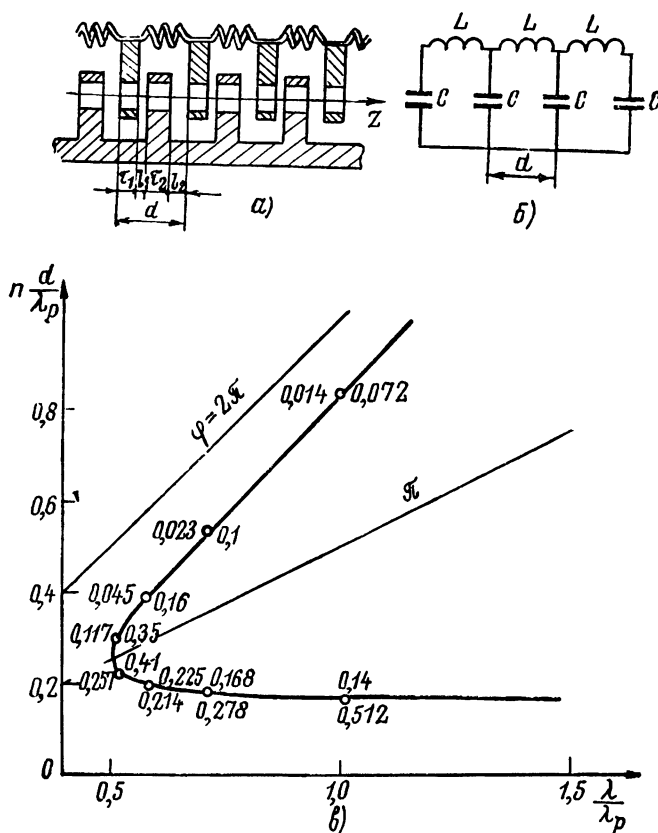


Рис 1. Замедляющая система (а), ее эквивалентная схема (б), дисперсионная характеристика и значения сопротивления связи в относительных единицах (в)

Цифрами на кривых указаны значения $2\pi CK_{св}/\lambda_p$ для одноступенчатой системы ($d=1$, $l_1=l_2=0,2$; $\tau_1=\tau_2=0,3$).

$$\sin \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_p}{\lambda}; \quad \lambda_p = 2\pi c \sqrt{LC}; \quad K_{св} = \frac{\lambda_p}{\pi c C} M^2 \frac{1}{2\varphi^2 \sin \frac{\varphi}{2}}.$$

другой замедляющей системе, если между электродами замедляющей системы, образующими пространство взаимодействия, поместить вспомогательные электроды, потенциал которых равен нулю. Примеры таких систем из [4] приведены на рис 2.

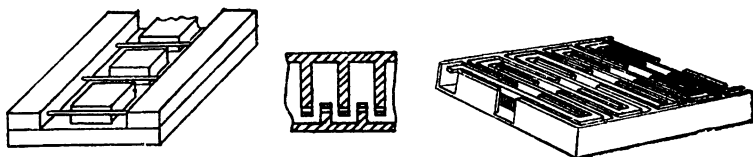


Рис 2 Примеры замедляющих систем, у которых должно наблюдаться перераспределение сопротивления связи, показанное на рис 1, в.

ЛИТЕРАТУРА

1 Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы «Советское радио», М., 1966

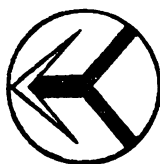
2 Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы «Наукова думка», 1965, г. Киев

3 Мачулка Г. А., Науменко Е. Д. Замедляющая система типа фильтра для

мощных ЛБВ дециметрового диапазона «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, № 10, стр. 1660

4 Тесленко Л. Ф. и др. Замедляющие системы, патенты Великобритании, США, Франции, ФРГ. Обзоры по электронной технике, 1972, вып. 10(52) и 11(53), ЦНИИ «Электроника»

Поступило в редакцию 20 марта 1973 г.



СВЕРХМАЛОШУМЯЩИЕ ГЕНЕРАТОРНЫЕ КЛИСТРОНЫ ДЛЯ ДОППЛЕРОВСКИХ РЛС

Сотрудники фирмы AEG Telefunken сообщают о разработке двух сверхмалошумящих трехрезонаторных генераторных клистронов на частоту 16 Гц: ТК16033 с выходной мощностью 5 вт и ТК16035 с выходной мощностью 2,4 вт [1].

