

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
14	Формула (6)	$\theta = \frac{\lambda T}{\theta_0 \delta}, \dots$	$\theta = \frac{\lambda T}{Q_0 \delta}, \dots$
20	Формула (15)	$\frac{\partial \theta}{\partial x} \approx -x + \frac{x}{\sqrt{\pi \tau}}$	$\frac{\partial \theta}{\partial x} \approx -x + \frac{x}{\sqrt{\pi \tau}}$
21	17-я сверху	. Величина градиента температуры ..	.. Величина максимума градиента температуры ..
49	13-я сверху	$v_T \approx v_T^2 - \dots$	v_T и $v_T^2 - \dots$
53	8-я сверху	$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{cp} \Delta \omega}{2\pi}$	$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{cp} \Delta \omega}{2\pi}$ (18)
82	Формула (8)	$\dots - \left(\frac{\sin \frac{a q \zeta}{2}}{\frac{a \zeta}{2}} \right)^2 \Bigg] \Bigg\},$	$\dots - \left(\frac{\sin \frac{a q \zeta}{2}}{\frac{a q \zeta}{2}} \right)^2 \Bigg] \Bigg\},$
83	21-я снизу, заголовок раздела	3 Обсуждение результатов тока боковой частоты	3 Обсуждение результатов расчета тока боковой частоты
117	Фамилии авторов	В. Г. Анищенко ...	В. Ф. Анищенко ...

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

Выпуск

11

Год издания двадцать второй

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

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

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ

УДК 621.385.632

Ю. А. Калинин, А. М. Кац, В. П. Кудряшов, И. А. Шаталин**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВНУТРИИМПУЛЬСНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА
ЛБВ В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ**

Экспериментально исследованы внутриимпульсные изменения выходного сигнала ЛБВ в нелинейном режиме. Увеличение входного сигнала уменьшает внутриимпульсные изменения выходного сигнала, но увеличивает внутриимпульсные изменения фазы ЛБВ. Минимум внутриимпульсных изменений фазы в режиме насыщения выходной мощности имеет место, когда реактивная мощность взаимодействия равна нулю

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе [1] были рассмотрены внутриимпульсные изменения параметров ЛБВ в линейном режиме ее работы, обусловленные процессом накопления ионов в электронном потоке. Отмечалось, что уровень входного сигнала может внести заметные поправки в количественную оценку внутриимпульсных изменений.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования внутриимпульсных изменений выходного сигнала ЛБВ при различном уровне входного сигнала. Особенностью используемой методики является одновременное измерение внутриимпульсных изменений параметров выходного сигнала и внутриимпульсных изменений параметров электронного потока (распределения плотности тока по поперечному сечению пучка, продольных скоростей электронов).

Основная часть измерений проводилась на макете ЛБВ дециметрового диапазона длин волн со следующими параметрами: длина замедляющей системы на средней частоте диапазона $L=11\lambda_z$ (λ_z — замедленная длина волны); параметр усиления $C=0,12$; параметр пространственного заряда $q=1,4$; отношение среднего радиуса пучка к радиусу спирали

$$\frac{r}{a} = 0,5, P_{\mu} = 1,35 \text{ мка/в}^3/2, U=35 \text{ кВ}, N=11.$$

Пучок формировался электронной пушкой с экранированным от магнитного поля катодом и фокусировался периодической системой постоянных магнитов (эскиз электронной пушки и распределение магнитного

поля даны на рис. 1). Амплитуда магнитного поля превышала бриллюэновское значение в 1,25 раза.

Параметры электронного потока измерялись методом диафрагмы с малым отверстием [2]. Распределение продольных составляющих скоростей электронов на выходе из замедляющей системы определялось

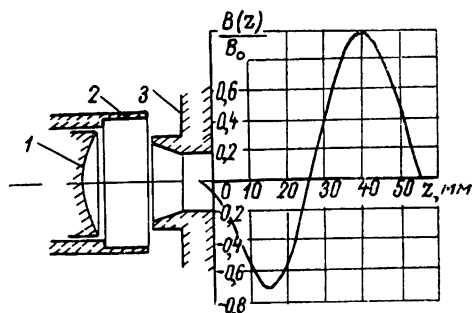


Рис 1 Эскиз электронной пушки и распределение аксиальной составляющей магнитного поля $B(z)$ в области пушки.

1 — катод, 2 — фокусирующий электрод, 3 — анод; z — продольная координата.

методом задерживающего потенциала. Измерительный зонд для анализа спектра скоростей электронов состоял из диафрагмы, анализирующего электрода и коллектора. Более подробно аналогичная методика описана в работах [3, 4]. Методика измерения параметров выходного сигнала была аналогична методике, описанной в работе [1].

Измерения проводились при длительности импульса $\tau = 400$ мксек со скважностью 100. Неравномерность плоской части модулирующего импульса не превышала 0,25 %.

2. ВНУТРИИМПУЛЬСНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

В работе [1] анализ внутриимпульсных изменений параметров электронного потока основывался на предположении о том, что накопление ионов в электронном потоке приводит к возрастанию скорости электронов и уменьшению среднего радиуса пучка.

Измерения параметров электронного пучка по методике, описанной выше (рис. 2, а, 3), показали, что при изменении радиуса пучка изме-

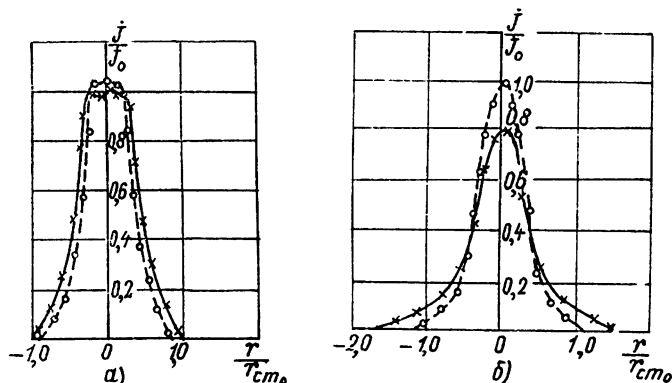


Рис. 2. Распределение плотности тока $\frac{j}{j_0}$ по радиусу пучка $\frac{r}{r_{c\tau_0}}$ в плоскости вывода энергии в статическом режиме (а) и режиме насыщения

выходной мощности (б) в начале (—) и конце (---) импульса; $b=1,2$; $\rho=2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. ($r_{c\tau_0}$ — радиус электронного пучка в статическом режиме работы при $t=10$ мксек).

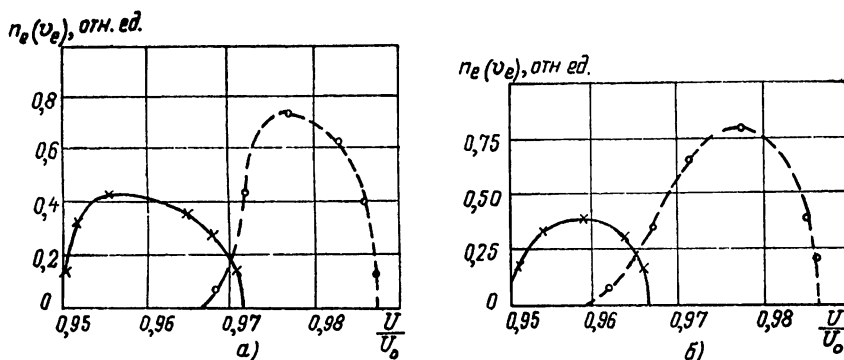


Рис. 3. Распределение электронов по скоростям в плоскости вывода энергии в центре (а) и на границе (б) электронного пучка в статическом режиме работы: — — — $t = 10$ мксек, $p = 2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., — — — $t = 350$ мксек, $p = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

няется и скорость электронов. Из рис. 3, на котором приведено распределение электронов по продольным скоростям в различное время импульса и при различных давлениях остаточных газов. Видно, что скорость электронного потока возрастает при увеличении длительности импульса и давления остаточных газов.

На рис. 4 показаны зависимости изменения средних значений скорости электронов и радиуса пучка от давления остаточных газов в статическом режиме работы ЛБВ, полученные экспериментально и расчетным способом по соотношениям работы [1]. При этом за среднюю скорость принималась величина:

$$v_{\text{ср}} = \frac{v_{\text{ц}} + v_{\text{гр}}}{2},$$

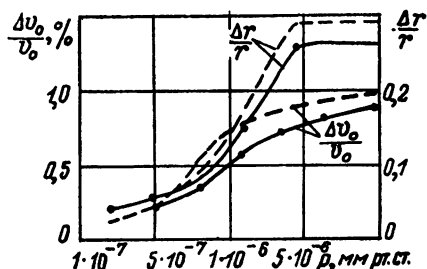


Рис. 4. Зависимости изменений средних значений радиуса $\frac{\Delta r}{r}$ и скорости электронов $\frac{\Delta v_0}{v_0}$ пучка от давления остаточных газов p в статическом режиме работы ЛБВ.

— — — экспериментальные данные, — — — расчет по соотношениям работы [1]

где $v_{\text{ц}}$ и $v_{\text{гр}}$ — скорости основной части электронов в центре и на границе пучка.

Из рис. 4 видно, что расхождение данных расчета и эксперимента имеет одинаковый характер при изменении как радиуса, так и скорости электронов пучка. Это позволяет предположить, что причины расхождения идентичны и вызваны уходом ионов из потока и влиянием фронтов модулирующего импульса [1].

В нелинейном режиме работы величина входного сигнала существенно влияет на параметры электронного потока. При этом наиболее сильное влияние на процессы, связанные с накоплением ионов в пучке, могут оказать следующие особенности нелинейного взаимодействия:

1) увеличение входного сигнала, приводящее к возрастанию выходной мощности, вызывает уменьшение средней скорости электронов и,

следовательно, возрастание составляющей плотности заряда электронов пучка. Уменьшение скорости электронов v_e вследствие возрастания вероятности ионизации $\varepsilon(v_e)$ и произведения $\varepsilon(v_e)v_e$ [5] приводит к увеличению относительной концентрации ионов на участке нелинейного взаимодействия, а возрастание плотности заряда электронов — к увеличению общего числа ионов в потоке. Таким образом, число ионов в электронном потоке должно резко возрастать с увеличением входной и выходной мощностей;

2) увеличение входного сигнала приводит к увеличению среднего радиуса электронного потока вследствие эффекта динамической расфокусировки [6, 7], что обуславливает появление дополнительной продольной составляющей постоянного электрического поля, которая увеличивает скорость ухода ионов в направлении от коллектора к катоду ЛБВ.

Результаты измерений внутриимпульсных изменений параметров электронного пучка в нелинейном режиме работы представлены на рис. 2, 6, 5—8.

Из рис. 2 видно, что нелинейный режим приводит к существенному возрастанию радиуса пучка и уменьшению плотности тока электронов. При этом периферийные электроны образуют своеобразный ореол вокруг центральной части пучка. Накопление ионов в потоке в конце импульса приводит к более резкому, чем для статического режима, уменьшению радиуса пучка именно за счет уменьшения размеров ореола. При этом плотность заряда электронов в центре пучка также возрастает существенно выше, чем для статического потока. Это позволяет сделать вывод о том, что на нелинейном участке взаимодействия накопление ионов приводит к более резкому, чем для линейного режима работы, возрастанию параметра пространственного заряда.

На рис. 5 приведены зависимости радиуса пучка в начале ($t=10$ мксек) и в конце ($t=350$ мксек) импульса от уровня входного сигнала для напряжений замедляющей системы, соответствующих мак-

симальному удельному усилению и максимальному к. п. д. Из приведенных зависимостей следует, что наибольшее уменьшение радиуса пучка в нелинейном ре-

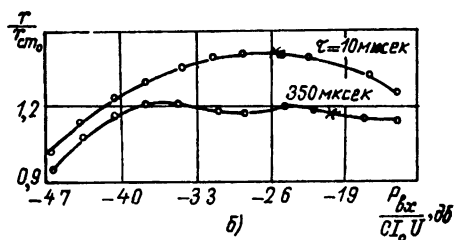
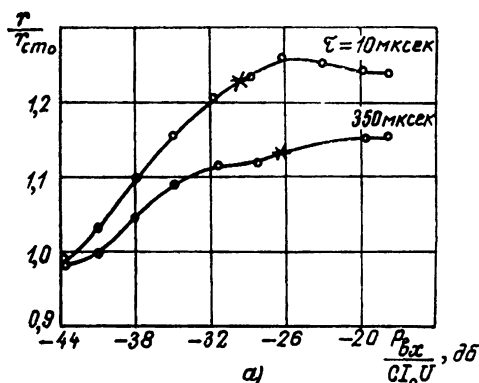


Рис 5. Зависимость радиуса пучка $\frac{r}{r_{сг0}}$ на выходе ЛБВ от уровня безразмерной входной мощности $\frac{P_{вх}}{C I_0 U}$ для напряжений замедляющей системы, соответствующих режиму максимального удельного усиления $b=1,2$ (а) и максимального к. п. д. $b=2,15$ (б):

* — точка насыщения выходной мощности,

жиме работы в конце импульса наблюдается при входном сигнале, соответствующем максимальной динамической расфокусировке. Как следует из приведенных зависимостей, динамическая расфокусировка максимальна при напряжении замедляющей системы, соответствующем максимальному удельному усилению. Уменьшение радиуса пучка в нелинейной области взаимодействия и, следовательно, возрастание параметра пространственного заряда, обусловленные накоплением ионов в потоке, также максимальны именно для этого напряжения. Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что некоторое уменьшение динамической расфокусировки можно получить, создавая в приборах ионный фон.

Измерения зависимости тока коллектора от тормозящего напряжения на анализирующем электроде (интегрального распределения электронов по скоростям), результаты которого приведены на рис. 6, показали, что с увеличением количества ионов в потоке происходит уменьшение мощности, отдаваемой электронным потоком ВЧ полю и, следовательно, выходной мощности ЛБВ.

На рис. 7 приведено распределение электронов по скоростям в режиме насыщения выходной мощности в начале и конце импульса для напряжений замедляющей системы, соответствующих режимам максимального удельного усиления и максимального к. п. д. Из рисунка вид-

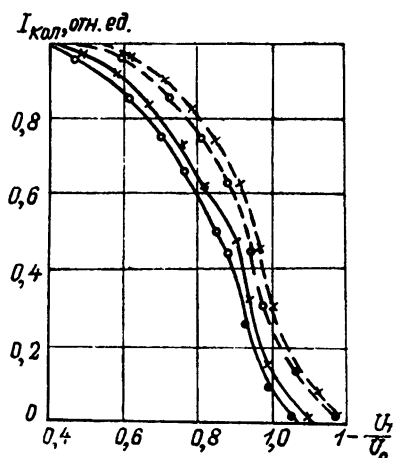


Рис. 6 Интегральное распределение в центре (○—○—○) и на границе (×—×—×) потока для $t=10$ мксек (—) и $t=350$ мксек (---) в режиме насыщения выходной мощности. $b=1,2$, $p=1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. (U_T — потенциал торможения).

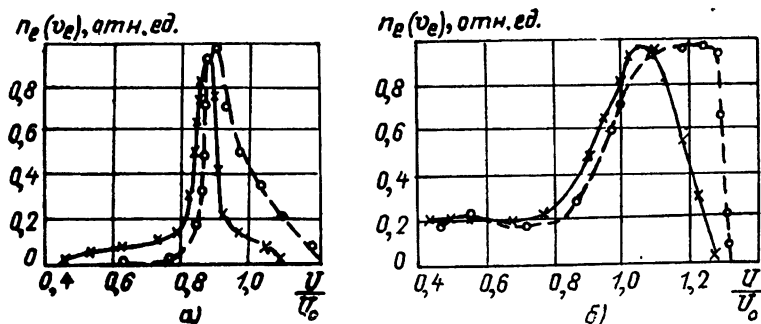


Рис. 7. Распределение электронов по аксиальным скоростям в центре пучка для режима насыщения выходной мощности при напряжениях замедляющей системы, соответствующих максимальному удельному усилению ($b=1,2$) и максимальному к. п. д. ($b=2,15$):

— $t=10$ мксек, --- $t=350$ мксек, $p=1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

но, что накопление ионов в пучке приводит не только к возрастанию скорости основной группы замедленных электронов, но и к резкому увеличению количества ускоренных ВЧ полем электронов. При этом общее количество ускоренных электронов при напряжении, соответствующем максимальному удельному усилению, получается большим, чем для напряжения, соответствующего максимальному к.п.д., что объясняется более существенным возрастанием параметра пространственного заряда за счет большего уменьшения радиуса электронного потока в этом режиме.

Наличие широкого спектра скоростей электронов на выходе ЛБВ в нелинейном режиме работы затрудняет проведение количественной оценки. Качественная оценка влияния накопления ионов на параметры электронного пучка в нелинейном режиме работы свидетельствует о том, что внутриимпульсные изменения параметров электронного потока на участке нелинейного взаимодействия получаются большими, чем в линейном режиме.

3. ВНУТРИИМПУЛЬСНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА

При оценке результатов измерений внутриимпульсных изменений параметров выходного сигнала в нелинейном режиме работы целесообразно выяснить основные закономерности влияния нелинейности режима работы на внутриимпульсные изменения параметров выходного сигнала и определить оптимальный с точки зрения малой величины внутриимпульсных изменений режим работы ЛБВ.

На рис. 8 приведены зависимости выходной мощности в начале и конце импульса, внутриимпульсных изменений фазы и выходной мощ-

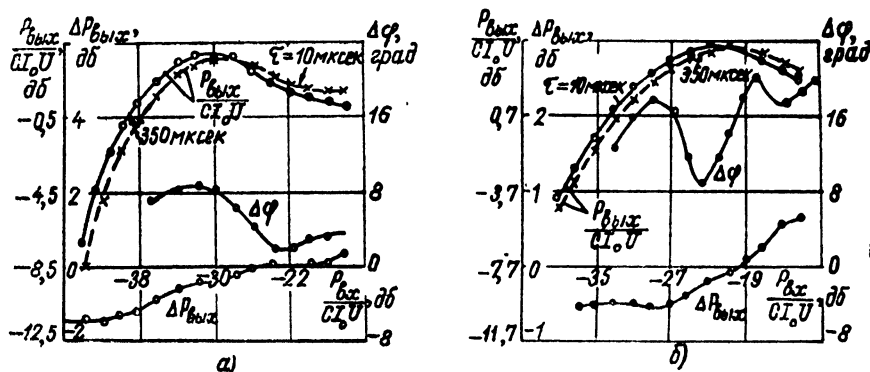


Рис. 8. Зависимость выходной мощности $\frac{P_{\text{вых}}}{C I_0 U}$ при $t=10$ мксек (1) и $t=350$ мксек (2), а также внутриимпульсных изменений выходной мощности ΔP и фазы $\Delta \varphi$ от уровня входного сигнала $\frac{P_{\text{вх}}}{C I_0 U}$ при $b=1,2$ (а) и $b=2,15$ (б); $\rho=1,2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

ности ЛБВ от уровня входного сигнала для значений напряжения замедляющей системы, соответствующих максимальному удельному усилению и максимальному к.п.д.

Характерно, что в режиме максимального удельного усиления выходная мощность насыщения при наличии ионов в потоке заметно снижается, а в режиме максимального к. п. д. практически не изменяется. Это подтверждает вывод, сделанный при рассмотрении внутриимпульсных изменений параметров электронного потока, о том, что в режиме максимального усиления параметр пространственного заряда возрастает в конце импульса значительно, чем в режиме максимального к. п. д. Очевидно, что при определенном входном сигнале внутриимпульсные изменения выходной мощности получаются минимальными. Следовательно, выбором входного сигнала можно существенно уменьшить величину внутриимпульсных изменений выходной мощности.

Зависимость внутриимпульсных изменений фазы от входного сигнала более сложная. Увеличение концентрации ионов в потоке должно приводить к возрастанию внутриимпульсных изменений фазы, причем это возрастание будет существеннее в режиме максимального к. п. д. С другой стороны, в нелинейном режиме работы параметр пространственного заряда в течение импульса увеличивается более резко, чем в линейном режиме; при этом максимальное изменение пространственного заряда имеет место для входного сигнала, при котором максимальна динамическая расфокусировка электронного потока. Для этого входного сигнала, наоборот, следует ожидать уменьшения внутриимпульсных искажений фазы, поскольку увеличение параметра пространственного заряда вызывает фазовый сдвиг противоположного знака по сравнению с увеличением скорости электронов [1].

Сравнение зависимостей рис. 5 и 8 показывает, что именно эти эффекты наиболее существенно влияют на зависимости внутриимпульсных изменений фазы от входного сигнала. При этом минимум внутриимпульсных изменений фазы наблюдается при входном сигнале, большем входного сигнала насыщения для режима максимального усиления и меньшем — для режима максимального к. п. д. Следовательно, при определенном напряжении, большем напряжения соответствующего максимальному удельному усилению и меньшем напряжении, соответствующего режиму максимального к. п. д., режим минимальных внутриимпульсных изменений фазы будет соответствовать режиму насыщения выходной мощности ЛБВ.

Поведение зависимости внутриимпульсных изменений выходной мощности от входного сигнала становится очевидным, если рассмотреть зависимости выходной мощности от напряжения замедляющей системы в начале и конце импульса, приведенные на рис. 9. Характер изменения зависимости коэффициента усиления ЛБВ и входной мощности на-

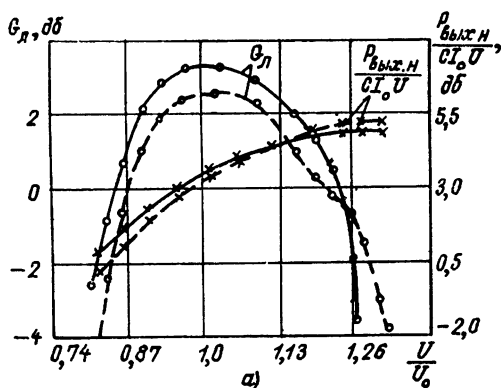


Рис. 9. Зависимость коэффициента усиления в линейном режиме G_n и выходной мощности насыщения $\frac{P_{\text{вых.н}}}{C I_0 U}$ от напряжения замедляющей системы U/U_0 при $t=10$ мксек (—) и $t=350$ мксек (---).