Исследование шумов этих клистронов на частоте 500 гц от несущей показало, что шум первого из них на 45 дб, а второго — на 35 дб ниже, чем у обычного клистрона (для сравнения был взят американский клистрон А-533 с выходной мощностью 8 вт).

Устранение релаксационных колебаний позволяет снизить шумы клистронов примерно на 50 дб в диапазоне частот 10^3 — 10^4 гц от несущей.

ТК16033 представляет собой клистрон, у которого первые два резонатора имеют обратную связь через внешний стабилизирующий резонатор. Добротность первых двух резонаторов — 950, стабилизирующего — 9 200.

Введение стабилизирующего резонатора снизило частотные шумы клистрона ТК16033 в диапазоне частот от 0,5 до 200 кгц от несущей на 15 дб. Кроме того, крутизны ухода частоты в нормальном режиме работы ($U_a = 2300$ в; $I_{\text{луча}} = 52$ ма; $U = 6,3$ в) снижены до величин менее 7 кгц/в по анодному напряжению и менее 0,7 кгц/в по напряжению накала.

У генераторного клистрона ТК16035 первые два резонатора связаны между собой через щель, а стабилизирующий наружный резонатор, работающий на колебаниях типа H_{011} , подключен ко второму резонатору. Добротность первых двух резонаторов клистрона — 1 200, стабилизирующего — 11 700.

Введение стабилизирующего резонатора снизило частотные шумы клистрона ТК16035 на 15 дб в диапазоне частот от 0,5 до 200 кгц от несущей. Крутизны ухода частоты клистрона в нормальном режиме ($U_a = 2500$ в; $I_{\text{луча}} = 40$ ма; $U = 6,3$ в) снижены до величины менее 10 кгц/в по напряжению анода и менее 0,5 кгц/в по напряжению накала.

Сверхмалый уровень шума в любых клистропах может поддерживаться только в отсутствие релаксационных колебаний, наблюдаемых при давлении остаточных газов от $8 \cdot 10^{-9}$ до 10^{-6} тор. Причиной этих колебаний являются вторичные электроны и ионизированные молекулы остаточных газов.

Устранить релаксационные колебания можно путем снижения давления остаточных газов в клистроне. С этой целью был принят ряд технологических мер. Например, клистроны откачивались на стенде, предельный вакуум которого составлял 10^{-11} тор, затем обезгаживались при температуре выше 600°C . Матричный (импрегнированный) катод активировался при температуре 1300°C и работал при 1000°C .

Клистроны откачивались от откачной системы немедленно после нагрева. Катод оставался включенным.

Для устранения вторичных электронов, выходящих из коллектора, рабочая поверхность медного коллектора покрывалась слоем молибдена. Во избежание корро-

зии наружной поверхности клистрона и вакиона, приводящей к проникновению сквозь металлические стенки атомарного водорода, на внешнюю поверхность клистронов гальваническим путем до откачки прибора наносился тонкий слой золота.

В течение двух лет клистроны многократно включались в рабочий режим (общая длительность работы 1 000 ч), при этом шумы не увеличивались. Незначительное повышение шума после долгого хранения исчезало через несколько минут работы клистрона.

1. NTZ, 1972, Bd. 5, No 1, S. 13—15.

В. К., М. Б.

РОСТ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ ПРОДУКЦИИ В США В 1972 г. [1]

В 1972 г. в США промышленное производство радиоэлектронной продукции достигло 29,8 млрд. долл. По сравнению с 1971 г. рост производства в целом по радиоэлектронной промышленности составил 7%.

Объем продаж связной и промышленной радиоэлектронной аппаратуры оценивается в 12,2 млрд. долл. (рост 10%), бытовой — в 6 млрд. долл. по сравнению с 5,5 млрд. долл. в 1971 г. (это самый высокий показатель за всю историю развития бытовой радиоэлектроники).

Военный и космический рынки радиоэлектронной аппаратуры в 1972 финансовом году, как и в 1971 г., составили 11 млрд. долл.

Рынок компонентов для замены компонентов действующей аппаратуры увеличился по сравнению с 1971 г. на 12% и составил 710 млн. долл. Ниже приведен долгосрочный прогноз развития радиоэлектронной аппаратуры в США (в млрд. долл.), сделанный Ассоциацией радиоэлектронной промышленности до 1985 г.

	1975 г.	1980 г.	1985 г.
Связь и промышленность	19,9	29,3	45,5
Бытовая радиоэлектроника	6,5	8,8	12,9
Правительственный сектор	15	18,8	22,5
Рынок компонентов	7,6	10,4	14,2

1. EDN, 1973, No 3, p. 16.

О. Б.

НОВЫЕ БУКВЕННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ДИАПАЗОНОВ СВЧ [1]

В мае 1970 г. Министерство обороны США приняло новые буквенные обозначения частотных диапазонов, которые начинают все чаще встречаться в американской периодической научно-технической литературе.

В таблице представлены новые и старые буквенные обозначения частотных диапазонов.

Новое обозначение		Старое обозначение	
Буква	Диапазон частот, ГГц	Буква	Диапазон частот, ГГц
A	0,250	I	0,1—0,15
B	0,250—0,50	G	0,15—0,225
C	0,5—1,0	P	0,225—0,39
D	1,0—2,0	L	0,39—1,55
E	2,0—3,0	S	1,55—5,2
F	3,0—4,0	C	3,9—6,2
G	4,0—6,0	X	5,2—10,9
H	6,0—8,0	K	10,9—36,0
I	8,0—10,0	Q	36,0—46,0
J	10,0—20,0	V	46,0—56,0
K	20,0—40,0		
L	40,0—60,0		

1 The Electronic Engineer, 1972, vol 31, No 11, pp. 32—40.

О. Б.

РАЗВИТИЕ РАБОТ ПО РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМ МАГНИТАМ

Работы по редкоземельным магнитам ведутся многими зарубежными фирмами и университетами в нескольких направлениях [1].

1. Фирмы General Electric, Varian, Raytheon, а также Питтсбургский (США) и Токийский (Япония) университеты работают над созданием супермагнитов. Для этой цели они используют компаунды типа R_2Co_{17} (редкие земли — кобальт). Такие компаунды способны обеспечить энергетическое произведение $B \times H$, равное 80 Мгс · э (что в четыре раза больше, чем у $SmCo_5$), и точку Кюри $940^\circ C$.

Одним из препятствий, которое может возникнуть на пути создания таких супермагнитов, может оказаться присущая компаундам R_2Co_{17} сильная антиферромагнитная связь. Специалисты Питтсбургского университета надеются преодолеть это препятствие введением в компаунды третьего компонента.

Фирма Raytheon в этом отношении не имеет сомнений и надеется на успешную реализацию магнитов на компаундах R_2Co_{17} в ближайшие несколько лет.

2. Фирмы General Electric, Raytheon, Indiana General (США), Krupp (ФРГ) работают над созданием компаундов, обеспечивающих большую механическую прочность, чем довольно хрупкий $SmCo_5$. Они пробуют использовать в сочетании с Co и Sm смеси редкоземельных металлов ММ (mischmetall). Такие компаунды при большей прочности смогут обеспечить 85% величины $B \times H$, полученной на $SmCo_5$.

Некоторые специалисты не возлагают на такие компаунды особых надежд, считая, что они имеют худшую температурную стабильность. Однако единого мнения в этом вопросе пока нет. Например, фирма Raytheon сообщает, что она не только разрабатывает магниты на компаундах Sm-ММ-Co, но и магниты на ММ-компаундах, которые надеется выпустить в 1973 г.

3. Особое направление составляют работы, направленные на снижение стоимости $R-Co$ магнитов.

Уже сейчас только за счет расширения рынка сбыта стоимость этих магнитов снизилась, а величина магнитного потока на один доллар снизилась до ее значения в магнитах из аллико.

Фирмы пытаются снизить стоимость R—Co магнитов путем решения ряда технических проблем. Sm довольно дорог (50 долл. за фунт, стоимость кобальта — 2 долл. за фунт), поэтому фирмы стремятся заменить самарий более дешевым материалом. Делаются попытки использовать празеодим (Pr) (стоимость его 20 долл. за фунт) в сочетании с самарием. Магниты из PrSmCo_5 более сильные, чем из SmCo_5 . В ближайшие годы ожидается получить на них величину ВН, равную 20—25 Мгс.э.

Некоторые фирмы используют вместо самария церий (Ce) (стоимость — 12 долл. за фунт). Ce—Co магниты имеют величину $(\text{ВН})_{\text{макс}}$ около 12 Мгс.э.

Характеристики современных магнитных материалов приведены в таблице.