сыщения от напряжения замедляющей системы в конце импульса подтверждает вывод о том, что в исследуемой ЛБВ преобладающее влияние на внутриимпульсные изменения оказывает возрастание параметра пространственного заряда, поэтому при малых напряжениях замедляющей системы наблюдается уменьшение выходной мощности в течение импульса, а при больших — увеличение (рис. 10,а). Указанная зависимость, однако, является типичной только для ламп с малым первеансом электронного пучка

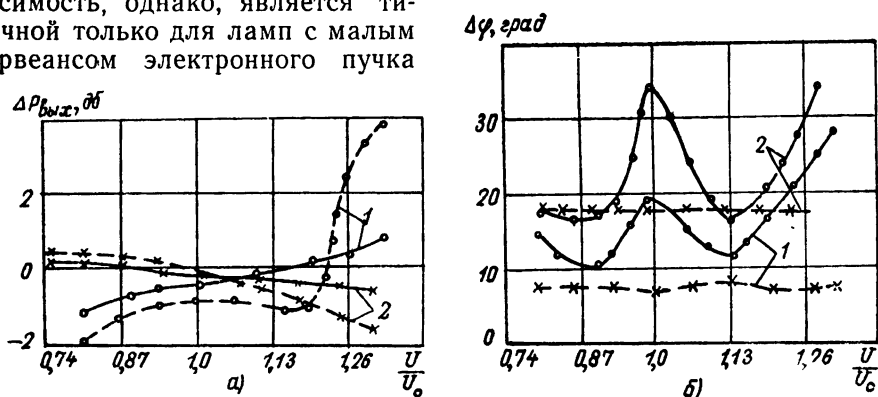


Рис. 10. Зависимость внутриимпульсных изменений выходной мощности ΔP (а) и фазы $\Delta \varphi$ (б) в режиме насыщения выходной мощности (—) и в линейном режиме (---) от напряжения замедляющей системы U/U_0 :

кривые 1 — $q=1,4$; $C=0,12$; $N=11$; $P_\mu=1,35$ мка/в^{3/2}; $p=1,8 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.; кривые 2 — $q=1,6$; $C=0,16$; $N=10$; $P_\mu=2,2$ мка/в^{3/2}; $p=1,2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

(следовательно, и малым изменением скорости электронов). На рис. 10 и 10,а приведены также зависимости внутриимпульсных изменений выходного сигнала ЛБВ с большим первеансом, из поведения которых следует, что для таких ЛБВ преобладающее влияние на внутриимпульсные изменения выходной мощности оказывает изменение скорости электронов. В ЛБВ с большим первеансом при малых напряжениях выходная мощность в течение импульса увеличивается, а при больших — возрастает. Поэтому для ламп с большим первеансом минимум внутриимпульсных изменений наблюдается при напряжениях, меньших напряжения, соответствующего максимальному удельному усилению, для ламп с малым первеансом — при больших напряжениях.

Зависимости внутриимпульсных изменений фазы от напряжения замедляющей системы в режиме насыщения (рис. 10,б) имеют минимум для напряжений, соответствующих нулю реактивной мощности взаимодействия (для рассмотренных ламп $U_0=1,13U_{01}$, где U_{01} — напряжение, соответствующее максимальному удельному усилению). Поэтому выбор этого напряжения позволит заметно снизить внутриимпульсные изменения фазы ЛБВ. Необходимо отметить, что влияние входного сигнала на величину внутриимпульсных изменений будет уменьшаться с увеличением длины замедляющей системы, поскольку при этом увеличивается участок замедляющей системы, на котором имеет место линейный режим работы,

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментального исследования внутриимпульсных изменений параметров ЛБВ позволяют сделать вывод о том, что уровень входного сигнала существенно влияет на величину внутриимпульсных изменений.

Увеличение входного сигнала приводит к уменьшению внутриимпульсных изменений выходной мощности и увеличению внутриимпульсных изменений фазы ЛБВ. При определенных входных сигналах имеют место минимальные значения внутриимпульсных изменений фазы и выходной мощности ЛБВ.

В режиме насыщения выходной мощности при определенном напряжении замедляющей системы наблюдаются минимальные изменения выходной мощности в течение импульса, минимум внутриимпульсных изменений фазы имеет место для напряжения, при котором реактивная мощность взаимодействия равна нулю (условие $y_1 + b = 0$, где y_1 — фазовая постоянная нарастающей волны).

Наличие минимума внутриимпульсных изменений параметров выходного сигнала ЛБВ позволяет выбрать режим работы, при котором эти изменения малы.

ЛИТЕРАТУРА

1 Герасименко Ю. А., Калинин Ю. А., Кац А. М., Кудряшов В. П. Изменение фазы и амплитуды выходного сигнала в ЛБВ в течение импульса. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 86—94.

2 Боровков Ю. И., Калинин Ю. А., Кац А. М. Исследование структуры электронного пучка в динамическом режиме методом диафрагмы с малым отверстием. «Вопросы электронной техники» Выпуск Саратовского политехнического института, 1970, стр. 155—160.

3 Булыгинский Д. Г. Измерение скоростей методом задерживающего потенциала. ЖТФ. 33, вып. 2, 1963, стр. 1211—1218.

4 Доброхотов Е. И., Москалев И. Н. Об измерениях параметров холодной плазмы многосеточными зондами ЖТФ, т. XV, вып. 5, 1970, стр. 1048—1058.

5 Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Советское радио», 1966.

6 Тараненко В. П., Шевченко В. И., Дьяченко С. М. Расфокусировка электронного пучка в ЛБВ в динамическом режиме. Известия вузов, «Радиотехника», 1968, т. XI, № 9, стр. 885—895.

7 Тараненко В. П., Шевченко В. И., Дьяченко С. М., Бублик С. А. Экспериментальное исследование высокочастотной расфокусировки пучка в ЛБВ. Известия вузов, «Радиотехника», 1968, т. XI, № 9, стр. 896—903.

8 Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. М., «Советское радио», 1964.

Поступила в редакцию 1 октября 1970 г.,
после переработки — 17 июня 1971 г.

ТЕХНОЛОГИЯ

537.533.8 : 621 385 6

М. И. Захаров**НАГРЕВ ТЕЛА ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ**

Рассматривается нагрев твердого тела, на поверхность которого падает равномерно распределенный по сечению поток электронов. Выведены формулы для расчета распределения температуры по глубине проникновения электронов в теле в зависимости от энергии электронов при различных закономерностях выделения тепла в глубине тела.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Необходимость решения задачи о нагреве тела импульсной электронной бомбардировкой вызвана двумя обстоятельствами:

1) ряд деталей современных электровакуумных приборов (коллекторы клистронов, аноды магнетронов и мощных генераторных ламп и т. п.) при работе нагревается электронной бомбардировкой. Удельная тепловая мощность, выделяющаяся во время импульса, может достигать больших значений и ограничивать долговечность прибора;

2) сфокусированный поток электронов с удельной мощностью более 10^6 вт/см^2 применяется как инструмент в развивающейся электроннолучевой технологии обработки материалов [1, 2].

Анализ явлений, необходимый для правильного выбора режимов эксплуатации электронных приборов и режимов электроннолучевой обработки материалов, представляет трудную задачу. Для практических целей необходимо оценить температуру в конце импульса или длительность импульса, при которой достигается заданная температура. Оценочные формулы можно вывести, решая задачу теплопроводности. Трудности в решении этой задачи заключаются в том, что электронный источник нагрева является объемным, вследствие проникновения электронов в глубь тела [3, 4]. Ради простоты рассматривается одномерная задача, что равносильно предположению об однородности потока электронов по сечению и малости глубины его проникновения по сравнению с размерами этого сечения.

Глубина проникновения δ и плотность потерь энергии электронов по глубине $w(x_n)$ зависят от плотности материала и начальной энергии электронов eU_0 (e — заряд электрона, U_0 — ускоряющее напряжение). Основные формулы для расчета этих величин представлены в табл. 1, составленной на основе анализа закономерностей взаимодействия электронов с веществом [4]. Необходимость рассмотрения нескольких фор-

Таблица 1

Исходные формулы для расчета нагрева металла импульсным электронным потоком

Интервал значений энергии электронов, кэВ	Глубина проникновения электронов δ , см	Плотность потерь энергии электронов по глубине проникновения $w(x_n)$, $\text{вт}\cdot\text{см}^{-2}$
2 — 10	$1,15 \cdot 10^{-5} \frac{U_0^{1,35}}{s}$ по Юнгу [11]	$\frac{Q_0}{\delta} = \text{const}$ по Юнгу [11] (1')
40 — 150	по Шонланду [12]	$\frac{Q_0}{2\delta} \left(1 - \frac{x_n}{\delta}\right)^{-0,5}$ по Томсону—Виддингтону [13] (2')
		$1,25 \frac{Q_0}{\delta} \left(1 - \frac{x_n}{\delta}\right)^{0,25}$ то же, с поправкой Ленарда, легкие металлы [14] (3')
		$2,4 \frac{Q_0}{\delta} \left[1 - \frac{x_n}{\delta}\right]^{1,4}$ то же с поправкой Ленарда, остальные металлы [14]. (4')

мул для величины $w(x_n)$ обусловлена тем, что для ее описания пока нет единой формулы, справедливой в широком диапазоне энергий электронов.

Аналогичная задача о нагреве тела проникающим электронным потоком рассматривалась в [5, 6]. Однако в [5] найдено приближенное решение задачи теплопроводности при равномерной плотности потерь энергии электронов в слое толщиной δ , что справедливо только для малых значений энергии электронов (см. табл. 1, формулы 1), а в работе [6] это решение представлено интегралом, который следует брать численными методами, что не всегда удобно. Целью данной работы является вывод простых формул, удобных для расчета температуры.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Одномерная нестационарная задача теплопроводности описывается следующими уравнениями:

в области $0 \leq x \leq 1$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} + f(x), \quad (1)$$

в области $x > 1$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\Theta_1(x, 0) = \Theta_2(x, 0) = 0, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \right|_{x=\infty} = 0, \quad (4)$$

а также с условиями идеального теплового контакта на поверхности ($x=1$):

$$\Theta_1(1, \tau) = \Theta_2(1, \tau), \quad \left. \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right|_{x=1} = \left. \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \right|_{x=1}. \quad (5)$$

Здесь $\Theta_1(x, \tau)$, $\Theta_2(x, \tau)$ — нормированные температуры, являющиеся функциями нормированных времени τ и расстояния x :

$$\Theta = \frac{\lambda T}{\Theta_0 \delta}, \quad \tau = \frac{at}{\delta^2}, \quad x = \frac{x_n}{\delta}. \quad (6)$$

где T — температура в данной точке тела,

λ — теплопроводность,

a — температуропроводность,

t — время, отсчитываемое от начала импульса,

x_n — координата, отсчитываемая от поверхности тела,

Q_0 — удельная мощность электронного потока.

Входящая в уравнение (1) нормированная плотность источников тепла связана с плотностью потерь энергии проникающих электронов соотношением:

$$f(x) = \frac{\partial}{Q_0} w \left(\frac{x_n}{\delta} \right). \quad (7)$$

3. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для решения задачи применим операционный метод [7, 8]. Для изображений температуры можно вывести следующие формулы:

$$\Theta_1(x, s) = \frac{e^{x\sqrt{s}} + e^{-x\sqrt{s}}}{2s^{3/2}} \int_0^1 e^{z\sqrt{s}} f(z) dz + \frac{1}{2s^{3/2}} \int_0^x [e^{(z-x)\sqrt{s}} - e^{-(z-x)\sqrt{s}}] \times \\ \times f(z) dz, \quad (8)$$

$$\Theta_2(x, s) = \frac{e^{-x\sqrt{s}}}{2s^{3/2}} \int_0^1 [e^{z\sqrt{s}} + e^{-z\sqrt{s}}] f(z) dz, \quad (9)$$

где s — комплексный параметр.

Интегралы, входящие в формулы (8), (9), вычисляются просто только в случае распределения плотности потерь энергии электронов

по закону Юнга [табл. 1, формула (1')]. Во всех остальных случаях целесообразно аппроксимировать функцию $f(x)$ или связанную с ней функцию $y=y(x)$ параболой второго порядка $p(x)$. На рис. 1 представлены графики функций $f(x)$ и $y(x)$ и аппроксимирующих их парабол $p(x)$. Погрешность аппроксимации оценивается величиной среднеквадратичного отклонения, не превышающей 0,005:

$$\Delta^2 = \int_0^1 [f(x) - p(x)]^2 dx.$$

Аппроксимация кривой более высокого порядка дала бы меньшую погрешность, но привела бы к значительному усложнению окончательных формул.

В случае плотности потерь, определяемой по классическому закону Томсона—Виддингтона (табл. 1), интегралы (8), (9) оказываются несобственными, что устраняется интегрированием по частям.

Для перехода от изображений к оригиналам достаточно использовать два соответствия [7]:

$$\frac{1}{s^{n+1}} = \frac{\tau^n}{n!}; \quad \frac{e^{-x} V s}{s^{1+n/2}} = (4\tau)^{\frac{n}{2}} i^n \Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{\tau}} \right), \quad (10)$$

где $i^n \Phi^*(z) = \int_z^\infty i^{n-1} \Phi^*(s) ds$, $i^0 \Phi^*(z) = \Phi^*(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-s^2} ds$ — интегралы функции ошибок, или интегралы функции Крампа ($n=0, 1, 2, \dots$).

Получающиеся при этом формулы для расчета температуры оказываются громоздкими и требуют использования малораспространенных таблиц функций Крампа [7]. Для вычисления температуры в слое $0 \leq x \leq 1$ при $\tau \geq 1$ удобнее использовать приближенные формулы, которые находятся разложением в ряды функций Крампа. Эти формулы представлены в табл. 2. В этой же таблице приведены формулы для расчета температуры на поверхности тела в начале импульса, при $\tau \leq 0,02$; там же приведены оценки относительной погрешности Δ_1 , Δ_2 , которые были найдены сравнением значений температуры в точках $x=0$, $x=1$, вычисленных по приближенным формулам, со значениями температуры, вычисленными по точным формулам. Эти оценки пока-

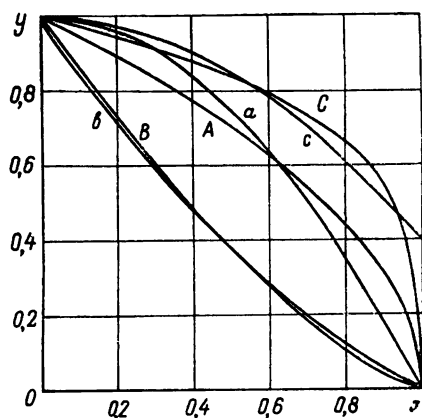


Рис. 1. Функции $y(x)$, описывающие распределение плотности потерь энергии электронов в поверхностном слое металла: $x = \frac{x_n}{\delta}$ — нормированное расстояние от поверхности металла; δ — глубина проникновения электронов в металл.

Распределение потерь:

A — по Томсону—Виддингтону, $y = \frac{x}{2f(x)} = \sqrt{1-x}$; B — то же, с поправкой Ленарда на рассеяние электронов для легких металлов, $y = \frac{f(x)}{1,25} = (1-x)^{0,25}$, C — то же, для остальных металлов, $y = \frac{f(x)}{2,4} = (1-x)^{1,4}$. Кривые a, b, c — параболы, аппроксимирующие кривые A, B, C: a) $p(x) = 1 - x^2$; б) $p(x) = 1 - 0,6 \cdot x^2$; c) $p(x) = 1 - 1,48 x + 0,48 x^2$.

Т а б л и ц а 2

Приближенные формулы для расчета температуры при нагреве тела импульсным электронным потоком

Функция плотности потерь энергии электронов	Формулы для расчета температуры в слое $0 \leq x \leq 1$ при $\tau=1$ (Δ_1, Δ_2 — относительные погрешности при $x=0$ и $x=1$)	Формулы для расчета температуры на поверхности тела при $\tau \leq 0,02$
Поверхностный нагрев		$\theta(0, \tau) = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi}}$ (1')
$f(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1 \\ 0, & x > 1 \end{cases}$	$\theta(x, \tau) = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi} - x} + \frac{x^2}{2 \sqrt{\pi \tau}} - \frac{x^4}{48 \sqrt{\pi \tau^3}}$ $\theta(x, \tau) = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi} - \frac{x^2+1}{2}} + \frac{3x^2+1}{6 \sqrt{\pi \tau}} - \frac{5x^4+10x^2+1}{240 \sqrt{\pi \tau^3}}$ $\Delta_1 \approx 0,0 \%, \quad \Delta_2 \approx +0,2 \%$	$\theta(0, \tau) \approx \tau$ (2') $\Delta_1 \leq 0,15 \%$
$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{2}(1-x)^{-0,5}, & 0 \leq x \leq 1 \\ 0, & x > 1 \end{cases}$	$\theta(x, \tau) = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi} - \frac{x^3+2}{3}} + \frac{2x^2+1}{4 \sqrt{\pi \tau}} - \frac{3x^4+9x^2+1}{144 \sqrt{\pi \tau^3}}$ $\Delta_1 = -0,17 \%, \quad \Delta_2 = -1,4 \%$	$\theta(0, \tau) = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\tau^3}{\pi}}$ (3') $\Delta_1 \leq 1 \%$
$f(x) = \begin{cases} 1,25(1-x)^{0,25}, & 0 \leq x \leq 1 \\ 0, & x > 1 \end{cases}$	$\theta(x, \tau) = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi} - \frac{7+10x^2-x^4}{16}} + \frac{15x^2+4}{30 \sqrt{\pi \tau}} - \frac{7x^4+11,2x^2+1}{386 \sqrt{\pi \tau^3}}$ $\Delta_1 = -1,7 \%, \quad \Delta_2 = -0,66 \%$	$\theta(0, \tau) = 1,25 \tau$ (4') $\Delta_1 \leq 1,4 \%$
$f(x) = \begin{cases} 2,4(1-x)^{1,4}, & 0 \leq x \leq 1 \\ 0, & x > 1 \end{cases}$	$\theta(x, \tau) = 2,016 \sqrt{\frac{\tau}{\pi} - 0,304 - 1,2x^2 + 0,592x^3 - 0,096x^4} + \frac{5,04x^2 + 0,712}{10 \sqrt{\pi \tau}} - \frac{52,92x^4 + 44,856x^2 + 2,76}{45 \cdot 56 \cdot \sqrt{\pi \tau^3}},$ $\Delta_1 = -1,7 \%, \quad \Delta_2 = -0,66$	$\theta(0, \tau) = 2,4 \tau \left(1 - 1,973 \sqrt{\frac{\tau}{\pi}}\right)$ (5) $\Delta_1 \leq 1,25 \%$

зывают, что величина относительной погрешности уменьшается по мере увеличения τ . В случае коротких импульсов ($\tau \leq 0,02$) погрешность формул для расчета температуры на поверхности тела не превышает 1,5% и уменьшается с уменьшением τ .

На рис. 2 показаны профили температуры в поверхностном слое $0 \leq x \leq 1$, построенные на основе расчетов по точным формулам и соответствующие значениям $\tau \leq 1$.

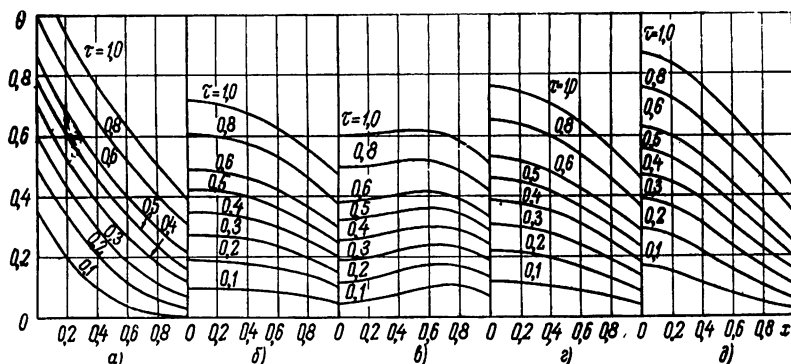


Рис. 2. Зависимость температуры θ от координаты x . Рис. а—д соответствуют формулам (1')—(5') табл. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕШЕНИЯ

Из формул табл. 2 и рис. 2 следует, что закономерности взаимодействия электронов с веществом определяют форму профиля температуры в теле, который в основном воспроизводит профиль плотности потерь энергии электронов в начале импульса (когда $\tau \leq 0,1$). В последующие моменты времени профиль температуры выравнивается вследствие теплопроводности материала, становясь подобным профилю температуры при поверхностном нагреве. Почти во всех случаях нагрева объемным источником тепла температура в начале импульса ($\tau \leq 0,4$) растет линейно со временем, а с течением времени темп нарастания температуры спадает. Это подтверждает зависимость температуры от времени на поверхности тела, которая показана на рис. 3. Из этого рисунка, а также формул табл. 2 вытекает, что температура на поверхности тела не превышает значений, вычисленных по известной зависимости, имеющей место при поверхностном нагреве тела [7]:

$$\theta = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi}}, \quad (11)$$

или в размерной форме

$$T = \frac{2Q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{at}{\pi}}. \quad (12)$$

В случае потерь энергии электронов по закону Томсона—Виддингтона нарастание температуры на поверхности в начале импульса происходит медленнее, чем при других закономерностях, но начиная с $\tau \approx 0,6$, темп нарастания температуры увеличивается (см. кривые 3 на рис. 3).

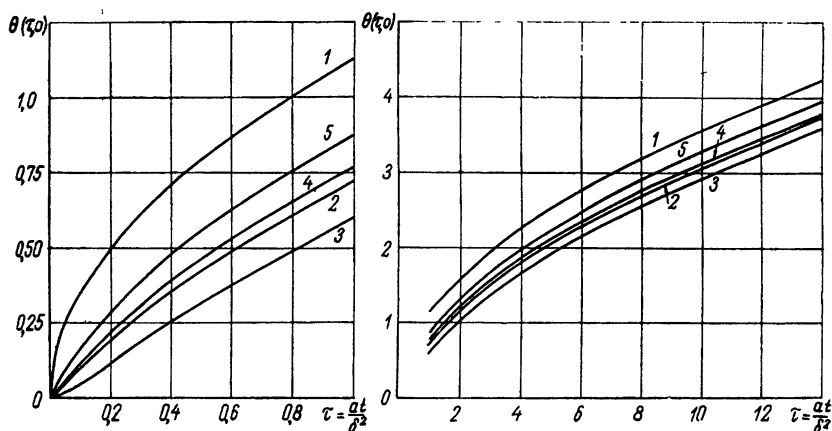


Рис. 3. Зависимость температуры θ от времени τ на поверхности металла ($x=0$). Кривые 1—5 соответствуют формулам (1')—(5') табл. 2.

Во всех случаях проникающего электроннолучевого нагрева температура на поверхности тела оказывается меньшей, чем при поверхностном нагреве. Абсолютная величина отклонения температуры от ее значения при поверхностном нагреве вычисляется по формуле:

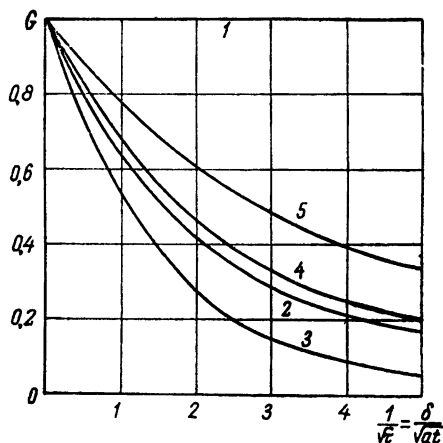


Рис. 4. Влияние глубины проникновения электронов в металл на температуру поверхности металла. Кривые 1—5 соответствуют формулам (1')—(5') табл. 2.

$$\Delta T = -\frac{Q_0 \delta}{\lambda} \Delta \theta. \quad (13)$$

В работе [6] предлагалось температуру на поверхности тела определять с помощью функции влияния $G\left(\frac{1}{\tau}\right)$ по формуле:

$$\theta = 2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} G\left(\frac{1}{\tau}\right)$$

На рис. 4 представлены графики функции $G\left(\frac{1}{\tau}\right)$ для рассмотренных закономерностей. Подобные графики приведены в [6], однако при вычислении одной из зависимостей допущена ошибка. Большой интерес для

исследователя может представить поле градиентов температуры в теле. В случае поверхностного нагрева максимум градиента температуры расположен на поверхности тела. Однако эта картина распределения градиентов температуры существенно меняется при проникновении электронов в глубь тела. В этом случае максимум градиента перемещается с поверхности в глубь тела на расстояние $x=1$.

На рис. 5 показаны графики градиента температуры для рассматриваемых закономерностей поглощения энергии электронов в различ-

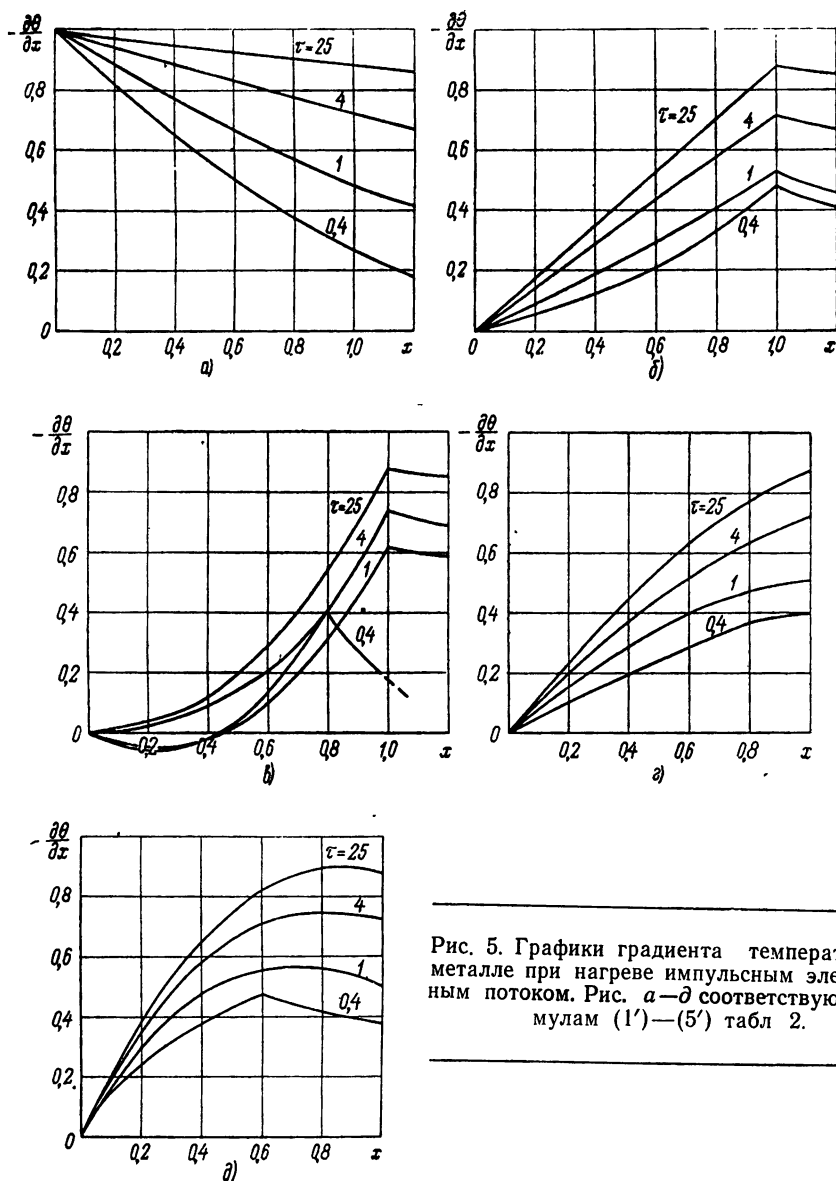


Рис. 5. Графики градиента температуры в металле при нагреве импульсным электронным потоком. Рис. а-д соответствуют формулам (1')-(5') табл. 2.

ные моменты времени τ^* . В случае поглощения энергии электронов по закону Томсона—Виддингтона градиент температуры в начале импульса ($\tau \leq 1$) может менять знак в пределах слоя $0 \leq x \leq 1$. В случае поглощения энергии по закону Томсона—Виддингтона—Ленарда для тяжелых элементов максимум градиента перемещается в слое $0 \leq x \leq 1$ по направлению к плоскости $x=1$ довольно длительное время ($\tau \approx 25$) (см. рис. 5). При достаточно больших значениях τ ($\tau \approx 4$) градиент температуры в пределах слоя $0 \leq x \leq 1$ в случае поверхностного нагрева достаточно точно описывается формулой:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} \approx -1 + \frac{x}{\sqrt{\pi \tau}}, \quad (14)$$

а во всех случаях электроннолучевого нагрева — формулой:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} \approx -x + \frac{x}{\sqrt{\pi \tau}}. \quad (15)$$

Из (15) и рис. 5 следует, что градиент температуры имеет наибольшее значение в плоскости $x=1$ и при достаточно больших τ ($\tau > 25$):

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=1} \approx -1. \quad (16)$$

Связь между градиентами температуры в абсолютных и нормированных единицах устанавливается соотношением:

$$\frac{\partial T}{\partial x_n} = -\frac{Q_0}{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial x}. \quad (17)$$

Из теории термоупругости известно, что наибольшее термонапряжение имеет место там, где больше градиент температуры. Следовательно, при электроннолучевом нагреве следует ожидать наибольшие термонапряжения на глубине проникновения электронов.

Величина градиента определяет поток тепла, передаваемого теплопроводностью. Анализ решений показал, что плоскость, поток тепла через которую не превышает 1% подводимого потока тепла, определяется уравнением:

$$\Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{\tau}} \right) \leq 0,01.$$

Это возможно, когда

$$x = 4,2\sqrt{\tau} \quad (\tau \gg 1) \quad (18)$$

или в размерной форме

$$x_n = 4,2\sqrt{at}. \quad (18a)$$

* Значения $-\frac{\partial \theta}{\partial x}$ были вычислены по приближенным формулам (1')—(5') табл. 2.

Аналогичным образом определится плоскость, поток тепла через которую не превышает 10% подводимого тепла:

$$x_n = 2,33 \sqrt{at}. \quad (186)$$

Соотношения (18) дают возможность при заданной длительности импульса энергии определить, на какую глубину проникает тепловой поток, и тем самым определить минимальный размер тела, которое можно считать полуограниченным.

Анализ выствывания тела по окончании импульса длительностью τ_1 показал, что при $\tau \gg 1$ расчет температуры на поверхности тела можно выполнить по формуле:

$$\theta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau - \tau_1}). \quad (19)$$

Пример. Рассмотрим случай электроннолучевого нагрева меди ($\lambda = 3,84$ вт/см·град, $a = 1,11$ см²/сек) электронным потоком с удельной мощностью $Q_0 = 10^5$ вт²/см при длительности импульса 100 мксек, при энергии электронов $U_0 = 10$ и 100 кВ. Из формулы (18а) следует, что тепловой поток проникает в тело за время импульса на глубину 0,44 мм. Глубина проникновения электронов $\delta = 0,29$ ммк при $U_0 = 10$ кВ и $\delta = 26,4$ ммк при $U_0 = 100$ кВ. Величина градиента температуры имеет место на глубине δ и равна $\frac{\partial T}{\partial x_n} = 2,9 \cdot 10^4$ град/см и $\frac{\partial T}{\partial x_n} = 2,5 \cdot 10^4$ град/см соответственно. Результаты расчета значений температур на поверхности и на глубине даны в табл. 3.

Таблица 3

Повышение температуры ΔT (°C) к концу импульса длительностью t_1 (сек) на поверхности и на глубине меди при ее нагреве импульсным электронным потоком с удельной мощностью $Q_0 = 10^5$ вт/см²

Функция плотности потерь энергии электронов	$t_1 = 10^{-6}$ сек			$t_1 = 10^{-4}$ сек		
	$x_n = 0$	$x_n = \delta_1 = 0,29 \cdot 10^{-4}$ см $\tau = 1,32 \cdot 10^3$	$x_n = \delta_2 = 2,64 \cdot 10^{-4}$ см $\tau = 0,16$	$x_n = 0$	$x_1 = \delta_1$ $\tau_1 = 1,32 \cdot 10^3$	$x_n = \delta_2$ $\tau = 16$
Поверхностный нагрев	31	30,2	1,0	310	309,2	246
$f(x) = \begin{cases} 1; & 0 \leq x \leq 1 \\ 0; & x > 1 \end{cases}$	30,6	30,2	5,16	309,6	309,2	248
$f(x) = \begin{cases} 0,5(1-x)^{-0,5}; & 0 \leq x \leq 1 \\ 0 & x > 1 \end{cases}$	6,5	—	7,8	266	—	248
$f(x) = \begin{cases} 2,4(1-x)^{1,4}; & 0 \leq x \leq 1 \\ 0 & x > 1 \end{cases}$	16,7	—	2,9	292	—	248

5. ВЫВОДЫ

1. Выведены удобные формулы для расчета температуры в пределах глубины проникновения электронов, погрешность которых при $\tau \leq 1$ менее 2%. Расчеты показали, что температура тела на поверхности

при электроннолучевом нагреве меньше, чем при поверхностном нагреве таким же тепловым потоком.

2. Анализ решения задачи теплопроводности для электроннолучевого нагрева показал, что наибольшее значение градиента температуры имеет место на глубине проникновения электронов. Выведены простые формулы, позволяющие оценить величину градиента в любой точке слоя в пределах глубины проникновения.

3. Увеличение энергии электронов приводит к увеличению глубины их проникновения, смещению на эту же глубину максимального градиента температуры и относительному снижению температуры на поверхности тела. Это может оказаться причиной больших термонапряжений в глубине тела, приводящей к эрозии анодов импульсных ЭВП.

4. Полученные решения позволяют оценить время установления температуры при импульсной электроннолучевой обработке материалов. Значения стационарной температуры можно найти, решая соответствующую задачу теплопроводности [9, 10].

Автор благодарит В. Ф. Коваленко за постановку задачи и внимание к данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Островерхов Н. Г., Попов В. К., Степушкина В. И., Овчинникова И., Кумачева Н. С. Обработка материалов электронным лучом «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 1, стр. 177—186.
2. Кабанов А. Н. Современное состояние и перспективы развития электроннолучевого метода микрообработки «Физика и химия обработки материалов», 1967, № 4.
3. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество АН Узб ССР, Ташкент, 1962.
4. Попов В. К. Особенности взаимодействия потока электронов больших энергий с веществом (обзор). «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 11, стр. 109—126.
5. Тиктин С. А. Некоторые вопросы теплотехники электровакуумных приборов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата техн. наук. Харьков, Институт радиопрофики и электроники, 1960.
6. Денискин Ю. Д. Влияние проникновения электронов в твердое тело на импульсный нагрев бомбардируемой ими поверхности. ЖТФ, 1966, т. 36, вып. 3, стр. 508—510.
7. Карслоу Е., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
8. Лыков А. Г. Теория теплопроводности. М., Гостехиздат, 1952.
9. Попов В. К., Захаров М. И. О предельной температуре тела, нагреваемого электронной бомбардировкой «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 6, стр. 112—116.
10. Попов В. К., Захаров М. И. Тепловые процессы при обработке материалов концентрированными источниками энергии «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 9, стр. 133—143.
11. Young I. R. Dissipation of energy by 2,5—10 kv electrons in Al_2O_3 . J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No 5, p. 524.
12. Sohouland B. F. The passage of cathode rays through matter. Pros. Roy. Soc., 1925, vol. 108, No 5, pp. 745—748.
13. Тиктин С. А. О температурных режимах люминесцентных экранов телевизионных кинескопов и ЭЛТ большой яркости. УФЖ, 1961, № 1, стр. 93—104.
14. Leonard P. Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg, 1925.

Поступила в редакцию 3 мая 1971 г.

УДК 621.385.002

Ю. М. Власов, К. Ю. Ловпаче, А. В. Соловьев, В. Н. Терновой

ВЫДЕЛЕНИЕ ГАЗОВ ТРУЩИМИСЯ ДЕТАЛЯМИ МЕХАНИЗМА ПЕРЕСТРОЙКИ МАГНЕТРОНА

При работе механизма перестройки за счет трения его элементов резко увеличивается парциальное давление газов массы 28 ($\text{CO} + \text{N}_2$). В процессе динамической тренировки магнетрона газовыделение трущихся поверхностей можно уменьшить с помощью встроенного предварительного технологического насоса, путем многократного перемещения трущихся деталей.

Выделение газа при трении в вакууме наблюдалось во многих случаях, например, в опытах с ионизационными манометрами, внутри которых помещался небольшой стеклянный штабик или стеклянные шарики. При вращении манометра, когда эти детали перемещались по внутренней поверхности колбы, давление газа резко возрастало [1]. Аналогичное увеличение давления газа наблюдалось при трении о стенки стеклянной трубки стального стержня, перемещаемого внешним магнитом [2].

Нами исследовалось выделение газов в импульсных перестраиваемых магнетронах в моменты их перестройки. В этих магнетронах индуктивным перестраивающим элементом были наконечники коронок с медными штифтами. Для симметричного вхождения штифтов в резонаторную систему магнетрона конструкцией предусмотрено перемещение их в направляющих отверстиях полюсного наконечника (рис. 1).

Исследования были проведены на семи магнетронах с напаянными омегатронными датчиками РМО-4С. В четырех магнетронах штифты были покрыты рением и индий-галлиевой смазкой

для увеличения теплоотвода, в двух приборах штифты имели только рениевое покрытие и один прибор был изготовлен без штифтов.

Обработка магнетронов вместе с омегатронными датчиками РМО-4С производилась на откачном посту по обычной технологии. После отпайки определялся спектр остаточных газов. Состав остаточных газов

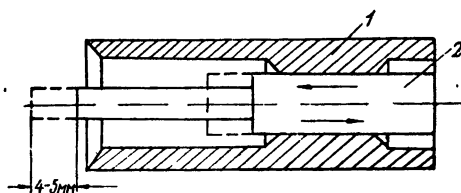


Рис. 1. Элемент механизма перестройки:
1 — полюсный наконечник, 2 — штифт

и их парциальные давления во всех магнетронах были почти одинаковы. На рис. 2,а показан состав остаточных газов после откачки.

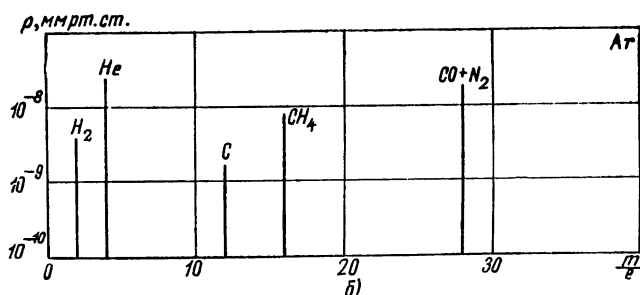
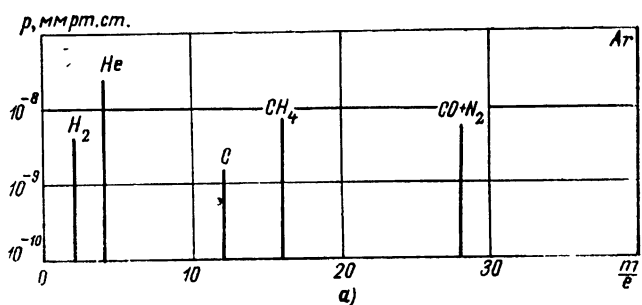


Рис. 2. Состав остаточных газов и их парциальные давления в магнетроне после откачки (а) и после одной перестройки (б).

Исследование влияния одной перестройки (перемещение штифтов в полюсном наконечнике в прямом или обратном направлении на расстоянии 4—5 мм, см. рис. 1) на спектр газов показало, что во всех магнетронах со штифтами происходит резкое увеличение парциального давления газов $\text{CO} + \text{N}_2$ (28-я масса) (см. рис. 2,б), а в приборе без штифтов увеличения парциального давления не наблюдалось.

Следовательно, увеличение парциального давления в магнетронах со штифтами можно объяснить только трением штифтов в полюсных отверстиях.

В последующих опытах измеритель парциальных давлений ИПДО-1 настраивался на пик 28-й массы и парциальное давление этой массы при многократной перестройке магнетрона записывалось электронным автоматическим потенциометром ЭПП-09 (рис. 3).

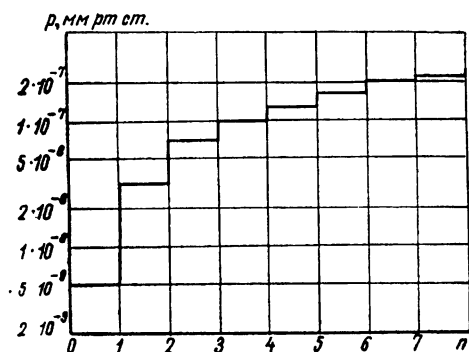


Рис. 3. Зависимость пика 28-й массы от числа перестроек n .

На рис. 4 приведены состав остаточных газов и их парциальные давления после десяти перестроек. Снять эту зависимость в процессе

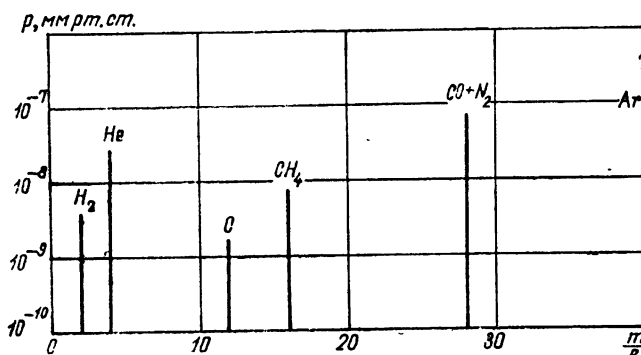


Рис. 4. Состав остаточных газов и их парциальные давления в магнетроне после десяти перестроек.

самой перестройки не удалось из-за вибраций омегатрона вместе с магнетроном относительно магнитно-юстировочного устройства. Из рис. 3 видно, что количество выделяющего газа является случайной величиной каждого перемещения, что, по-видимому, обусловлено возможными «заеданиями» штифтов в отверстиях полюсного наконечника.

Общее давление в приборах в момент перестроек увеличивается лишь в два—три раза за счет роста парциального давления 28-й массы, но в районе полюсного наконечника увеличение давления значительно больше и может привести к пробую [3].

Искрения, возникающие в приборе после одной перестройки в процессе испытания на долговечность, можно объяснить воздействием газов на работу импрегнированного катода, что согласуется с выводами [4].

При каждой последующей перестройке во всех исследованных приборах наблюдалось уменьшение газоотделения. Газ, выделившийся в результате перестроек магнетрона, сорбируется по экспоненциальному закону (рис. 5). При повторении опытов после установления первоначального давления в магнетроне газоотделение резко уменьшается. Это свидетельствует о том, что газ, выделившийся в результате перестроек, поглощается не только механизмом перестройки магнетрона, но и остальной внутриламповой арматурой.