Характеристики магнитных материалов

Материалы	Остаточная индукция, кГс	Коэрцитивная сила, кЭ	Максимальное энергетическое произве- дение, Мгс.э	Температура Кюри, °С
SmCo_5	9,6	8,0	23,4	725
PrCo_5	9,4	5,8	17,3	621
CeCo_5	6,5	6,7	12	500
MMCo_5	4,1	4,8	12	495
SmPrCo_5	10,0	8,9	26	—
SmMMCo_5	9,0	7,8	20,0	—
SmCeCo_5	7,7	3,8	13,5	—
PtCo_5	6,5	4,8	9,5	500
Alnico-9	11,0	2,0	12	860
	3,4	3,2	3,5	450

1. Microwave, Sept. 1972, pp. 9—10.

З. Г.

НАЧАЛСЯ ПРОМЫШЛЕННЫЙ ВЫПУСК ГИБРИДНОГО СВЧ ПРИБОРА [1, 2]

Четыре года в США ведутся разработки гибридных вакуумно-полупроводниковых приборов, или полупроводниковых приборов, управляемых электронным лучом (EBS). Фирма Watkins—Johnson начала продажу таких приборов.

Прибор фирмы WJ-3660 представляет собой мощный импульсный линейный усилитель, выпускаемый в двух вариантах:

Вариант	Частота, Мгц	Мощность, вт	$K_{\text{ус}}$, дБ	$K_{\text{зап}}$
I	0—160	150	25	—
II	0—320	50	20	0,02

В начале разработок ожидалось применение гибридного прибора в качестве усилителя в длинноволновой части СВЧ диапазона, а также как усилителя видеоимпульсов. В настоящее время выявились дополнительные возможности этого прибора — переключение и модуляция высоких токов и высоких напряжений.

Метод экранировки луча, использованный при создании полупроводниковых мишеней прибора, решил проблемы долговечности и надежности, возникшие в начале разработок. Диоды мишени, поставленные на испытания долговечности, непрерывно проработали 2 000 ч, что эквивалентно десяткам тысяч часов импульсной работы.

1. EDN, 1973, No 6, p. 4.
2. Aviation Week and Space Technology, 1973, vol. 98, No 6, p. 49.

Ю. Ч.

СВЧ ТРАНЗИСТОРЫ НЕ ГОТОВЫ ДЛЯ ЗАМЕНЫ МАГНЕТРОНОВ В СВЧ ПЕЧАХ [1]

Изготовители СВЧ печей в США (фирмы Raytheon, Litton) и Японии (Hitachi Ltd) рассматривают возможность замены магнетронов в печах СВЧ транзисторами. Однако, согласно общему мнению, СВЧ транзисторы еще не имеют необходимых характеристик и все еще слишком дороги.

Технические проблемы разработки полупроводникового генератора СВЧ, по мнению отделения Atherton фирмы Litton, могут быть решены. Например, вполне реально получение в них мощности 400—600 Вт в диапазоне частот 2,4—2,5 ГГц.

Одним из недостатков СВЧ транзисторов является значительно более низкий, чем у магнетронов, применяемых в печах, к. п. д., поэтому для печей на транзисторах требуется подводимая мощность, превышающая допустимую в обычных квартирах (напряжение 110 В при токе 15 А).

Другим недостатком СВЧ транзисторов является их дороговизна. Полупроводниковый генератор, разрабатываемый фирмой Hitachi, оценивается в 1 000 долл., в то время как цена магнетрона — 50 долл.

В США стоимость магнетрона мощностью 600 Вт составляет в производстве около 1/4 стоимости печи в розничной продаже (типовая розничная цена печей — 300—400 долл.).

По оценке фирмы Litton, в США объем продаж печей в 1973 г. составит 500 000 шт. по сравнению с 300 000 шт., проданных в 1972 г.

Отделение Atherton фирмы Litton не во всех моделях выпускаемых печей использует свои магнетроны, оно покупает их также у японских фирм Hitachi и Toshiba.

В ближайшие годы объем продаж СВЧ печей в США не изменится, несмотря на широкое обсуждение вопросов, связанных с безопасностью СВЧ печей. Об этом заявили представители фирм Raytheon и Ampereh.

- 1 Electronic News, 1973, No 917, p. 58.

О. Б.