Был опробован способ поглощения газов, выделившихся при перестройке, с помощью технологического насоса. На рис. 6 приведен состав остаточных газов и их парциальные давления в магнетроне с технологическим насосом ГИН-0,005 после 10 перемещений механизма перестройки. Из графика видно, что давление массы 28 ($\text{CO} + \text{N}_2$) резко уменьшилось, а газы C , CH_4 и H_2 отсутствуют совсем. Следовательно, с помощью временного технологического или постоянного встроенного в

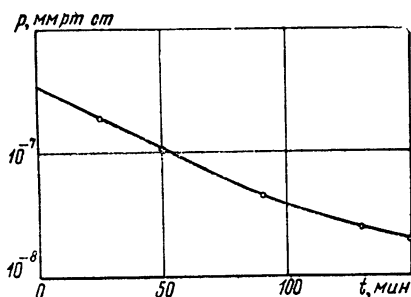


Рис. 5. Зависимость сорбции газа (28-я масса), выделившегося во время перемещений механизма перестройки внутриламповой арматурой, от времени.

магнетрон насоса можно резко уменьшить давление 28-й массы путем предварительного многократного перемещения механизма перестройки магнетрона во время его динамической тренировки.

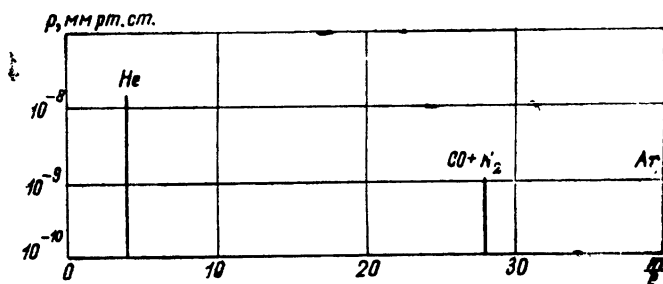


Рис. 6. Состав остаточных газов и их парциальные давления в магнетроне с насосом ГИН-0,005 после десяти перестроек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Groszkowski J. Gas Deportion on Rubbing Surfaces in Vacua, Trans. 8th Nat. Vac. Sump. 1961, Pergamon Press, 1962, p. 186.
2. Della Porta P., Giorgi T., Michon L. The Measurement of residual gases in electron tubes, Suppl. al Nuovo Cimento, 1964, vol. 1, No 2, p. 458.
3. Мешкичев В. Н. Зависимость интенсивности искрений мощного 3-см магнетрона от некоторых конструктивных и технологических факторов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 4, стр. 83—90.
4. J.R.M. Vaughan magnetron anode crosion in the presence of cathodes containing oxides. IEEE Trans. Electron Devices, 1970, vol. 17, No 4.

Поступила в редакцию 21 июля 1971 г.

ПРОИЗВОДСТВО

УДК 621.385.002

В. Е. Сказин, Т. В. Ткаченко, М. А. Овчинников,
Е. С. Самофалов, Ю. Ф. Клементьев, Б. В. Маркин

ОЦЕНКА ВАКУУМНЫХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ ЛЕНТ МЕДЬ—КОНСТАНТАН—МЕДЬ

Исследование различных партий лент медь—константан—медь показало, что причиной встречающегося брака является «водородная болезнь» константана. С целью устранения брака введен контроль лент по газо-содержанию.

В ряде случаев после пайки в водороде или на последних этапах изготовления приборов было замечено натекание через мембраны, изготовленные из ленты медь—константан—медь (МКМ). При осмотре мембран были обнаружены вздутия поверхностного слоя меди, имевшие характер крупной сыпи.

Лента МКМ изготавливалась методом термодиффузионной сварки в вакууме с последующей прокаткой. Технические условия предусматривают измерения механических свойств и газоотделения этой ленты.

С целью установления причин натекания были измерены проницаемость лент по гелию и водороду, газосодержание и проведен металлографический контроль.

Заготовки меди и константана (сплав МНМц40-1,5) перед сваркой обезжиривали и травили, затем отжигали в водороде при температуре 700°С в течение 20 мин. В некоторых партиях на лентах после прокатки и промежуточного отжига в водороде наблюдали вздутия. Микрошлифы образцов, вырезанных из лент со вздутиями, т.е. с явным браком, после отжига в водороде показали нарушение сплошности ленты (рис. 1). При изготовлении мембран эти дефекты вызывают образование трещин. В качестве примера на рис. 2 приведен микрошлиф участка мембраны после пайки в водороде с рядом мелких пор в константане и трещиной, которая вызывала натекание.

На образцах из лент МКМ без явного брака после прокатки и отжига в водороде были обнаружены темные полосы, проходящие по середине константана (рис. 3). При последующих отжигях ленты или при пайке мембран в среде водорода в месте темной полосы образуется пузырь газа, выходящий на поверхность и нарушающий сплошность медного покрытия (рис. 4). По данным микрорентгеноспектрального

анализа, темные полосы, наблюдаемые в константане, связаны с включениями кислорода *.

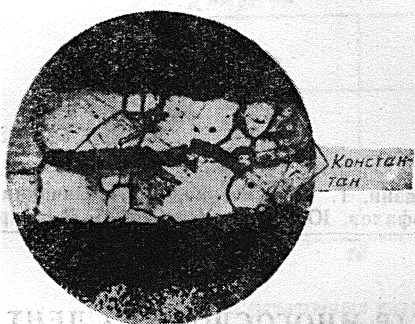


Рис. 1. Микрошлиф образца, вырезанного из лент МКМ; $\times 200$.

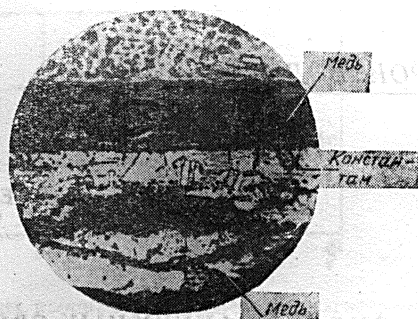


Рис. 2. Микрошлиф участка детали; $\times 200$.

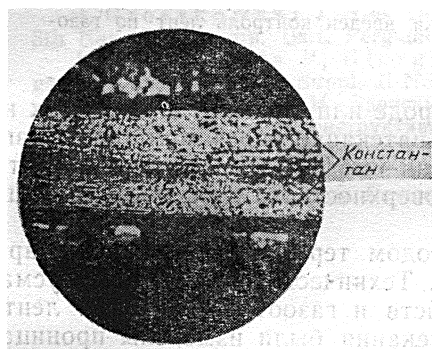


Рис. 3. Микрошлиф лент МКМ после отжига в водороде при 700°C в течение 30 мин; $\times 200$.

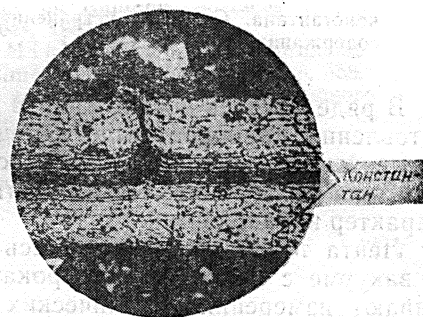


Рис. 4. Микрошлиф лент МКМ с газовым включением в константане; $\times 340$.

Механические свойства лент МКМ с явным и скрытым браком, определяемые по ГОСТ-1497-61, оказались практически одинаковыми.

Результаты исследования газоотделения и газосодержания лент МКМ представлены в таблице. Подготовка образцов лент и мембран из МКМ была одинаковой и заключалась в обезжиривании, травлении и отжиге в водороде при 700°C в течение 5 мин.

Газоотделение исследовалось методом нагрева образцов в вакууме и масс-спектрометрической регистрацией выделяющихся газов, а газосодержание — методом вакуумплавания.

Газоотделение всех лент МКМ было достаточно малым, причем газоотделение лент партий с браком не превышало газоотделения годных партий.

* Микрорентгеноспектральный анализ проводился в МГУ на приборе САМЕСА.

Т а б л и ц а

Результаты исследования газоотделения и газосодержания различных партий МКМ

Год выпус- ка пар- тии	Газоотделение, об. %					Газосодержание 10 ⁻³ , вес. %			Вид брака
	всего, см ³ / 100 г	H ₂	N ₂	CO	CO ₂	O ₂	N ₂	H ₂	
1967	—	—	—	—	—	0,3	1,0	1,7	Нет брака
1968	5,5	65	2	30	3	1	1,5	1,1	То же
	5,0	62	3	32	3	2,5	2,0	2,0	»
						19,5	6,0	2,0	Явный (вздутия на поверхности)
1968	2,5	52	5	38	5	6,0	2,0		То же
	4,0	64	3	31	2	22,5	0,5		Скрытый (без вздутий)

Исследование газосодержания образцов лент МКМ из партий с явным и скрытым браком показало увеличение в них на порядок количества кислорода — до 0,02 вес. %. Образцы опытных партий без брака содержания не более 0,002 вес. % кислорода.

Определение газопроницаемости по гелию не выявило сквозных пор в константане и плакирующих слоях меди. Проницаемость по водороду определялась путем диффузии газа через мембрану, изготовленную из ленты МКМ годных партий, с регистрацией проникающих через металл газов масс-спектрометром. Относительная погрешность этого метода ± 10 —15% [1]. Проникновение водорода через образец ленты МКМ с явным браком несколько больше, чем через ленту со скрытым браком, однако это различие лежит в пределах ошибки измерений и характеризовать качество лент не может (рис. 5).

Следовательно, нарушение вакуумной плотности лент МКМ является следствием повышенного содержания кислорода в константане. Это подтвердилось металлографическим и микрорентгеноспектральным анализами. Характерно, что повышенная концентрация кислорода обнаружена в центре полосы константана, что, вероятно, связано с процессом кристаллизации при литье. Это подтверждается исследованиями структуры и распределения примесей в сплавах Cu—Ni, получаемых методом полунепрерывного литья [2]. Было выяснено, что примеси и, очевидно, их окислы в ряде случаев распределяются неравномерно и сосредотачиваются в основном по центру слитка. После прокатки слитка это распределение примесей сохраняется.

В нашем случае после термообработки в водороде как лент МКМ, так и изготовленных из них мембран, окислы примесей, находящихся в константане, восстанавливаются с образованием H₂O, вспучивающего поверхностный слой. Таким образом, налицо «водородная болезнь» многослойного материала.

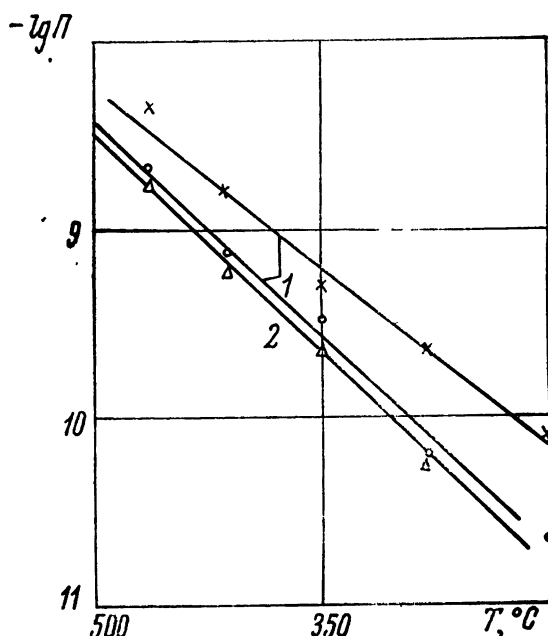


Рис. 5 Водородопроницаемость лент МКМ.

1 — бракованная партия с явным (XXX) и скрытым (OOO) браком, 2 — годная партия, единица измерения водородопроницаемости $\Pi \frac{\text{н.см}^3 \cdot \text{см}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Ватт.м}}$.

ВЫВОДЫ

1. Причиной нарушения вакуумной плотности лент медь—константан—медь (МКМ) является «водородная болезнь» константана из-за наличия в нем окисных включений, восстанавливающихся при отжиге в водороде.

2. Оценка вакуумной плотности многослойной ленты только методом проницаемости по водороду и гелию не дает информации, необходимой для выявления скрытого брака лент МКМ.

3. Для устранения скрытого брака лент МКМ введен контроль их по газосодержанию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клементьев Ю. Ф., Самофалов Е. С. Цельнометаллическая разборная камера для определения газопроницаемости металлов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 1, стр. 171—173.

2. Cranger D. A., Bower F. T. Techniques for the superpenetration of cast structures in two semi-continues cast copper alloys. J. of the Inst. of Metals, December 1970, T-12, pp. 353—363.

Поступила в редакцию 8 июля 1971 г.

УДК 621.385.183.4

Б. В. Крутов, С. В. Лебединский, С. А. Тиктин

ОПЫТ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ КОЛЛЕКТОРОВ ПРИБОРОВ ТИПА О

Приведены результаты исследования испарительного охлаждения коллекторов приборов типа О. Показано, что возможно испарительное охлаждение обращенных вниз коллекторов приборов типа О в работающих при атмосферном давлении замкнутых системах с естественной циркуляцией.

Испарительное охлаждение мощных генераторных ламп, а также электроннолучевых приборов типа О широко применяется за рубежом [1, 2]. Отечественная промышленность также начала выпуск генераторных ламп с испарительным охлаждением [3]. По зарубежным данным [4], разработаны приборы типа О с испарительным охлаждением обращенных вверх коллекторов принудительно прокачиваемой недогретой до кипения водой.

Нами были проведены исследования возможности применения испарительного охлаждения обращенных вниз коллекторов приборов типа О кипящей при атмосферном давлении водой при естественной (гравитационной) циркуляции ее в замкнутом контуре.

Исследования проводились в статическом режиме на двух приборах типа О с экспериментальными коллекторами. Внутренняя конфигурация коллекторов та же, что и коллекторов приборов водяным и воздушным охлаждением. Оребрение внешней поверхности коллекторов было выбрано с повышенным запасом по теплорассеивающей способности, так как тепловые нагрузки на внутреннюю поверхность еще более высокие и неравномерные, чем в генераторных лампах.

Приборы устанавливались в вертикальном положении коллектором вниз в бойлере системы охлаждения. Кипящий объем герметизировался кольцеобразной прокладкой из вакуумной резины, расположенной между фланцами бойлера и прибора.

Изображенный на рис. 1 коллектор с номинальной мощностью рассеивания $P=40$ кВт имеет на наружной поверхности массивные медные пирамидальные зубья высотой 25 мм, расположенные в коридорном порядке. Коэффициент оребрения наружной поверхности равен трем.

Средняя тепловая нагрузка на внутренней поверхности коллектора составляла $0,81$ Мвт/м², на наружной поверхности — $0,54$ Мвт/м², а на поверхности теплообмена — $0,18$ Мвт/м².

Прибор с этим коллектором испытывался в «классической» системе испарительного охлаждения [5] с полным отделением пара в бойлере и малым движущим напором. Общий вид системы охлаждения показан на рис. 2. Бойлер с приведенным объемом 30 л был снабжен дефлектором, расположенным соосно с коллектором. Ширина зазора между коллектором и дефлектором составляла 12 мм.

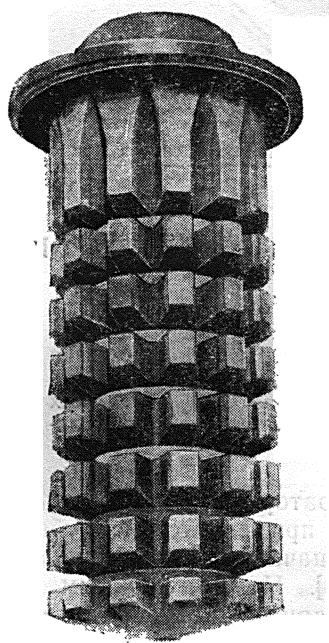


Рис. 1. Вapотронный коллектор с зубчатым оребрением.

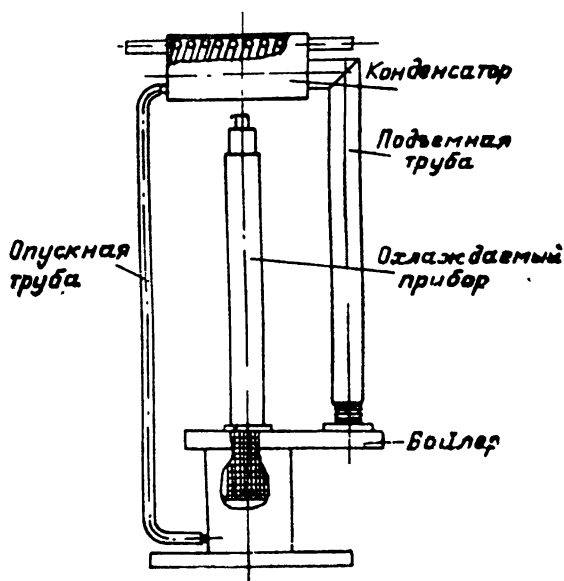


Рис. 2. Система испарительного охлаждения с полным отделением пара в бойлере и малым движущим напором.

При $P=40$ кВт приведенная скорость пара на выходе из дефлектора составляла 3,5 м/сек. При такой скорости брызги воды, канализируемые в междуреберных промежутках, увлекались паром на высоту, обеспечивающую интенсивное охлаждение части коллектора, примыкающей к посадочному фланцу и расположенной в паровом пространстве высотой 70 мм.

Рабочий объем парового пространства (12 л) и его расчетная паронапряженность (2,3 л/л·сек) обеспечили полное отделение пара.

В верхней части бойлер имел выступ, к которому крепился подъемный паропровод высотой 1,5 м и внутренним диаметром 90 мм. Скорость пара в нем при том же значении P составляла 4,4 м/сек, а расчетные потери напора с учетом местных сопротивлений на выходе из бойлера и входе в конденсатор не превышали 1,5 мм вод. ст.

В ходе испытаний прибора мощность рассеяния на коллекторе была доведена до 65 кВт. Система охлаждения при этом работала устойчиво как при изменениях рассеиваемой мощности, так и при периодических выключениях и включениях.

Коллектор другого прибора с номинальной мощностью рассеяния $P=30$ кВт (рис. 3) имел 24 продольных ребра высотой 15 мм, разде-

ленных прямоугольными щелями шириной 5 мм. Подобные оребрения лучше обеспечивают растекание теплового потока в аксиальном направлении. Средняя тепловая нагрузка внутренней поверхности коллектора составляла $0,9 \text{ Мвт/м}^2$, а его поверхности теплообмена — $0,125 \text{ Мвт/м}^2$.

Бойлер с приведенным объемом 10 л системы охлаждения, изображенной на рис. 4, не имел дефлектора и свободного парового пространства. В верхней части бойлер снабжен двумя окошками для наблюдения за уровнем кипящей воды. Подъемный трубопровод диаметром 62 мм выводился через боковую стенку бойлера и был частично за-

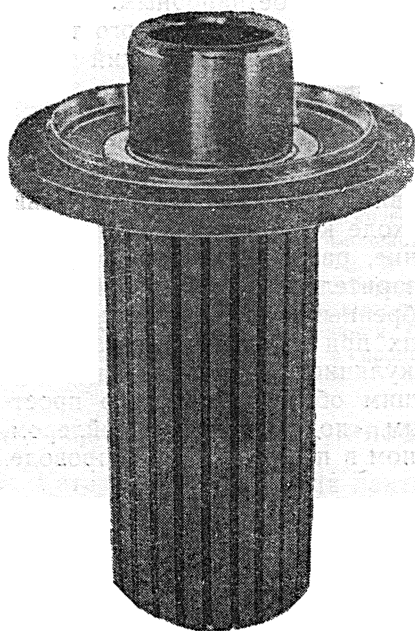


Рис. 3 Вальцованный коллектор с продольными ребрами.

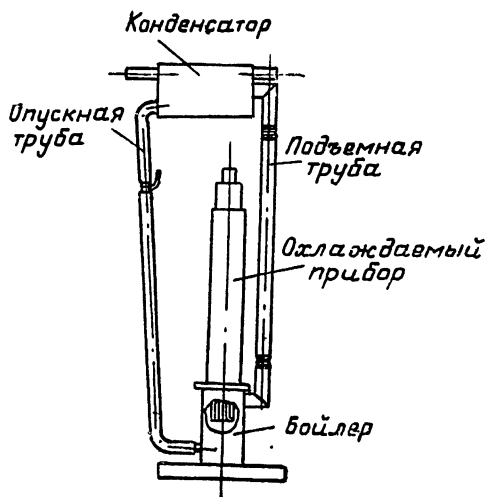


Рис. 4 Система испарительного охлаждения с малообъемным «подтопленным» бойлером.

полнен водой («подтоплен»). Приведенная скорость пара в нем при $P=30 \text{ кВт}$ составляла 7 м/сек и расчетные потери напора при единичной циркуляции — около 3,5 мм вод. ст. Так как в «подтопленных» системах испарительного охлаждения, особенно при «холодном» пуске, наблюдается проседание уровня жидкого теплоносителя, обусловленное вытеснением его в опускной трубопровод, на входе в бойлер был установлен язычковый обратный клапан.

При мощности рассеяния на коллекторе до 30 кВт система охлаждения работала устойчиво как в стационарных, так и в нестационарных режимах. Проседания уровня воды в бойлере и выплеска ее через штуцер связи с атмосферой, расположенный на высоте 1,5 м над бойлером, не наблюдалось.

Испытательный стенд имел два сменных водоохлаждаемых пароконденсатора, представлявших собой горизонтально расположенные медные цилиндры длиной 650 и 500 мм и диаметром 300 и 250 мм. Поскольку эти диаметры значительно превышают диаметр подъемного трубопровода, потерями напора в конденсаторах можно пренебречь.

Внутри цилиндров находились охлаждаемые водопроводной водой медные змеевики, диаметры которых составляли соответственно 25 и 20 мм, длины 10 и 6,5 м и площади поверхностей конденсации 0,80 и 0,42 м². Потери напора в них составляют не более 0,3 м вод. ст. при расходах воды во вторичном контуре соответственно 15 и 9 л/мин. Диаметр опускного трубопровода 19 мм, длина его воздушного участка 1,5 м, а жидкостного 1 м. Скорость конденсата в нем была малой, а сток конденсата по опускному трубопроводу — безнапорным.

Расчетные потери напора на жидкостном участке опускного трубопровода не превышали 0,1 мм вод. ст. Необходимый движущий напор в первичном контуре составлял всего несколько мм вод. ст. и в основном определялся потерями давления на ее подъемном участке.

Поэтому даже при десятикратной циркуляции опасного проседания уровня теплоносителя в бойлере не происходило. Воздушный участок опускного трубопровода, парциальное давление пара в котором минимально, соединялся с атмосферой на выходе конденсатора. Таким образом в системе поддерживалось давление, равное внешнему.

Следовательно, вполне возможно испарительное охлаждение кипящей водой соответствующим образом оребренных, обращенных вниз коллекторов приборов типа О в работающих при атмосферном давлении замкнутых системах с естественной циркуляцией. Системы эти могут быть как «классического типа» — с большим объемом парового пространства в бойлере, так и с малообъемным «подтопленным» бойлером, снабженным язычковым обратным клапаном в питающем трубопроводе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Beurthelet Ch. Les processus de vaporisation et le vapotron. Inst. trans. des combustibles et de l'énergie—Journées de la transmission de la chaleur. 1961. Janv.
2. Warner H. C. Vapour-phase cooling increases rating of high power electron tubes. Conodion Electronics Engineering, 1962, No 4, pp. 46—47.
3. Деревянко Д. Я., Лифшиц З. М. Мощные генераторные лампы с испарительным охлаждением «Радиотехника», 1969, т. 24, № 4, стр. 99—101.
4. Beurthelet Ch. La technique de vapotron. Rev. techn. CFTN, 1956, No 24, pp. 55—83.
5. Notice technique CFTN 007B. 1956, Nov.

Поступила в редакцию 16 марта 1971 г.,
после переработки — 17 июня 1971 г.

КАТОДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.7

Г. М. Кузнецова, Г. А. Кудинцева, Г. М. Плавник**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМАХ ГЕКСАБОРИД
ЛАНТАНА—МЕТАЛЛ**

Результаты термодинамического расчета и экспериментального исследования механизма взаимодействия в системах гексаборид лантана—тугоплавкий металл (Mo, Ta, W, Re) показывают, что при введении тугоплавких металлов в гексаборид лантана протекают реакции взаимодействия, сопровождающиеся выделением свободного лантана. Показано, что скорость протекания реакций в данных системах при высоких температурах велика, поэтому в процессе изготовления катодов реакции практически заканчиваются.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Катоды из гексаборида лантана с присадками металлов (W, Mo, Ta, Re и др.) имеют более высокие эмиссионные свойства, чем катоды из чистого гексаборида лантана [1, 2]. Объясняется это, по-видимому, взаимодействием металлов с гексаборидом лантана, которое приводит к образованию в катode свободного лантана. Атомы лантана адсорбируются на поверхности катода и снижают его работу выхода. Наличие свободного лантана на поверхности таких сложных эмиттеров косвенно подтверждается идентичностью эмиссионных свойств систем LaB_6 с напыленной пленкой лантана и гексаборида лантана с присадками тугоплавких металлов [3]. Однако прямого подтверждения этого предположения о механизме работы рассматриваемых катодов до последнего времени получено не было.

Настоящая работа посвящена термодинамическому исследованию взаимодействия в системах $\text{LaB}_6 + \text{Me}$ и рентгенографической идентификации продуктов взаимодействия. Термодинамический анализ таких систем затруднен из-за ограниченного количества данных по термодинамическим свойствам тугоплавких металлоподобных соединений. Однако известны попытки проведения подобных расчетов для аналогичных систем [4, 5] по приближенному методу, позволяющему оценить наиболее вероятный ход реакции.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

В настоящей работе рассматриваются системы: $\text{LaB}_6 + \text{W}$, $\text{LaB}_6 + \text{Mo}$, $\text{LaB}_6 + \text{Ta}$, $\text{LaB}_6 + \text{Re}$. Основываясь на общих сведениях о взаимодействии бора с металлами, можно предположить, что реакции в рассматриваемых системах должны протекать по следующей схеме:



Для расчета стандартного изменения энергии Гиббса для реакций в данных системах использовался энтропийный метод, основанный на уравнении Гиббса-Гельмгольца, одной из упрощенных форм которого для стандартных условий является уравнение:

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_{298}^0 - T \Delta S_{298}^0. \quad (2)$$

Для расчета ΔH_{298}^0 и ΔS_{298}^0 были использованы стандартные значения теплоты образования $\Delta H_{f, 298}^0$ и абсолютные значения энтропии S_{298}^0 продуктов реакций. Данные для боридов вольфрама и молибдена были взяты из работ [6, 7]. В системе Та-В термодинамические данные известны лишь для диборида тантала TaB_2 [6]. Поэтому для боридов ТаВ, Ta_3B_2 и Ta_3B_4 были проведены ориентировочные расчеты $\Delta H_{f, 298}^0$ и S_{298}^0 . Значения теплоты образования оценивались по методу [8], дающему возможность использовать экспериментальные данные, известные для одного из соединений бинарной системы:



$$\Delta H_{f, 298}^0 (\text{Ta}_m\text{B}_n) = \frac{n \Delta H_{f, 298}^0 (\text{TaB}_2)}{2}. \quad (4)$$

Абсолютные значения энтропии соединений ТаВ, Ta_3B_2 и Ta_3B_4 вычислялись по соотношению:

$$S_{298}^0 (\text{Ta}_m\text{B}_n) = m S_{298}^0 (\text{Ta}) + n S_{298}^0 (\text{B}). \quad (5)$$

Литературные и расчетные данные для $\Delta H_{f, 298}^0$ и S_{298}^0 приведены в табл. 1. С использованием этих данных по уравнению (2) были получе-

Таблица 1

Термические и термодинамические свойства тугоплавких соединений

Соединение	$T_{\text{пл}}, ^\circ\text{C}$	Область температурной устойчивости	$\Delta H_{f, 298}^0$, ккал/моль	S_{298}^0 , ккал/моль	Литературный источник
W_2B	2 770	20—2 770	24	28,2	[9, 6, 7]
$\alpha\text{-WB}$	2 400	20—2 400	17	13,2	[9, 6, 7]
W_2B_5	2 300	20—2 300	35	21,0	[9, 6, 7]
ТаВ	2 430	20—2 430	31,5*	13,1	[9, —, 7]
Ta_3B_2	2 120	20—2 120	63*	32,5*	[9, —, —]
Ta_3B_4	2 650	20—2 650	126*	35,2*	[9, —, —]
TaB_2	3 100	20—3 100	63	13,9	[9, 6, 6]
Mo_2B	2 140	20—2 050	25,5	22,9	[9, 6, 7]
$\alpha\text{-MoB}$	—	20—2 000	16,3	10,8	[9, 6, 7]
$\beta\text{-MoB}$	2 350	2 000—2 180	—	—	[9]
LaB_6	2 530	20—2 530	112,3	19,87	[9, 6, 7]
LaTaB	—	—	—	13,64	[10]
Та	—	—	—	9,9	[10]
W	—	—	—	7,83	[10]
Mo	—	—	—	6,83	[10]
B	—	—	—	1,4	[10]

Примечание. * — расчетные данные. Литературные ссылки даны для температур плавления (первая цифра), $\Delta H_{f, 298}^0$ (вторая цифра) и S_{298}^0 (третья цифра).

ны величины ΔG^0 для температуры 2000° К. Выбор такой температуры связан с тем, что она близка к рабочей температуре катода. Анализ расчетных данных (табл. 2) показывает, что в системах LaB_6 —Me при высоких температурах протекание реакций по схеме (1) термодинамически возможно.

Таблица 2

Изменение энергии Гиббса для реакций в системах гексаборид лантана—металл

Система	Тип реакции	ΔG^0_{2000} ккал моль $\text{LaB}_6 \cdot \text{град}$
$\text{LaB}_6 + \text{W}$	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 12 \text{W}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{W}_2\text{B}_{\text{TB}}$	—169,7
	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 6 \text{W}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{WB}_{\text{TB}}$	—41,7
	$5 \text{LaB}_{6\text{TB}} + 12 \text{W}_{\text{TB}} = 5 \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{W}_2\text{B}_{5\text{TB}}$	+70
$\text{LaB}_6 + \text{Ta}$	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 6 \text{Ta}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{TaB}_{\text{TB}}$	—102,7
	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 3 \text{Ta}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 3 \text{TaB}_{2\text{TB}}$	—88,24
	$2 \text{LaB}_{6\text{TB}} + 9 \text{Ta}_{\text{TB}} = 2 \text{La}_{\text{TB}} + 3 \text{Ta}_3\text{B}_{4\text{TB}}$	—81,04
	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 9 \text{Ta}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 3 \text{Ta}_3\text{B}_{2\text{TB}}$	—81,04
$\text{LaB}_6 + \text{Mo}$	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 12 \text{Mo}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{Mo}_2\text{B}_{\text{TB}}$	—137,92
	$\text{LaB}_{6\text{TB}} + 6 \text{Mo}_{\text{TB}} = \text{La}_{\text{TB}} + 6 \text{MoB}_{\text{TB}}$	—20,68

В рассмотренных системах наибольшее число промежуточных соединений может образовываться в системе LaB_6 —Ta. Однако, если учитывать литературные данные об устойчивости боридов тантала, то можно ожидать, что конечным продуктом взаимодействия в системе LaB_6 —Ta будет диборид тантала. В системах LaB_6 —W и LaB_6 —Mo, согласно расчетным данным, преимущественно должны образовываться только полу-бориды металлов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ

Для проверки расчетных данных было проведено экспериментальное исследование систем LaB_6 —Me. Образцы изготавливались методом холодного прессования с последующим спеканием. Изменение состава рассмотренных систем в результате взаимодействия определялось рентгенографическим фазовым анализом.

Для выявления промежуточных продуктов взаимодействия в системах LaB_6 —Me меняли соотношение металла и гексаборида лантана, а состав определялся после короткой выдержки при температурах, более низких, чем температура, необходимая для спекания гексаборида лантана. Для определения конечных продуктов взаимодействия фазовый состав систем из LaB_6 с содержанием от 5 до 10 вес. % металла исследовался после нескольких часов выдержки при температуре порядка 2000° С и после 500 ч срока службы при температуре 1600° С. Результа-

ты эксперимента представлены в табл. 3, из которой видно, что в рассмотренных системах при высоких температурах протекают реакции взаимодействия с образованием свободного лантана и боридов вводимого металла. В системах $\text{LaB}_6\text{—W}$ и $\text{LaB}_6\text{—Mo}$ образуется два борида: полуборид (Mo_2B и W_2B) и моноборид (MoB и WB) соответствующего металла. Причем конечным продуктом взаимодействия является не полуборид металла, как следует из термодинамического расчета, а борид металла. По-видимому, в системах $\text{LaB}_6\text{—W}$ и $\text{LaB}_6\text{—Mo}$ самыми устойчивыми соединениями являются монобориды. В системе $\text{LaB}_6\text{—Ta}$ образуется наибольшее число промежуточных боридов. Однако при введении в гексаборид лантана до 10 весовых процентов тантала, т. е. при интегрирующих нас концентрациях, реакция идет с образованием только наиболее устойчивого борида — TaB_2 .

Провести аналогичные расчеты для системы $\text{LaB}_6\text{—Re}$ мы не смогли из-за отсутствия необходимых литературных данных. Однако экспериментальное исследование данной системы было проведено. Результаты его показали, что эта система оказалась интересной не только с точки зрения использования рения в качестве активирующей присадки [2], но и по характеру образуемых боридов: устойчивым боридом в данном случае оказалось соединение ReB_2 . Известно, что в соответствии с правилом

Таблица 3

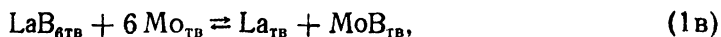
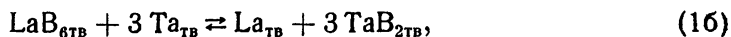
Результаты экспериментального исследования фазового состава систем

Система	Исходный состав	Состав после отжига	Режим отжига	Состав после 20 ч отжига при $T=2000^\circ\text{C}$	Состав после 500 ч срока службы $T=1600^\circ\text{C}$
W+LaB_6	95% LaB_6 +5% W 90% LaB_6 +10% W 50% LaB_6 +50% W 10% LaB_6 +90% W	LaB_6 , W_2B сл. La LaB_6 WB, La , W LaB_6 , W, WB, La , B W, LaB_6 , WB, La , B	1800 °C, 30 мин	LaB_6 , WB	LaB_6 , WB
Ta+LaB_6	90% LaB_6 +10% Ta 50% LaB_6 +50% Ta 10% LaB_6 +90% Ta	LaB_6 , TaB_2 , TaB, La LaB_6 , Ta, TaB, TaB_2 , Ta_3B_2 , La Ta, LaB_6 , Ta_2B , TaB, La , B	1800 °C, 30 мин	LaB_6 , TaB_2	LaB_6 , TaB_2
Mo+LaB_6	10% LaB_6 +90% Mo 90% LaB_6 +10% Mo	Mo, Mo_2B , MoB, La LaB_6 , MoB, La	1600 °C, 30 мин	LaB_6 , MoB	
Re+LaB_6	90% LaB_6 +10% Re 50% LaB_6 +50% Re 10% LaB_6 +90% Re	LaB_6 , ReB_2 , Re_7B_3 , Re, La LaB_6 , Re, Re_7B_3 , ReB_2 , La Re, Re_7B_3 , ReB_2 , LaB_6 , La	2000 °C, 20 мин 1600 °C, 20 мин	LaB_6 , ReB_2	LaB_6 , ReB_2

Хэгга для образования соединений типа фаз внедрения необходимо, чтобы $\frac{r_{\text{B}}}{r_{\text{Me}}} < 0,59$. Для металлов IV и V групп это отношение близко к критическому, а металлы VI и VIII групп имеют значительно большие отно-

шения, т. е. решетки этих боридов не могут иметь плотно упакованных структур. Этим обычно объясняют [11] то, что соединения типа MeB_2 наиболее устойчивы у металлов IV и V групп. Соединения MeB_2 металлов VI группы менее устойчивы, а существование диборида вольфрама вообще проблематично. Действительно, экспериментальное исследование систем $\text{LaB}_6 + \text{Mo}$ и $\text{LaB}_6 + \text{W}$ показало, что в системах с Mo и W диборидов не образуется. Если учесть приведенные выше соображения, то трудно предположить возможность образования устойчивого диборида рения в системе $\text{LaB}_6 + \text{Re}$. Поэтому экспериментальное установление существования ReB_2 как основного продукта реакции представляется нам интересным. Объяснения этому факту мы в настоящее время не имеем.

Таким образом, термодинамический расчет и экспериментальные данные показывают, что при введении тугоплавких металлов в LaB_6 проходят реакции взаимодействия, сопровождающиеся выделением металлического лантана и образованием боридов W, Mo, Ta или Re. Следует отметить, что отсутствие фазы металлического лантана в составе катодов, отожженных при 2000°C или выдержанных в течение длительного времени при 1600°C , указывает, по-видимому, на то, что лантан при таких режимах в сильной степени испаряется из объема катода. Однако некоторая его часть, очевидно, сохраняется. Об этом свидетельствует тот факт, что катоды, выдержанные при указанных выше режимах, сохраняют высокие эмиссионные свойства. Конкретно, для интересующих нас систем, реакции протекают по схемам:



Экспериментальные данные говорят о том, что скорость реакций в данных системах велика, поэтому уже в процессе изготовления катодов реакции практически заканчиваются и в объеме катодов появляется некоторый запас свободного лантана. Поэтому скорость поступления атомов лантана на поверхность должна определяться только диффузионными процессами, а не скоростью твердофазных реакций (1a)—(1г).

Механизм реакций в рассмотренных системах позволяет предположить, что в качестве присадок целесообразней использовать Ta или Re, так как запас свободного лантана в этом случае будет больше, чем в системах с W или Mo при одинаковом количестве присадок. Поэтому на катодах с Ta или Mo можно получить срок службы, одинаковый с катодами, в которых в качестве присадок используются W или Mo при значительно меньшем количестве присадки, а это весьма ценно, так как наиболее устойчивую эмиссию имеют составы с небольшим содержанием боридов тугоплавких металлов [2].

4. ВЫВОДЫ

1. Термодинамический анализ и экспериментальное исследование взаимодействия в катодах на основе гексаборида лантана с присадками тугоплавких металлов показали, что при высоких температурах протекают реакции взаимодействия, сопровождающиеся выделением свободного лантана и образованием боридов вводимых металлов.

2. Экспериментально установлено, что скорость протекания реакций в системах LaB_6 —Me велика и уже в процессе изготовления катодов на основе гексаборида лантана реакции практически заканчиваются. Поэтому скорость поступления свободного лантана на поверхность катодов из LaB_6 будет определяться только диффузионными процессами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самсонов Г. В., Лапшов Ю. К., Подченяева И. А., Фоменко В. С., Еросов Ю. И., Дудник Е. М. Получение и физические свойства сплавов системы W-LaB_6 . «Порошковая металлургия», 1966, № 6, стр. 17.
2. Кудинцева Г. А., Кузнецова Г. М., Никулов В. В. Эмиссионные свойства сложных эмиттеров на основе гексаборида лантана. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 11, стр. 73—82.
3. Кудинцева Г. А., Кузнецова Г. М., Никулов В. В. Исследование эмиссионных свойств эмиттеров на основе гексаборида лантана «Радиотехника и электроника», 1967, № 12, стр. 857.
4. Кан Х. С., Кульварская Б. С. О механизме термоэмиссии катодов из карбидов тугоплавких металлов. Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, т. 33, вып. 3.
5. Бабушкин В. И., Матвеев Г. М., Мchedlov-Петросян О. П. Термодинамика силикатов. Изд. литературы по строительству, М., 1965.
6. Верятин У. Д., Маширов В. П., Рябнев Н. Г., Тарасов В. И., Рогозкин Б. Д., Коробов И. В. Термодинамические свойства неорганических веществ. Атомиздат, М., 1965.
7. Киреев В. А. Методы практических расчетов в термодинамике химических реакций. «Химия», М., 1970.
8. Кубашевский О., Эванс Э. Термохимия в металлургии, Изд. иностранной литературы, М., 1954.
9. Самсонов Г. В. Свойства тугоплавких соединений (краткий справочник), М., 1961.
10. Карапетьянц М. Х., Карапетьянц М. Л. Основные термодинамические константы неорганических и органических веществ. «Химия», М., 1968.
11. Самсонов Г. В., Уманский Я. С. Твердые соединения тугоплавких металлов, Металлургиздат, М., 1957.

Поступило в редакцию 16 июня 1971 г

УДК 621.762 : 621.385.73

В. И. Алексеенков, Д. П. Виноградов, В. П. Монастырев

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ КЕРМЕТОВ НА ОСНОВЕ Al_2O_3 И Y_2O_3 ДЛЯ ПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ КАТОДОВ

Измерены интегральный ϵ_z и спектральный ϵ_λ коэффициенты черноты излучения керметов, диэлектрическим компонентом которых является Al_2O_3 (α -фаза) или Y_2O_3 , а металлическим — W, Mo или Re. Измерения в диапазоне температур 1200—2100°K показали, что при $\lambda \approx 0,665$ мкм $0,55 < \epsilon_z < 0,89$ и $0,5 < \epsilon_\lambda < 0,9$. Определена температурная зависимость этих коэффициентов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Среди характеристик вещества, определяющих возможность использования его в качестве материала подогревателей катодов ЭВП, существенную роль играют интегральный ϵ_z и спектральный ϵ_λ коэффициенты черноты излучения. Знание ϵ_z позволяет определить удельную мощность, излучаемую подогревателем при определенной температуре, а знание ϵ_λ необходимо при определении температуры подогревателя оптическим пирометром.

Для практического использования керметов в качестве материала для подогревателей необходимо знать зависимости ϵ_λ и ϵ_z от состава керметов и технологии их изготовления. Нами исследовалась излучательная способность керметов, диэлектрическая фаза которых состоит из окиси алюминия или окиси иттрия, а проводящая — из вольфрама или молибдена, или рения. Состав керметов подбирался таким, чтобы образцы из них могли быть разогреты пропусканием через них электрического тока [1].

Коэффициенты ϵ_λ и ϵ_z компонентов, входящих в керметы, измерялись многими авторами. Нами использовались значения, приведенные в работах [6—8]. Значения коэффициента ϵ_λ кермета, состоящего из W и Al_2O_3 , опубликованы в [2].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

В качестве исходных материалов для изготовления экспериментальных образцов керметов применялись порошки W, Mo, Re, Al_2O_3 , Y_2O_3 (чистота металлов 99,98%, окислов — 99,95%). Средний размер зерен

окислов 3 мкм, металлов 1 мкм. После приготовления шихты, гидростатического прессования в резиновых оболочках при удельном давлении 2 т/см^2 и предварительного спекания в атмосфере водорода полученные штабики механически обрабатывались и окончательно спекались также в атмосфере сухого водорода в течение 60 мин при температуре 2100 и 1900°С для образцов на основе Y_2O_3 и Al_2O_3 соответственно. Пористость спеченных образцов, определяемая методом гидростатического взвешивания, не превышала 4—5%.

Экспериментальные образцы имели форму полых цилиндров длиной 40—45 мм, с внутренним диаметром 4 мм и внешним 5 мм. На одной из образующих на расстоянии 5—7 мм находились три отверстия диаметром 0,5 мм. Отверстия располагались в центральной части цилиндров. В крайние отверстия вставлялись отрезки вольфрамовой проволоки, которые служили зондом при измерении падения напряжения между крайними отверстиями. Среднее отверстие использовалось для измерения истинной температуры образца. Испытания проводились в вакууме 10^{-5} тор .

При проведении экспериментов измерялись: ток, проходящий через образцы, разность потенциалов между крайними отверстиями в образце, яркостная температура поверхности образца $T_{\text{ярк}}$ и истинная температура в среднем отверстии $T_{\text{ист}}$.

Величина ϵ_{Σ} рассчитывалась по формуле:

$$\epsilon_{\Sigma} = \frac{UI}{S\sigma T_{\text{ист}}^4},$$

где I — ток накала, а,

U — напряжение между крайними отверстиями,

S — внешняя поверхность образца между крайними отверстиями,

σ — постоянная Стефана—Больцмана.