СВЧ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ КОНКУРИРУЮТ С БИПОЛЯРНЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ [1]

В прошедшем десятилетии биполярные транзисторы основательно потеснили ЛБВ в маломощных СВЧ схемах. Сейчас биполярные транзисторы сами оказались перед лицом серьезной угрозы со стороны полевых транзисторов. Эта угроза особенно

сильно ощущается в области маломощных приборов на частотах, превышающих 6 Гц, хотя исследователи — разработчики полевых транзисторов утверждают, что и на частотах 2—6 Гц полевые транзисторы по шумовым параметрам имеют потенциальные возможности превзойти биполярные мощные транзисторы.

Состояние техники в случае слабо-сигнальных применений как биполярных, так и полевых транзисторов показано на рисунке.

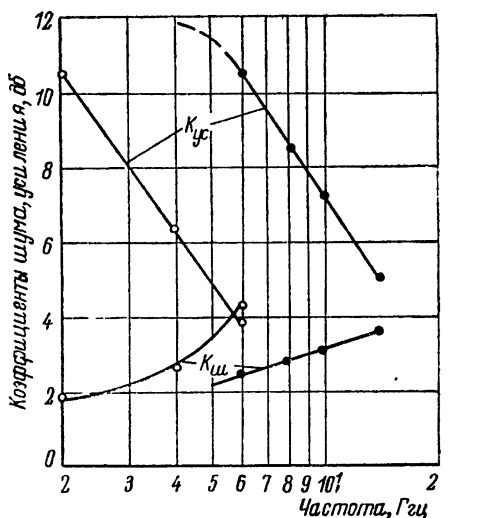
В связи с тем, что у биполярных транзисторов с увеличением частоты значительно быстрее ухудшаются шумовые параметры, чем у полевых, полевые транзисторы получают особые преимущества на частотах выше 5—6 Гц. На этих частотах полевые транзисторы отличаются также более высоким коэффициентом усиления, пока, однако, остается нерешенной проблема получения стабильного усиления на частотах ниже 5 Гц.

Сложные задачи согласования импедансов были решены фирмой Hewlett Packard при конструировании трехкаскадного усилителя с коэффициентом усиления 25 дБ. Центральная рабочая частота усилителя лежит в диапазоне несколько выше 8 Гц, а коэффициент шума всего устройства не превышает 6 дБ.

По уровню мощности полевые транзисторы пока только догоняют биполярные. Однако основные трудности в создании полевых транзисторов большой мощности были преодолены специалистами фирмы RCA. Они разработали многозатворный прибор на одном кристалле с выходной мощностью в непрерывном режиме 0,8 Вт на частоте 4 Гц. До этой разработки многоэлектродные полевые структуры вообще практически не рассматривались, так как все три электрода полевого транзистора, расположенные на одной поверхности кристалла, не могли быть соединены без нарушения монолитности кристалла, как это делается в биполярных транзисторах. В данном случае восемь параллельных затворов одного кристалла соединяются общей контактной площадкой.

Разработчики фирмы Fujitsu (Япония) сделали следующий шаг в конструировании многозатворных приборов: они предложили сетчатую геометрию прибора, позволяющую изготовить полевой транзистор с выходной мощностью в непрерывном режиме 1,6 Вт на частоте 2 Гц.

Следует отметить, что в настоящее время полевые транзисторы находятся в стадии перехода от ОКР в серийное производство. Например, фирма Fairchild поставляет на рынок маломощный полевой транзистор модели MT-900, обеспечивающий коэффициенты усиления 8 дБ и шума 4 дБ на частоте 8 Гц. Стоимость этого прибора 500 долл. (к концу года предполагается снизить цену до 300 долл.).



○ ○ ○ — биполярные транзисторы, ● ● ● — полевые транзисторы.

САМЫЙ МОЩНЫЙ ПРОМЫШЛЕННЫЙ CO₂ ЛАЗЕР

Фирма AVCO Everett Research Lab. (США) разработала самый мощный промышленный CO₂ лазер непрерывного действия с мощностью излучения более 10 кВт на длине волны 10,6 мкм [1].

Фирма Caterpillar Tractor Co планирует изучение применения этого лазера в области металлообработки и производственных процессов (теплообработка, механизация процессов, резка, сварка и др.).

С учетом будущего спроса на рынке фирма AVCO сконструировала этот лазер в соответствии со стандартами техники безопасности. Лазер сможет работать в условиях высокой температуры, кислотности и высокой степени загрязнения окружающей среды. Прибор также приспособлен к работе в автоматической линии, управляемой ЭВМ.

1. Electronics, 1973, vol. 46, No 2, p. 101.

Л. С.

СОДЕРЖАНИЕ

Физика явлений в электронных приборах

<i>Гаврилов М. В., Трубецков Д. И.</i> — Возбуждение пьезоэлектрических волноводов	3
--	---

Конструирование

<i>Блейвас И М, Моносов Г. Г., Обрезан О. И., Хомич Р. А.</i> — Исследование коллекторов с рекуперацией для лампы бегущей волны М-типа	10
<i>Тумакова Р Н, Белоусов В. А., Трофимов А В.</i> — Метод определения геометрических размеров Н-образных резонаторов с помощью графиков	22
<i>Лошицкий П. П., Рыбалка В. В.</i> — Влияние параметров корпуса ЛПД на величину произведения коэффициента усиления на ширину полосы для усилителей отражательного типа	28

Характеристики приборов

<i>Гассанов Л. Г., Клушин А А., Крахмалов А. М.</i> — Исследование регенеративного усилителя на клистроне с распределенным взаимодействием	33
<i>Ильина Е. М, Кац А. М., Кудряшов В. П., Миркин В. И.</i> — Улучшение нелинейных характеристик ЛБВ	42

Моделирование

<i>Шпенсвол М. А., Кухтин Э. С</i> — Метод решения некоторых нестационарных задач электроники СВЧ на аналого-цифровом вычислительном комплексе	51
<i>Штыров А И., Розанов А В.</i> — Коэффициент шума ЛБВ при конечных значениях параметра усиления с учетом обратного излучения	62

Электронная оптика

<i>Гинзбург В. Е., Лейман В. Г.</i> — Фонтанирование интенсивных электронных пучков	70
---	----

Катодная электроника

<i>Никонов Б П., Турсунметов К. А</i> — Тепловой режим работы и долговечность оксидного катода	80
<i>Воронков И. Е, Ходневич С. П.</i> — Связь эмиссионной неоднородности с низкочастотными шумами эмиссии оксидных катодов	92

Измерения. Аппаратура

<i>Иванов Н И, Иголкин В В</i> — Экспериментальное исследование предельного цилиндрического резонатора типа H_{011}	96
<i>Калинин Ю. А, Панин А. Ф.</i> — Экспериментальное исследование амплитуды и фазы ВЧ составляющей тока пучка на выходе из замедляющей системы ЛБВО	100

Технология

<i>Маркин Б. В, Джурунский К. Б, Клементьев Ю. Ф., Коменду Л. Е., Свяжигин А Г.</i> — Газообразующие примеси на поверхности и в объеме металлов	110
<i>Сазонов В Н, Пономарева Л. М.</i> — Изменение толщины окисной пленки никеля в высоком вакууме при нагреве и электронном облучении	118
<i>Коржинский Ф. И., Лобачев В. К., Машинин И. А, Моисеева Л. Б, Формозов Б. Н.</i> — Испаритель для получения пленок криоэлектронных интегральных схем СВЧ	121

Производственно-технический опыт

<i>Бунцельман А. М., Извольский С. Н.</i> — Устройство для ускоренного получения монтажной схемы печатной платы	124
---	-----

<i>Языков Н. А.</i> — Безмасляный механический форвакуумный насос	126
<i>Голубь Б. И., Пипко А. И., Александров В. Е., Плисковский В. Я.</i> — Теле- визионное устройство дистанционного измерения распределения температуры на поверхности объекта	128

Краткие сообщения

<i>Силин Р. А., Смирнов В. С.</i> — Об управлении величиной сопротивления связи пространственных гармоник	131
--	-----

Информация. 1. Сверхмалощумящие генераторные клистроны для доплеров- ских РЛС. — 2. Рост производства радиоэлектронной продукции в США в 1972 г. — 3. Новые буквенные обозначения диапазонов СВЧ. — 4. Развитие работ по редкоземельным магнитам	134—140
--	---------

Редактор <i>Федорова К. В.</i>		Корректор <i>Путинцева В. А.</i>	
Т-15571	Подписано к печати 17/X 1973 г.	Заказ 1376	Формат 70×108 ¹ / ₁₆
Печатных листов 9	Учетн. изд. 11	Тираж 1 400	Цена 1 руб