Контроль за постоянством температуры поверхности образца осуществлялся путем замера яркостной температуры в нескольких точках при помощи оптического пирометра.

Расчет ϵ_{λ} проводится по формуле, в которой числовой коэффициент приведен для $\lambda = 0,655 \text{ мкм}$:

$$\epsilon_{\lambda} = \exp \left[2,2 \cdot 10^4 \left(\frac{1}{T_{\text{ист}}} - \frac{1}{T_{\text{ярк}}} \right) \right].$$

Точность расчета ϵ_{Σ} , особенно ϵ_{λ} , зависит в первую очередь от точности измерения $T_{\text{ярк}}$ и $T_{\text{ист}}$. Паспортная погрешность пирометра в области температур 1000 и 1800°К равна 0,5%. Статистическое усреднение серии измерений может дать меньшую погрешность.

Наряду со случайными ошибками при проведении экспериментов существовали систематические ошибки, вызванные поглощением части излучения в стекле колбы, неравенством температуры на внутренней и внешней поверхностях образца, а также отличием излучения из отверстия в образце от излучения абсолютно черного тела.

Измерения показали, что из-за поглощения излучения в стекле показания микропирометра оказываются заниженными на 20°.

Различие в температурах внутренней и внешней поверхности образца, определенное из соотношения [5]:

$$\Delta T = T_{\text{вн}} - T_{\text{н}} = \frac{UI}{4\alpha} \left[R_{\text{н}}^2 - R_{\text{вн}}^2 \left(1 + 2 \lg \frac{R_{\text{н}}}{R_{\text{вн}}} \right) \right],$$

где $R_{\text{н}}$ — наружный радиус цилиндра,
 $R_{\text{вн}}$ — внутренний радиус цилиндра,
 α — теплопроводность кермета, равная 0,075 вт/см·град, оказалась порядка 10°К .

Для оценки степени отклонения излучения из отверстия от излучения абсолютно черного тела были использованы данные работы [3]. Отличие, обусловленное этим отклонением, не превышает 0,2%.

В результате учета всех перечисленных ошибок, а также ошибок, допускаемых при измерении тока, напряжения и размеров образца, была проведена оценка точности определения коэффициентов излучения, которая оказалась равной 6 и 12% для ϵ_{λ} и ϵ_{Σ} соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения зависимости ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} от температуры проводились в интервале от 1200 до 2100°К. Результаты измерений приведены в табл. 1. В табл. 2 приведены зависимости ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} от температуры компонентов керметов, взятые из различных литературных источников.

Результаты измерений показывают, что коэффициенты излучения керметов значительно больше коэффициентов излучения компонентов. Причин этого может быть несколько.

Во-первых, как показано в [9], величины ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} сильно зависят от степени шероховатости излучающей поверхности. Приведенные в табл. 2 коэффициенты излучения получены для образцов металлов тянутых проволок или прокатанных лент. Поверхности же керметов имеют неровности, величина которых не меньше величины зерен, используемых при изготовлении порошков. Чтобы оценить влияние шероховатости поверхности кермета на его ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} , были изготовлены образцы, на которых имелись участки полированной поверхности. Сравнение величин ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} , измеренных на полированных и на неполированных участках образца, показало, что в пределах точности эксперимента различия между ними нет.

Для оценки влияния прозрачности диэлектрической фазы кермета на величину ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} были изготовлены образцы керметов, спеченные при 2100 и 1700°С. Прозрачность керметов определялась по прохождению света через пластину кермета толщиной 0,1 мм и была практически одинаковой для образцов, спеченных при различных температурах. Однако величины ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} керметов, спеченных при 1700°С, сильно отличались от величин ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} керметов, спеченных при 2100°С (табл. 3). Таким образом, прозрачность керамической фазы не обуславливает высокое значение ϵ_{Σ} и ϵ_{λ} кермета. Было замечено, что образцы керметов, спеченных при 1700°С, светлее образцов, спеченных при 2100°С, что связано, вероятно, с появлением в объеме кермета при повышении темпера-

туры спекания продуктов взаимодействия компонентов друг с другом. В [10] было показано, что ϵ_{λ} окиси тория на вольфраме при нагреве ее до

Таблица 1

Кермет (состав)	Температура (истинная), °K									
	1 200	1 300	1 400	1 500	1 600	1 700	1 800	1 900	2 000	2 100
30МИ (30% Mo+70% Y ₂ O ₃)	0,90	0,88	0,85	0,82	0,79	0,76	0,74	0,71	0,68	0,65
	0,87	0,86	0,85	0,85	0,84	0,83	0,82	0,81	0,80	0,79
32,5МИ (32,5MO+67,5%Y ₂ O ₃)	0,90	0,88	0,85	0,83	0,80	0,77	0,75	0,72	0,70	0,67
	0,89	0,88	0,87	0,87	0,86	0,85	0,85	0,85	0,84	0,84
40МИ (40% Mo+60% Y ₂ O ₃)	0,90	0,87	0,85	0,82	0,78	0,76	0,73	0,70	0,68	0,65
	0,83	0,83	0,82	0,82	0,82	0,81	0,81	0,80	0,80	0,80
42,5ВИ (42,5% W+57,5% Y ₂ O ₃)	—	0,77	0,76	0,75	0,74	0,73	0,72	0,70	0,69	0,67
	0,77	0,77	0,77	0,76	0,76	0,76	0,76	0,76	0,75	0,75
42РИ (42% Re+58% Y ₂ O ₃)	0,70	0,68	0,66	0,65	0,63	0,62	0,60	0,59	0,57	0,55
	0,59	0,60	0,60	0,60	0,59	0,60	0,66	0,60	0,60	0,60
40МА (40% Mo+60% Al ₂ O ₃)	—	—	0,84	0,82	0,81	0,79	0,78	0,76	0,74	0,72
	0,64	0,66	0,65	0,65	0,64	0,65	0,65	0,66	0,65	0,64
50ВА (50% W+50% Al ₂ O ₃)	0,75	0,73	0,70	0,68	0,66	0,64	0,61	0,58	0,56	0,55
	0,75	0,74	0,73	0,72	0,71	0,70	0,68	0,67	0,67	0,65
55РА (55% Re+45% Al ₂ O ₃)	—	0,68	0,66	0,63	0,61	0,59	0,57	0,54	0,51	0,50
	0,78	0,76	0,75	0,73	0,72	0,71	0,69	0,68	0,66	0,65

ПРИМЕЧАНИЕ Верхние значения ϵ_{λ} , нижние ϵ_{λ}

Таблица 2

Материал	Температура, °K						Источник
	1 200	1 400	1 600	1 800	2 000	2 200	
Mo	0,37	0,36	0,36	0,36	0,35	0,34	[6]
	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,23	[6]
W	0,44	0,44	0,44	0,43	0,42	0,42	[6]
	0,15	0,18	0,20	0,23	0,26	0,29	[6]
Re	0,44	0,42	0,42	0,41	0,40	0,39	[6]
	0,19	0,21	0,23	0,25	0,27	0,28	[7]
Al ₂ O ₃	0,11	—	—	0,16	—	0,21	[6]
	0,30	0,29	0,31	0,38	—	—	[6]
Y ₂ O ₃	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34	0,35	[8]
	—	—	—	—	—	—	

ПРИМЕЧАНИЕ Верхние значения ϵ_λ , нижние ϵ_Σ

Таблица 3

Кермет (состав)	Коэф- фици- ент ϵ	Температура (истинная), °K							
		1 200	1 300	1 400	1 500	1 600	1 700	1 800	1 900
35МИ (35% Mo + 65% Y ₂ O ₃)	ϵ_λ	0,52	0,50	0,46	0,43	0,40	0,37	0,33	0,31
	ϵ_Σ	0,69	0,67	0,64	0,60	0,58	0,55	0,53	0,50
40МИ (40% Mo + 60% Y ₂ O ₃)	ϵ_λ	0,60	0,57	0,53	0,49	0,45	0,40	0,37	0,34
	ϵ_Σ	0,53	0,52	0,51	0,50	0,49	0,47	0,46	0,45

2800° К возрастает от 0,3 до 0,7 и что возрастание связано с появлением в окиси тория продуктов ее взаимодействия с вольфрамом. Можно предполагать, что в кермете происходят аналогичные явления. Продукты взаимодействия металла с окислами, распределяясь по объему кермета, меняют его излучательную способность и цвет.

Об этом свидетельствует следующий эксперимент. После выдержки при $T_{\text{ярк}} = 1900^\circ\text{C}$ в течение 5 ч при давлении остаточных газов 10^{-5} тор приповерхностный слой кермета толщиной в 3—5 мкм заметно посветлел. Коэффициент ϵ_λ этого кермета заметно уменьшился (табл. 4). Посветление кермета связано, вероятно, с испарением продуктов реакций из приповерхностного слоя.

Следовательно, величины ϵ_λ и ϵ_λ керметов определяются не только их составом, но и термической обработкой керметов.

Таблица 4

Температура (истинная), °К	Значения коэффициента ϵ_λ кермета 32МИ		Температура (истинная), °К	Значения коэффициента ϵ_λ кермета 32МИ	
	до прогрева	после прогрева		до прогрева	после прогрева
1 200	0,90	0,79	1 700	0,77	0,69
1 300	0,88	0,77	1 800	0,75	0,67
1 400	0,85	0,75	1 900	0,72	0,66
1 500	0,81	0,73	2 000	0,70	0,64
1 600	0,80	0,71	2 100	0,67	0,62

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов Д. П., Монастырев В. П. О возможности применения керметов для изготовления подогревателей импрегнированных и L-катодов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 9, стр. 145—150.
2. Августинник А. И., Гандельсман И. Л. Применение кермета на основе W и Al_2O_3 для изготовления катодных подогревателей. В сб.: «Исследования в области химии силикатов и окислов», М., «Наука», 1965.
3. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел, М., «Наука», 1963, стр. 198.
4. Виноградов Д. П., Львов С. Н., Малинский Б. И., Монастырев В. П., Малько П. И., Немченко В. Ф. Теплофизические и электрические свойства керметных систем W— Y_2O_3 . «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 10, стр. 146—150.
5. Кинджери В. Д. Измерения при высоких температурах. М., ГНТИ, 1963.
6. Мармер Э. И., Гурвич О. С., Мальцева Л. Ф. Высокотемпературные материалы. М., «Металлургия», 1967.
7. Пелецкий В. Э., Дружинин В. П. Интегральная излучательная способность рения в диапазоне температур 1 200—2 800° К. ТВТ, 1969, стр. 364.
8. Бондаренко Б. В. Спектральная излучательная способность окислов редкоземельных металлов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 6.
9. Агабабов С. Г. Влияние фактора шероховатости на радиационные свойства тел, ТВТ, т. 8, № 4, 1970.
10. Weinreich O. A. Emissivity changes of thorium cathodes. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, No 12, pp. 1272—1275.

Поступила в редакцию 16 июля 1971 г.

ФИЗИКА ЯВЛЕНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.385.632

З. М. Горбачевская**ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ
В СВЕРХМАЛОШУМЯЩИХ ПУШКАХ ЛБВ***

Природа подавления шумов в сверхмалошумящих ЛБВ объясняется затуханием плазменных волн электронного пучка в низкопотенциальной (многоскоростной) области пушки за счет электроннооптического разброса скоростей.

Показано, что длина релаксации плазменных волн совпадает с длиной низкопотенциального участка пушки при частоте, близкой к низкочастотной границе полосы пропускания ЛБВ, и становится меньше этой длины при более высоких частотах. Оценочный расчет длины релаксации выполнен на основе квазилинейной теории плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В современных сверхмалошумящих ЛБВ для достижения предельно низкого уровня шума (шум-фактор меньше 6 дБ) применяют особые конструкции электронных пушек [1, 2, 5], в которых с помощью электростатических полей формируют две области: область между катодом и первым анодом длиной порядка 1 мм и область с низким потенциалом длиной около 20 мм между первым анодом и последним анодом. Поток электронов в первой области и в значительной части второй области является существенно многоскоростным. В прикатодной области с помощью формирующего электрода создают расходящееся от краев катода электрическое поле. Такое поле, как показывают эксперименты [3], приводит к разбросу продольных и поперечных скоростей электронов в электронном потоке. При условиях, соответствующих шум-фактору в 4 дБ, это распределение для продольных скоростей оказывается полумаксвелловским с низкоэнергетическим «хвостом», а эквивалентная температура электронов лежит в пределах 1400—2700° К, т.е. в несколько раз превышает эквивалентную шумовую температуру, равную 450° К (при шум-факторе в 4 дБ). Она также превышает рабочую температуру катода, равную 1000° К.

Механизм подавления шума в этих пушках, как указывают авторы ряда работ [1, 4], до настоящего времени неясен. Трактовки различных авторов не согласуются между собой. Например, Эйхенбаум [5], исследовавший влияние облачка плазмы в области катода и получивший за счет этого снижение шум-фактора на 0,7 дБ, объясняет это снижение

* Публикуется в порядке дискуссии.

следующим образом: нейтрализация пространственного заряда электронов положительными ионами лития приводит к возможности получения нужного тока электронов при уменьшенном потенциале на формирующем электроде (что и наблюдалось экспериментально), а это снижает радиальное поле и вызванный им разброс скоростей электронов в пучке. Эта интерпретация не согласуется с экспериментальной работой [3].

До сих пор не существует единой точки зрения о влиянии виртуального катода на шумы. Например, в работе [5] указывается на нежелательность виртуального катода, а в работе [6] говорится о необходимости (в числе прочих мер) «создавать сглаживание шума пространственным зарядом в области минимума потенциала».

В сложном комплексе наблюдаемых явлений все же можно выделить характерные особенности, необходимые для получения малого шума:

1) наличие в электронном потоке электроннооптического разброса скоростей с максвелловским распределением и большой эквивалентной температурой;

2) необходимость низковольтной области длиной 1—2 см, в которой потенциалы одного порядка с потенциалом, эквивалентным разбросу скоростей электронов (около 1 в);

3) уменьшение шума с ростом плотности тока до тех пор, пока не образуется виртуальный катод.

Эти явления поддаются, на наш взгляд, объяснению, если воспользоваться понятиями теории плазмы.

Вопрос об использовании выводов теории плазмы для многоскоростных потоков электронов обсуждался в литературе и возник на почве многих работ, посвященных распространению электромагнитных волн в многоскоростных потоках, обзор которых дан в [7]. Развитый в [7] количественный анализ ограничивается областью малого разброса скоростей в электронных потоках и областью частот, значительно превышающих плазменную. Он не описывает физических явлений в режимах, реализующихся в конкретных конструкциях сверхмалозумящих пушек ЛБВ. Кроме того, анализ не учитывает квазилинейные эффекты в плазме, приводящие к существенно иным результатам.

В данной работе сделан оценочный расчет длины релаксации плазменных волн на основе квазилинейной теории плазмы для практических режимов сверхмалозумящих пушек. В процессе расчета определена начальная плотность энергии плазменных шумовых волн. При оценочном расчете использован электроннооптический разброс скоростей электронов.

2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В НЕПОДВИЖНОЙ ПЛАЗМЕ

Теория плазмы показывает [8, 9], что продольные колебания, возникающие под действием начальной флуктуации, затухают с течением времени (затухание Ландау). Скорость этого затухания определяется характером невозмущенной функции распределения электронов по скоростям $f(v)$ и величиной начальной энергии плазменных колебаний. Затухание имеет место для всех функций распределения, имеющих один

максимум [9], следовательно, и для максвелловской функции распределения. Зависимость затухания от начальной энергии плазменных волн для такой функции распределения впервые исследована в работе [8]. Развита в [8] теория приводит к следующему выражению для времени релаксации энергии плазменных волн в волновом пакете шириной Δk :

$$\tau_{\text{рел}} = \tau_0 \left[1 + \Lambda \frac{\bar{k}}{\Delta k} \left(\frac{v}{v_T} \right)^3 \frac{\varepsilon}{nmv_T^2} \right], \quad (1)$$

где τ_0 — время релаксации при бесконечно малой величине энергии волнового пакета;

Λ — кулоновский логарифм, равный $\ln \left(\frac{v_T}{\frac{\omega_0}{2e^2}} \right)$,

$\bar{k}$ — среднее волновое число волнового пакета шириной Δk ,

v — скорость резонансных электронов (т. е. электронов, находящихся в синхронизме с плазменными волнами);

$v_T \approx v_T^2$ — средняя и среднеквадратичная скорости электронов, имеющих температуру T ;

n — концентрация электронов;

N_d — число электронов в дебаевской сфере, равное $\frac{4\pi}{3} \left(\frac{v_T}{\omega_0} \right)^3 n$,

ω_0 — плазменная частота;

ε — начальная объемная плотность шумовой энергии плазменных волн в волновом пакете шириной Δk ;

e, m — заряд и масса электрона.

Время τ_0 , вычисленное для случая длинноволновых колебаний ($kr_d < 1$, $r_d = \frac{v_T}{\omega_0}$ — радиус Дебая), которые нам только и понадобятся при дальнейшем, равно:

$$\tau_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi}{8} \omega_0}} (kr_d)^3 e^{\frac{1}{2(kr_d)^2}}, \quad (2)$$

причем волновое число k определяется дисперсионным уравнением:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 3v_T^2 k^2. \quad (3)$$

Уравнение (3) дает два значения $\frac{\omega}{k}$, отличающиеся знаком, соответствующие прямой и обратной волнам. Для $\frac{\omega}{k} > 0$ затухание имеет место при $\frac{d\varphi(v)}{dv} < 0$, а для $\frac{\omega}{k} < 0$ — при $\frac{d\varphi(v)}{dv} > 0$. Если функция распределения полумаксвелловская, то затухание имеет место только для одной из волн в зависимости от знака $\frac{d\varphi(v)}{dv}$.

Формулы (1) — (3) относятся к неподвижной плазме в бесконечном пространстве со средней плотностью пространственного заряда, равной нулю. Для того чтобы воспользоваться (1) — (3) для электронного пучка 1) введем коэффициент редукции плазменной частоты, учитывающий ограниченные размеры электронного пучка [11], 2) будем считать, что компенсация расталкивающего действия объемного заряда пучка внешним магнитным полем, фокусирующим электронный пучок, эквивалентна фону положительных ионов в плазме, 3) введем в рассмотрение систему координат, движущуюся со скоростью v_0 , равной максимальной скорости полумахвелловского распределения в низкопотенциальной области электронной пушки. Тогда можно воспользоваться (1) — (3), взяв значения входящих в них величин в движущейся системе координат, причем для v_T использовать значение средней скорости полумахвелловского электронооптического разброса скоростей.

В неподвижной системе координат обратная волна, определяемая соотношением (3), преобразуется за счет доплеровского сдвига частоты kv_0 в медленную волну пространственного заряда, а прямая — в быструю. В соответствии с распределением скоростей в электронном пучке затухать должна медленная волна пространственного заряда, которая представляет собой источник шума в ЛБВ. Быстрая волна не взаимодействует с замедляющей системой и поэтому не представляет интереса с точки зрения подавления шумов.

3. ДЛИНА РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ФУНКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Если групповая скорость $\frac{d\omega}{dk}$ в движущейся системе координат намного меньше скорости ее движения v_0 , то время релаксации плазменных колебаний в потоке электронов (1) определит длину, на которой произойдет релаксация:

$$L_{\text{рел}} = v_0 \tau_{\text{рел}}. \quad (4)$$

Если использовать (3) в движущейся системе координат, то можно показать, что

$$\frac{d\omega}{dk} = \sqrt{6} v_T \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$.

Из (5) следует, что $\frac{d\omega}{dk} \ll v_0$, если $v_0 \gg v_T$. Практически реализуется именно этот режим, поэтому для нахождения длины релаксации $L_{\text{рел}}$ используем формулу (4) с учетом (1):

$$L_{\text{рел}} = v_0 \tau_0 \left[1 + \Lambda \frac{\bar{k}}{\Delta k} \left(\frac{v}{v_T} \right)^3 \frac{\varepsilon N_d}{nmv_T^2} \right]. \quad (6)$$

Для расчета $L_{\text{рел}}$ необходимо знать величину начальной объемной плотности энергии шума ϵ , содержащейся в волновом пакете шириной Δk . Эта энергия равна объемной плотности энергии шума, содержащегося в нерелаксированных плазменных волнах, т.е. в режиме, при котором пушка «не настроена» на низкий шум. Величину энергии ϵ можно оценить по спектральной плотности шумовой мощности $P_{\text{ш. вх}}$ на входе ЛБВ в режиме с наихудшим значением шум-фактора $F_{\text{макс}}$. Такой режим экспериментально можно осуществить, ликвидировав максвелловское распределение скоростей.

Оценочный расчет можно провести, пользуясь уравнением, связывающим поток энергии в спирали ЛБВ P с СВЧ потенциалом U и сопротивлением связи K [10]:

$$P = \frac{U^2}{2K} \quad (7)$$

и уравнением, связывающим возбуждающий СВЧ ток i в потоке электронов с потенциалом U [10]:

$$i = \frac{U(\Gamma^2 - \Gamma_1^2)}{\Gamma\Gamma_1 K}. \quad (8)$$

Здесь Γ и Γ_1 — постоянные распространения основной волны в спирали при наличии и отсутствии потока электронов соответственно.

Применим уравнения (7) и (8) к каждой из шумовых спектральных составляющих $i_{\text{ш}\omega}$ и $U_{\text{ш}\omega}$. Тогда спектральные плотности средних квадратов токов $i_{\text{ш}}^2$ и потенциалов $U_{\text{ш}}^2$ будут связаны соотношением:

$$i_{\text{ш}}^2 = \frac{U_{\text{ш}}^2 |\Gamma^2 - \Gamma_1^2|^2}{|\Gamma\Gamma_1|^2 K^2}. \quad (9)$$

Уравнение (9) справедливо для любого сечения спирали ЛБВ, в частности, на ее входе.

Пользуясь развитой в [10] теорией, можно показать, что для нарастающей волны в полосе пропускания ЛБВ

$$\left| \frac{\Gamma^2 - \Gamma_1^2}{\Gamma\Gamma_1} \right|^2 \approx 196C^2, \quad (10)$$

где $C = \left(\frac{KI_0}{4U_0} \right)^{1/3}$ — параметр усиления.

Из уравнений (7), (9) и (10) для спектральной плотности среднего квадрата входного тока получим:

$$i_{\text{ш. вх}}^2 = \frac{2P_{\text{ш. вх}}}{K} 196C^2. \quad (11)$$

Поскольку наше рассмотрение основано на предположении о том, что шум в спирали возбуждается плазменными волнами, то электри-

ческое поле $E_{ш\omega}$ каждой спектральной составляющей связано с соответствующей составляющей тока уравнением полного тока:

$$4\pi \frac{i_{ш\omega}}{S} + j\omega_1 E_{ш\omega} = 0^*, \quad (12)$$

где S — поперечное сечение электронного потока.

Спектральные плотности средних квадратов тока $i_{ш}^2$ и электрического поля соответственно связаны соотношением:

$$i_{ш}^2 = \omega_1^2 S^2 E_{ш}^2 \frac{1}{(4\pi)^2}. \quad (13)$$

На основе (11) и (13) можно оценить спектральную объемную плотность энергии плазменных колебаний на входе ЛБВ:

$$\epsilon_{сп} = \left(\frac{E_{ш}^2}{8\pi} \right)_{вх} = \frac{4\pi 196 C^2 P_{ш. вх}}{K S^2 \omega_1^2}. \quad (14)$$

Учитывая, что

$$P_{ш. вх} = \chi T_0 F_{\max} \quad (15)$$

($T_0 = 300^\circ \text{K}$, χ — постоянная Больцмана), из (14) и (15) получим:

$$\epsilon_{сп} = \frac{4\chi T_0 F_{\max} 196 C^2 \pi}{K S^2 \omega_1^2}. \quad (16)$$

Формула (16) относится к неподвижной системе координат, но поскольку спектральная плотность энергии $\epsilon_{сп}$ инвариантна относительно линейного преобразования координат, то и в движущейся системе координат $\epsilon_{сп}$ равна величине, определяемой (16).

Ширина спектра плазменных колебаний, рассматриваемая в подвижной системе координат, равна $\Delta\omega$. Этот спектр частот, трансформированный доплеровским сдвигом kV (V — скорость движения электронов в замедляющей системе), мы считаем (и это практически оправдывается) попадающим в полосу пропускания ЛБВ **.

Объемная плотность энергии всего рассматриваемого спектра колебаний в движущейся системе координат равна:

$$\epsilon_{сп} \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{2\chi T_0 F_{\max} 196 C^2 \Delta\omega}{K S^2 \omega_{1cp}^2}, \quad (17)$$

где ω_{1cp} — средняя частота в спектре плазменных колебаний шириной $\Delta\omega$, взятая в неподвижной системе координат в низкопотенциаль-

* ω_1 — круговая частота колебаний в неподвижной системе координат в отличие от ω в уравнении (3)

** Это предположение необходимо для того, чтобы пользоваться формулой (10) в диапазоне частот, лежащих в спектре плазменных колебаний.

ной области пушки для медленной волны пространственного заряда. Можно показать, что $\omega_{1cp} \approx \omega_0$.

В режиме наихудшего шума $\epsilon_{сп} \Delta \omega$ вследствие отсутствия максвелловского распределения скоростей и, следовательно, затухания плазменных волн остается постоянной вдоль направления распространения волн на участке между катодом и входом в спираль. Поэтому ϵ в (1) равно:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{сп} \Delta \omega}{2\pi}.$$

Формулы (6), (17), (18) дают возможность оценить $L_{рел}$.

4. СПЕКТР ЧАСТОТ В ПРОСТРАНСТВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН С ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

Длина релаксации (6) получена для спектра частот плазменных колебаний, определяемых уравнением (3) в движущейся системе координат. Выясним, как преобразуется этот спектр, когда плазменные волны распространяются в пространстве замедляющей системы, в неподвижной системе координат. Если V — скорость движения электронов в замедляющей системе, то частота плазменных колебаний изменится на величину доплеровского сдвига и станет равной:

$$\omega_1 = \omega + kV, \quad (19)$$

причем k и ω связаны уравнением (3).

При $V \gg v_T$

$$\omega_1 = \pm \omega_0 + kV. \quad (20)$$

Выражение (20) представляет собой известное уравнение для быстрой и медленной волн пространственного заряда. Нас интересует только спектр частот медленных волн. Этот спектр равен:

$$\omega_1 = -\omega_0 + kV. \quad (21)$$

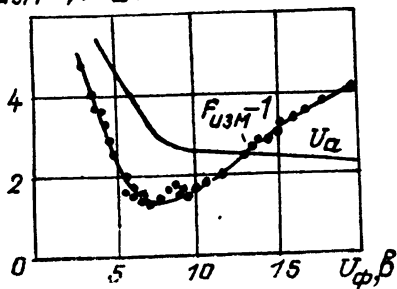
5. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для расчета $L_{рел}$ воспользуемся следующими исходными экспериментальными данными [1—3] для ЛБВ 10-см диапазона: $v_0 = 0,8 \cdot 10^8$ см/сек, $v_T = 0,5 \cdot 10^8$ см/сек, $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$ см², $\omega_0/2\pi = p \cdot 0,79 \cdot 10^9$ гц при $v_0 = 0,8 \cdot 10^8$ см/сек, плотность тока катода $0,1$ а/см², толщина стенок электронного пучка $0,3$ мм, $I_0 = 150$ мка, $U_0 = 500$ в, $K = 150$ ом, $C = 0,02$. Коэффициент редукции плазменной частоты $p = 0,7$ [11]; $F_{макс} = 11$ дб, что можно получить путем экстраполяции

кривой для коэффициента шума на рисунке; кулоновский логарифм $\Lambda \approx 10$; $\omega_{1cp} \approx \omega_0$.

Все формулы записаны в абсолютной гауссовой нерационализированной системе единиц. Поэтому приводимые числовые величины при расчетах надо брать в этой же системе единиц.

$(F_{изм} - 1), U_a, \delta$



Измеренный шум-фактор $F_{изм}$ как функция напряжения на формирующем электроде U_ϕ . Напряжение на первом аноде U_a регулировалось так, что полный ток луча оставался постоянным [1].

В таблицу сведены результаты расчета величин, входящих в (6), длина релаксации $L_{рел}$ и соответствующей ей частота, определенная из (21) при вышеприведенных исходных данных.

В расчетах учтено, что при относительно малых $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ величины $\frac{\bar{k}}{\Delta k} \approx 2$, $v \approx \frac{\omega_0}{k}$ и использовано соотношение:

$$N_d = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{v_T}{\omega_0} \right)^3 n. \quad (22)$$

Величины, рассчитанные по (6) и (21)

Т а б л и ц а

$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$	krd	$\frac{v}{v_T}$	γ^*	$2\Delta\gamma$	$1 + \left(\frac{v}{v_T} \right)^3 2\Delta\gamma$	$\tau_0, \text{сек}$	$\tau_{рел}, \text{сек}$	$L_{рел}, \text{см}$	$\frac{\omega_1}{2\pi}, \text{Гц}$
0,1	0,262	3,98	0,075	1,5	95,5	$12,9 \cdot 10^{-9}$	$1,22 \cdot 10^{-6}$	98	1,08
0,2	0,370	2,75	0,15	3,0	63	$0,89 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$	4,40	1,60
0,3	0,454	2,24	0,225	4,5	54	$0,49 \cdot 10^{-9}$	$2,64 \cdot 10^{-8}$	2,12	1,98
0,4	$\sim 0,525$	$\sim 1,94$	$\sim 0,30$	$\sim 6,0$	$\sim 44,8$	$\sim 0,4 \cdot 10^{-9}$	$\sim 1,7 \cdot 10^{-8}$	$\sim 1,36$	2,28

$$\gamma^* = \frac{N_d}{n} \frac{mv_T^2}{2}.$$

Из таблицы видно, что плазменные колебания на частоте $> 2,28 \text{ ГГц}$ релаксируются на длине короче 1,36 см. Эта частота одного порядка с граничной частотой (длинноволновая граница) полосы пропускания ЛБВ 10-см диапазона, а длина релаксации одного порядка с длиной многоскоростной области пучек сверхмалошумящих ЛБВ.

Если считать справедливыми изложенные в статье соображения и оценки, то многоскоростную область с электронооптическим разбросом скоростей можно рассматривать как фильтр высоких частот для шумовых плазменных колебаний с частотой отсечки, лежащей вблизи нижней частотной границы полосы пропускания ЛБВ.

Изложенные соображения позволяют понять и ход экспериментальных кривых на рисунке: при уменьшении U_ϕ в области $U_\phi < 7,5 \text{ в}$ разброс скоростей уменьшается, при $U_\phi = 0$ он сводится почти к нулю,

затухание плазменных волн не происходит и шум-фактор нарастает. При возрастании U_ϕ в области $U_\phi \geq 7,5$ в у катода образуется виртуальный катод и часть низкоскоростного «хвоста» максвелловского распределения отсекается, что также приводит к росту шум-фактора. Точка $U_\phi = 7,5$ является оптимальной для того, чтобы установились максвелловское распределение скоростей электронов и минимальный шум-фактор. Снижению шума при росте U_ϕ от 0 до 7,5 способствует также рост плотности пространственного заряда, что также находится в соответствии с (6), откуда следует, что при росте пространственного заряда уменьшается длина релаксации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теории плазмы можно рассчитать расстояние, на котором происходит затухание, т.е. длину релаксации плазменных волн.

Свойства многоскоростного электронного потока, фокусируемого магнитным полем, при плотностях пространственного заряда, не превышающих предельных, аналогичны свойствам плазмы, что позволяет, пользуясь выводами теории плазмы, определить приближенно длину релаксации плазменных волн в электронном потоке.

Шумы в электронном многоскоростном потоке, рассматриваемые как спектр гармонических плазменных колебаний, должны затухать аналогично плазменным колебаниям в плазме.

Дана оценка длины релаксаций шумов в электронных многоскоростных пучках, применяемых в сверхмалошумящих пушках ЛБВ.

Сравнение полученной величины длины релаксации с размерами низковольтных (многоскоростных) областей электронных пушек показало, что они одного порядка. Факт совпадения дает возможность предположить объяснение эффекта подавления шумов и форму зависимости шум-фактора от напряжения формирующего электрода, наблюдаемую экспериментально в сверхмалошумящих электронных пушках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Currie M. R., Forster D. C. New mechanism of noise reduction in electron beams. J. Appl. Phys., Jan. 1959, vol. 30, No 1, pp. 94—103.
2. Chalk G. O., James B. F. A wide dynamic range ultra noise TWT for S-band, "Tube pour hyperfréquences", travaux du 5^e congrès international, Paris, 1964.
3. Mansell J. K., Smith N. W. Velocity sorting experiments with low noise electron guns, "Tube pour hyperfréquences", travaux du 5^e congrès international, Paris, 1964.
4. Bloom S., Vural B. Noise on a drifting maxwell beam. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No 2, pp. 356—363.
5. Eichenbaum A. L. Ultra low noise beams from synthesized plasma cathodes. Proc. IEEE, 1965, vol. 5, No 6, p. 631.
6. Waadwa R. R. Van Duzer T. A 3,5 db noise-figur S-band, medium-power, forward-wave, injected-beam-crossed-field amplifier. Proc. IEEE, 1965, No 4, pp. 425—426.
7. Martin Caulton. Landau damping in electron beams. RCA. Review, June, 1967, vol. XXVIII, No 2, pp. 297—316.
8. Веденов А. А. Введение в теорию слаботурбулентной плазмы. Сборник «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, 1963, вып. 3, Атомиздат.
9. Стикс Т. Теория плазменных волн. Атомиздат, 1965, стр. 194—199.
10. Пирс Дж. Лампа с бегущей волной. «Советское радио», М., 1952.
11. Шумы в электронных приборах, под ред. Л. Д. Смулина и Г. А. Хауса, М., 1964, Л., «Энергия».

УДК 538.24 : 621.3.038.615

В. В. Коген-Далин, Е. В. Шильникова, Е. Ф. Яковлев

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ТРУБЧАТОЙ МПФС ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ (МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ)

Разработана методика исследования и расчета трубчатой МПФС с использованием сеточного электроинтегратора.

Приводятся результаты расчета конкретного варианта МПФС. Определена топография поля внутри поляризованного ферромагнетика. Показана возможность повышения степени использования активного материала МПФС.

Предложенная методика может быть использована при построении алгоритма расчета трубчатых МПФС с помощью ЭЦВМ.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Периодические фокусирующие системы в виде сплошной ферритовой трубы имеют меньшие габариты и вес по сравнению с обычными системами, выполненными из отдельных дисков [1]. Кроме того, простота технологии изготовления и отсутствие сопрягающихся деталей существенно уменьшают искажение осевой симметрии.

Намагничивание ферритовой трубы производится в поле электромагнита с полыми конусными наконечниками, расстояние между которыми S равно полупериоду $\frac{L}{2}$ МПФС (рис. 1). Труба смещается шагами на величину $\frac{L}{2}$, причем каждый раз изменяется полярность полюсов электромагнита и, следовательно, направление поля в его воздушном зазоре.

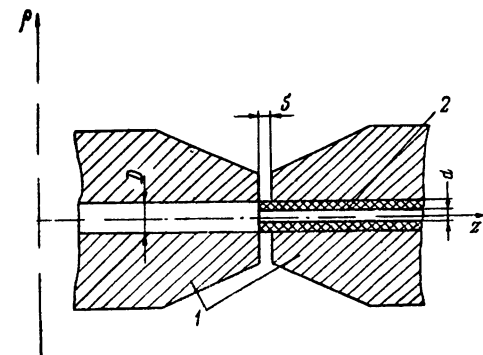


Рис. 1. Полюсные наконечники намагнивающего устройства (электромагнита) 1 и ферритовая труба 2 в исходном положении. При намагничивании труба перемещается справа налево.

Поле между наконечниками электромагнита в объеме, занятом ферритовой трубой, имеет сложную структуру (рис. 2). В рабочем зазоре S магнитные линии не параллельны оси z , вследствие чего векторы на-

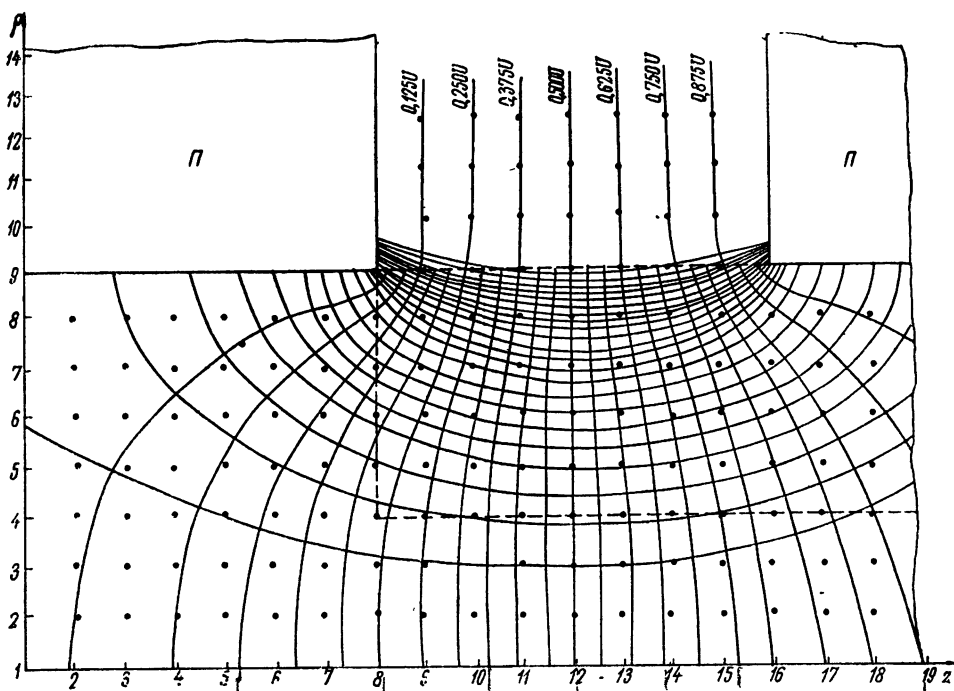


Рис. 2. Топография поля намагничивающего устройства:

П — полюсные наконечники, U — разность магнитных потенциалов между полюсными наконечниками. Координаты z и r выражены номерами ячеек сетки

магнитности феррита направлены под углом к образующей трубы. Сильное магнитное поле создается не только на участке S , но и в цилиндрических полостях наконечников. Поэтому при перемещении трубы намагниченность ее элементарных областей многократно изменяется как по величине, так и по направлению.

Естественно, что известные аналитические методы расчета трубчатой МПФС, и в частности расчета магнитной напряженности на ее оси, не могут учесть неоднородности намагничивания и сложности процесса перемагничивания материала. Согласно методике [2], расчет поля на оси z МПФС производится в предположении, что векторы намагниченности феррита коллинеарны с осью и неизменны по модулю, так как каждый участок трубы намагничен однородно. Как будет показано ниже, такой расчет приводит к значительным погрешностям.

Описываемая ниже методика, использующая электрическую модель в виде сетки пассивных и активных элементов, свободна от указанного ограничения.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Сетка омических сопротивлений для исследования поля трубчатой МПФС вне ферромагнитной среды набиралась на электроинтеграторе

УСМ-1 [3], модифицированном для решения осесимметричных задач и снабженном дополнительными магазинами сопротивлений, расширяющими рабочее поле в направлении координатных осей ρ и z .

Семейство петель гистерезиса материала трубы (феррита ИБИ) предварительно линеаризовалось (рис. 3), что позволило применить в дополнительной сетке — аналоге трубы — линейные активные и пассивные двухполюсники, схемы которых описаны в [4]. Учитывая, что про-

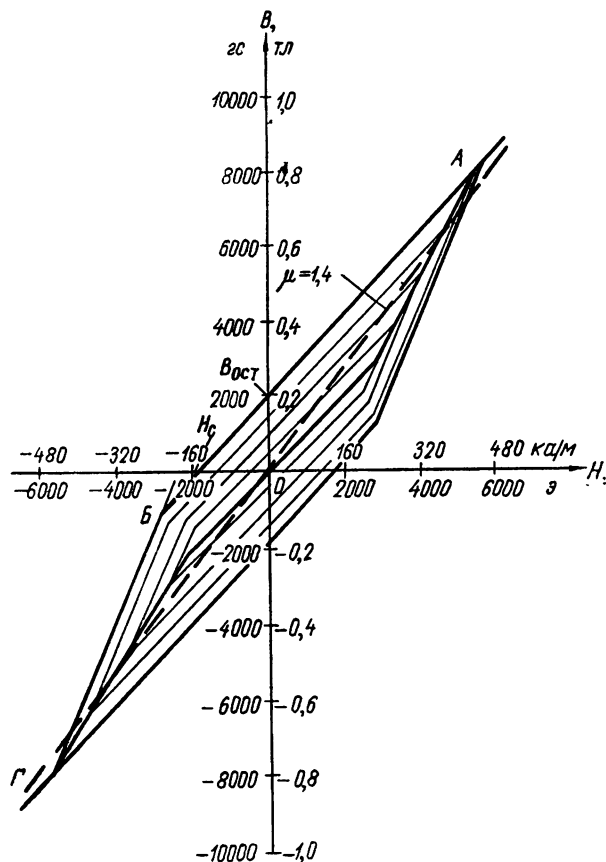


Рис. 3. Линеаризованные петли гистерезиса феррита ИБИ.

изводные напряженности и индукции магнитного поля в трубе могут иметь большие значения, шаг сеточного аналога трубы был выбран достаточно мелким. В осевом направлении одному полупериоду МПФС соответствовало девять узлов; в радиальном направлении по толщине трубы располагалось пять узлов. Только при такой дискретности можно было достаточно детально изучить распределение намагниченности, особенно в области ее реверса.

В изотропной ферромагнитной среде связь между индукцией $\vec{B}$ и напряженностью $\vec{H}$ в любом направлении остается неизменной:

$$\vec{B} = f(\vec{H}). \quad (1)$$

Однако при осуществлении двумерной сетки, предназначенной для решения осесимметричной задачи, необходимо знать связь между координатными составляющими этих величин:

$$\begin{aligned} B_z &= f_z(H_z) \\ B_\rho &= f_\rho(H_\rho). \end{aligned} \quad (2)$$

и

Для кривой первоначального намагничивания (участок OA на рис. 3)

$$\begin{aligned} B_z &= \nu(H) H_z = \nu \left(\frac{H_z}{\cos \varphi} \right) H_z, \\ B_\rho &= \nu(H) H_\rho = \nu \left(\frac{H_\rho}{\sin \varphi} \right) H_\rho, \end{aligned} \quad (3)$$

где ν — магнитная проницаемость,

φ — угол между осью z и напряженностью поля в рассматриваемом элементарном объеме, соответствующем одной ячейке сетки.

Для «спинки» петли гистерезиса (участок AB на рис. 3)

$$\begin{aligned} B_z &= B_r \cos \varphi - \nu_{AB} H_z, \\ B_\rho &= B_r \sin \varphi - \nu_{AB} H_\rho, \end{aligned} \quad (4)$$

а для участка $B\Gamma$

$$\begin{aligned} B_z &= -(H_c \cos \varphi + \nu_{B\Gamma} H_z), \\ B_\rho &= -(H_c \sin \varphi + \nu_{B\Gamma} H_\rho). \end{aligned} \quad (5)$$

Элементы сетки—аналога трубы—должны настраиваться в соответствии с выражениями (3)—(5), т. е. с учетом направления вектора $\vec{H}$. На первом этапе моделирования углы φ заранее не известны, поэтому приходится применять метод последовательных приближений; сходимость решения в значительной мере зависит от правильной оценки нулевого приближения для углов φ .

Особенностью ферромагнитного материала является зависимость его магнитного состояния в заданном поле от процесса намагничивания, поэтому для получения на модели поля готовой намагниченной трубы необходимо провести моделирование всех предыдущих этапов процесса ее намагничивания.

Первый этап — *изучение поля намагничивания конца трубы* (материал предварительно полностью размагничен), рис. 1.

Рабочие точки всех элементарных областей трубы перемещаются на кривой первоначального намагничивания, при этом нужно пользоваться соотношением (3). Предварительное решение задачи показало, что при изменении магнитной проницаемости трубы в пределах, соответствующих кривой начального намагничивания, топография поля практически не изменяется. Это позволило принять проницаемость неизменной и равной среднему значению $\mu_{cp} = 1,4$. В результате этого процесс моделирования на первом этапе существенно упростился: вся сетка-аналог трубы собиралась из заранее отрегулированных резисторов.

Второй этап — *изучение поля при выключенном токе электромагнита* (снято внешнее поле).

Рабочие точки объемов поляризованного ферродиеlectrica перемещаются во второй квадрант по предельному или по частным циклам петли гистерезиса. По найденным в первом этапе максимальным значениям напряженности в элементарных объемах определяются вершины частных циклов. Затем по формулам (4) рассчитываются характеристики $B_z(H_z)$ и $B_r(H_r)$, которые воспроизводятся на модели внешними вольтамперными характеристиками активных двухполюсников. В том случае, когда коэрцитивная сила (по индукции) частного цикла оказывалась на порядок меньше, чем у предельного цикла, вместо двухполюсника включался резистор.

Третий этап — *изучение поля в процессе перемещения трубы* в полюсных наконечниках на один шаг — половину периода МПФС. Несмотря на изменение внешней проводимости, рабочие точки элементарных объемов не сходят со своих кривых размагничивания, так как во втором квадранте кривые возврата совпадают со спинкой петли гистерезиса. Поэтому нет нужды исследовать состояние материала и топографию поля на этом этапе.

Четвертый этап — *изучение намагничивающего поля при измененном направлении тока электромагнита*, т.е. при реверсированном внешнем поле.

Часть поляризованного ранее материала, находящаяся у края левого полюсного наконечника (см. рис. 1), перемагничивается, и рабочие точки переходят в третий квадрант, где петли гистерезиса претерпевают резкий излом. Поэтому активные двухполюсники, замещающие элементарные объемы в этой части трубы, приходилось перестраивать в соответствии с формулами (5), причем моделирование проводилось последовательными приближениями.

Рабочие точки ранее неполяризованных объемов в последующем участке трубы перемещаются по кривой начального намагничивания. Поэтому эти объемы, как и ранее, замещались резисторами.

В результате моделирования находилась топография поля и определялось положение рабочих точек всех объемов первого и второго участков трубы.

Пятый этап — *внешнее поле снимается, и труба вновь передвигается*.

Состояние материала второго участка определяется характеристиками четвертого квадранта, которые симметричны характеристикам второго квадранта петли гистерезиса.

Рабочие точки первого участка сохраняются на своих отрезках частных циклов во втором и четвертом квадрантах,

Шестой этап — снова подается внешнее поле первоначального направления и изучается намагничивание третьего участка.

Первый участок трубы настолько удален от рабочего зазора электромагнита, что он полностью экранирован массой левого полюсного наконечника; поэтому его магнитное состояние сохраняется неизменным. На модели корректируются лишь рабочие точки второго участка и определяется положение рабочих точек третьего участка.

Измерения на модели показали, что третий участок трубы имеет практически то же распределение намагниченности, что и второй участок, но с нечетной симметрией относительно границы раздела этих участков. Во всех следующих участках трубы повторяется тот же закон изменения намагниченности. Поэтому моделирование процесса намагничивания заканчивается на шестом этапе.

Седьмой этап — *изучается рабочее состояние МПФС в целом*. В первую очередь представляет интерес распределение напряженности поля в окрестностях оси системы и распределение намагниченности в объеме ферритовой трубы. Ограниченные размеры наборного поля МСМ-1 и количество активных двухполюсников позволили моделировать только один полупериод регулярной части МПФС. Однако анализ топографии поля позволяет принять предположение о том, что через середину каждого участка трубы проходит эквипотенциальная плоскость, перпендикулярная оси z . При этом на рабочем поле электроинтегратора достаточно набрать сетку, соответствующую расстоянию между двумя соседними эквипотенциалами, т. е. представить на сетке половины двух смежных участков, которые намагничивались в противоположных направлениях.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИИ МПФС

В соответствии с изложенной выше методикой было проведено исследование процесса намагничивания и найдена топография поля МПФС со следующими параметрами (рис. 1): внешний диаметр трубы $D=8$ мм, внутренний диаметр $d=3$ мм; период $L=8$ мм; материал — феррит ИБИ. Поле электромагнита (рис. 2) со средней напряженностью 800 кА/м должно было обеспечить намагничивание до насыщения участков длиной $S = \frac{L}{2}$, когда они находятся между торцами полюсов.

На рис. 4 изображено распределение намагниченности элементарных объемов трубы, вынутой из электромагнита (цифры у стрелок указывают величины $4\pi J$). Показаны границы участков S_i , которые совпадали с торцами полюсов при перемещении трубы в намагничивающем устройстве. Вследствие проникновения неоднородного намагничивающего поля внутрь цилиндрической полости полюсов намагниченность на концах участков S_i резко неоднородна как по величине, так и по направлению. Реверс осевых составляющих намагниченности не совпадает с границами участков S_i из-за «паразитного» перемагничивания правого края участков, прошедших уже рабочий зазор электромагнита. Области с пониженной намагниченностью занимают значительную часть каждого полупериода МФС, что вызывает соответствующее

[illegible]

Рис. 4. Распределение намагниченности $4\pi\vec{J}$ в регулярной части МПФС.

уменьшение напряженности поля на оси системы (рис. 5). При допущении коллинеарности с осью z намагниченности всех участков трубы максимальная напряженность достигает 923 э (кривая 1, рис. 5), что превышает реальное значение напряженности магнитного поля на оси более чем в два раза (кривая 3, рис. 5).

Учитывая некоторое упрощение характеристик материала трубы, которое было принято при описанном исследовании, и недостаточно твердое положение нейтралей в МПФС, была снята экспериментальная кривая $H_z(z, 0)$ на ферритовой трубе с размерами, принятыми при моделировании. Сопоставление кривых 2 и 3 на рис. 5 показывает вполне удовлетворительную точность моделирования.

Для создания более благоприятного распределения намагниченности в трубе В. И. Гуртовым было предложено применить магнитномягкие шайбы, помещенные в кольцевые канавки, проточенные на наружной поверхности трубы. Шайбы, расположенные на расстоянии S друг от друга, совмещаются при намагничивании с торцами полюсных наколенников. При этом поле намагничивания становится более однородным; кроме того, ранее намагниченные участки экранируются шайбами от поля электромагнита. Выполненные по описанной методике исследования подтвердили первоначальные предположения: применение шайб сделало намагниченность участков трубы значительно более однородной (рис. 6). Естественно, что при этом выросла и напряженность поля и оси системы (рис. 7).

Однако включение шайб, обладающих большой проводимостью, привело к перераспределению магнитных потоков поляризованной трубы: увеличились потоки рассеяния во внешнем пространстве и уменьшились во внутренней полости. Если шайбы делать разъемными и снимать их после намагничивания, то благоприятное направление намагниченности сохраняется почти на всем протяжении участков S (рис. 8), но возрастает поток, направленный внутрь трубы. Это приводит к дополнительному увеличению напряженности поля на оси системы (рис. 7).

Проведенное исследование изменения намагниченности ферритовой трубы при многократном воздействии внешних неоднородных полей впервые позволило «заглянуть» внутрь поляризованного ферромагнетика, выявить топографию поля в нем и вскрыть причины уменьшения

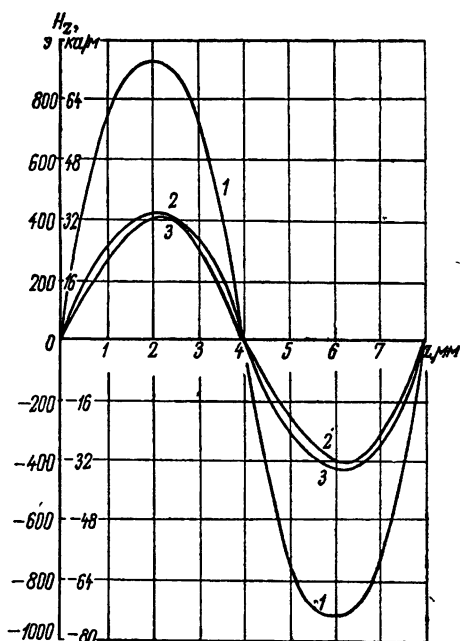
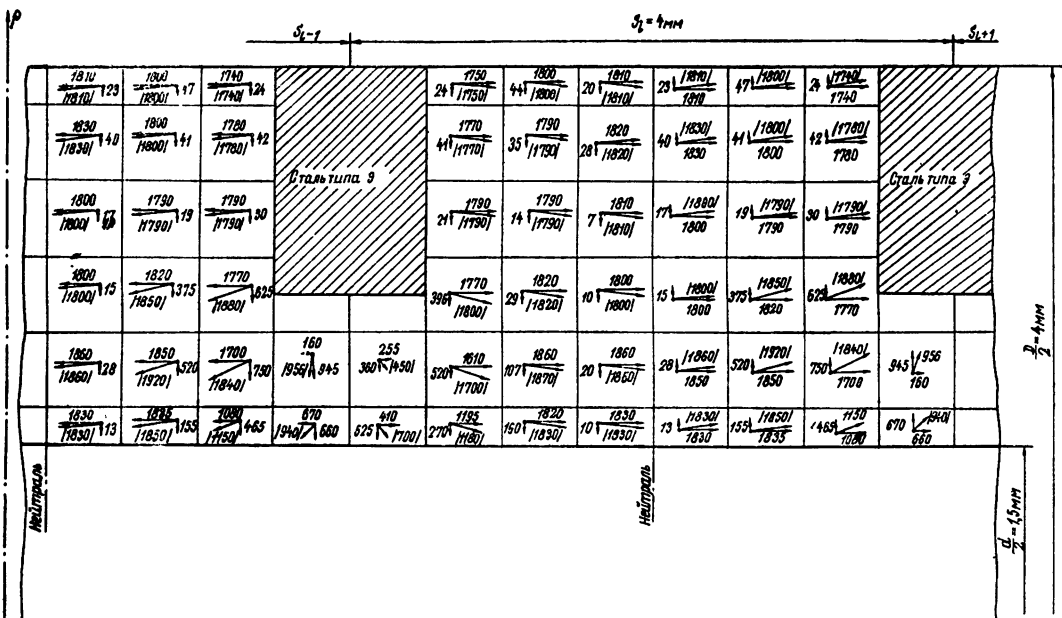


Рис. 5. Распределение напряженности магнитного H_z по оси МПФС:

1 — расчет по аналитическим формулам при $J_z = J_z = \text{const}$ [2]; 2 — данные, полученные на электрической модели; 3 — результат измерения на реальной системе.



напряженности поля, созданного этим ферромагнетиком в пространстве, которое пересекается электронным пучком. В настоящее время такие исследования могут быть выполнены только при использовании техники электрического моделирования.

В рассмотренном примере процесс моделирования весьма усложнялся обстоятельствами:

а) необходимостью использования сложной сетки регулируемых активных и пассивных двухполюсников, замещающих ферромагнитную область (общее число элементов этой сетки достигало сотни);

б) большим числом этапов моделирования и необходимостью проведения итерационной методики настройки двухполюсников сетки на некоторых этапах.

Поэтому на проведение всех этапов моделирования одного варианта конструкции МПФС требуется несколько недель работы квалифицированного инженера-оператора. Для ускорения расчета систем на сеточных электроинтеграторах нами предложена методика и аппаратура, автоматизирующая процесс регулирования двухполюсников сетки, замещающей ферромагнитную область [6].

4. ВЫВОДЫ

1. Разработана методика изучения процесса намагничивания трубчатой МПФС из изотропного феррита, учитывающая все этапы сложного процесса намагничивания. При этом использован метод электрического моделирования (электроинтегратор).

На моделях могут исследоваться варианты с различными геометрическими размерами, периодом реверса поля и т.п. На электроинтеграторе можно изучать поле не только на оси системы, но и во всем объеме, занятом электронным пучком.

2. Найденное распределение намагниченности в объеме поляризованного феррита позволяет оценить степень использования активного материала и помогает поиску оптимальных конструктивных вариантов. Исследование на модели модификаций трубчатой МПФС с магнитомягкими шайбами показало эффективность их применения.

3. Разработанная методика изучения процесса намагничивания может быть применена также и в том случае, когда магнитное поле рассчитывается не с помощью электроинтегратора (например, на ЭЦВМ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовой В. И., Рабодзей А. Г., Родионов А. Д. Применение трубы из магнитомягкого материала в качестве периодического постоянного магнита для фокусирующих систем ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 12, стр. 145—149.

2. Гуртовой В. И. Расчет периодического постоянного магнита с учетом потерь рассеивания соседних магнитных звеньев. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 7, стр. 65—78.

3. Николаев Н. С., Козлов Э. С., Полгородник Н. П. Аналоговая математическая машина УСМ-1, М., Машгиз, 1962.

4. Яковлев Е. Ф. Электрические элементы нелинейных сеточных интеграторов для расчета магнитных систем. Доклады пятой межвузовской конференции по физическому и математическому моделированию. Подсекция электромеханическая, М., 1968.

5. Коген-Далин В. В., Шатуновский В. Л. Об электрическом моделировании систем с постоянными магнитами. «Энергетика и транспорт», 1965, № 6.

6. Коген-Далин В. В., Яковлев Е. Ф. Автоматизация процесса последовательных приближений при расчете магнитов на линейных сеточных электронинтеграторах. «Электронная техника», серия VII, «Ферритовая техника», 1969, вып 1

*Поступила в редакцию 23 июня 1970 г.,
после переработки — 23 октября 1970 г.*

УДК 621.385.6

М. С. Эпштейн

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ, РАБОТАЮЩИХ В ЦИКЛИЧЕСКОМ ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Дано приближенное решение задачи о поле температурных напряжений в анодах и оболочках импульсных приборов. Результаты расчетов представлены в безразмерной форме и протабулированы. Исследована зависимость температурных напряжений от режима работы и интенсивности охлаждения прибора.

Список используемых обозначений

- r, φ, z — система цилиндрических координат;
 t — время;
 t_n — длительность импульсов;
 χ — скважность;
 f — частота следования импульсов;
 P_0 — удельная мощность в импульсе;
 T — температура, отсчитываемая от средней температуры хладагента;
 σ — температурные напряжения;
 λ — удельная теплопроводность;
 a — температуропроводность;
 α — коэффициент теплоотдачи;
 E — модуль упругости;
 μ — коэффициент Пуассона;
 α_T — коэффициент температурного расширения;
 v_{zv} — скорость звука;

- R_n, R_b — наружный и внутренний радиусы оболочки;

$$\beta = \frac{R_n - R_b}{R_b} \ll 1 \text{ — отношение толщины оболочки к ее радиусу;}$$

$$\rho = \frac{r}{R_b} \text{ — безразмерная координата } (1 < \rho < 1 + \beta);$$

$$\psi = \frac{r - R_b}{R_n - R_b} \text{ — безразмерная координата } (0 \leq \psi \leq 1);$$

$$\tau = \frac{t}{t_n} \text{ — безразмерное время;}$$

$$Fo = \frac{at_n}{(R_n - R_b)^2} \text{ — критерий Фурье (безразмерная длительность импульса);}$$

$$Bi = \frac{\alpha}{\lambda} (R_n - R_b) \text{ — критерий Био (отношение теплового сопротивления стенки к теплопроводности перехода от стенки к хладагенту);}$$

$$\theta = T \frac{\lambda}{P_0 (R_n - R_b)} \text{ — безразмерная температура;}$$

$$S = \sigma \frac{(1 - \mu) \lambda}{E \alpha_T P_0 (R_n - R_b)} \text{ — безразмерные температурные напряжения;}$$

$$\mu_k \text{ — } k\text{-й корень характеристического уравнения } \mu_k \operatorname{tg} \mu_k = Bi.$$

Звездочкой помечены величины, относящиеся к внутренней (нагреваемой) поверхности оболочки и к моменту окончания импульса, т.е. при $\rho = 1$ и $\tau = 1$.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для электронных приборов, работающих в импульсном режиме, весьма специфично явление «теплового удара». Сущность этого явления заключается в следующем. Тепловая энергия, рассеиваемая на электродах и оболочке прибора, выделяется в виде коротких мощных импульсов, за время которых отвод тепла оказывается незначительным. Более того, энергия импульса даже не успевает распространиться на весь объем нагреваемого элемента, вызывая локальный поверхностный разогрев последнего, что является причиной возникновения значительных температурных напряжений. В результате процессов усталости материала поверхность электродов подвергается разрушению. Образовавшиеся при этом микро- и макродефекты резко повышают вероятность искрений и пробоев, а в ряде случаев в результате разгерметизации прибора являются причиной абсолютного отказа.

Усталостные процессы протекают особенно интенсивно при работе в циклическом импульсном режиме, когда температурные напряжения, порождаемые отдельными импульсами, накладываются друг на друга.

Известные из литературы решения задачи о температурных напряжениях в анодах [1, 2] и оболочках [3] импульсных ЭВП ограничены исследованием режимов одиночных импульсов, т.е. таких режимов, при которых к приходу очередного импульса возмущение температурного поля, обусловленное предыдущим импульсом, полностью затухает. Кроме того, в указанных работах расчет выполнен на основе замены реальной конструкции моделью полубесконечного тела [1, 2] или неограниченной пластины [3], температура одной из поверхностей которой за время импульса остается неизменной. Указанные упрощения, очевидно, не позволяют использовать полученные результаты для изучения длинноимпульсных режимов, которые применяются, например, в гидроакустике и полностью исключают возможность исследования влияния на термоупругие процессы интенсивности охлаждения прибора.

В настоящей работе рассматриваются температурные напряжения в длинной цилиндрической оболочке, внутренняя поверхность которой равномерно нагревается периодической последовательностью идеально прямоугольных импульсов произвольной длительности и скважности, а внешняя — охлаждается естественной или принудительной конвекцией. Оболочка считается идеально упругой и предполагается, что внешние связи не препятствуют ее расширению в осевом направлении. Толщина оболочки принимается малой по сравнению с ее диаметром. Зависимость теплофизических и упругих характеристик материала оболочки от температуры не учитывается.

Представляется, что указанная модель может служить достаточно хорошим приближением для изучения температурных напряжений в анодах и оболочках широкого класса импульсных приборов (кlistроны, магнетроны, модуляторные и генераторные лампы, тиратроны, газовые лазеры и т. п.).

2. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Вдали от краев состояние оболочки можно с известным приближением считать плоскодеформированным [4]. В этом случае, пренебрегая динамическими эффектами, обусловленными силами инерции, для температурных напряжений в цилиндрической оболочке, свободной от внешних нагрузок *, согласно [5], имеем:

$$\left. \begin{aligned} S_{rr} &= -\frac{1}{\rho^2} N(\rho, \tau) + \frac{1}{\beta(2+\beta)} \frac{\rho^2 - 1}{\rho^2} N(1 + \beta, \tau), \\ S_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{\rho^2} N(\rho, \tau) + \frac{1}{\beta(2+\beta)} \frac{\rho^2 + 1}{\rho^2} N(1 + \beta, \tau) - \Theta(\rho, \tau), \\ S_{zz} &= S_{\varphi\varphi} + S_{rr}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где

$$N(\rho, \tau) = \int_1^{\rho} \Theta(\rho, \tau) \rho d\rho. \quad (2)$$

Температурное поле в стенке оболочки при малой кривизне ($\beta \ll 1$) может быть заимствовано из работы [6]:

$$\Theta(\rho, \tau) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k B_k(\tau) \cos\left(\nu_k \frac{\rho - 1}{\beta}\right), \quad (3)$$

где

$$A_k = \frac{2(\nu_k^2 + \text{Bi}^2)}{\nu_k^3(\nu_k^2 + \text{Bi}^2 + \text{Bi})} \quad (4)$$

и

$$B_k(\tau) = \begin{cases} 1 - \frac{1 - \exp(-(\nu - 1)\text{Fo} \nu_k^2)}{1 - \exp(-\nu \text{Fo} \nu_k^2)} \exp(-\text{Fo} \nu_k^2 \tau), & 0 \leq \tau \leq 1; \\ \frac{1 - \exp(-\text{Fo} \nu_k^2)}{1 - \exp(-\nu \text{Fo} \nu_k^2)} \exp(-\text{Fo} \nu_k^2 (\tau - 1)), & 1 \leq \tau \leq \nu; \\ B_k(\tau - \nu), & \nu \leq \tau. \end{cases} \quad (5)$$

Ряд (3) мажорируется числовым рядом с общим членом $\frac{2}{\pi^2(k-1)^2}$, откуда следует его равномерная сходимость и, следовательно, возмож-

* Напряжения, обусловленные перепадом внешнего давления между поверхностями оболочки, как показывают расчеты, обычно невелики. При необходимости их можно учесть, используя известные формулы Ляме [4].

ность почленного интегрирования. Учитывая это, из (2) и (3) получаем:

$$N(\rho, \tau) = \beta \sum_{k=1}^{\infty} A_k B_k(\tau) \left\{ \frac{\rho}{\nu_k} \sin \left(\nu_k \frac{\rho-1}{\beta} \right) - \frac{\beta}{\nu_k^2} \left[1 - \cos \left(\nu_k \frac{\rho-1}{\beta} \right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Выражение (6) совместно с (1) дает общее решение задачи о поле температурных напряжений в оболочке. Изучение этого решения позволяют сделать следующие выводы:

— радиальная составляющая тензора температурных напряжений на два-три порядка меньше остальных и, следовательно, не оказывает существенного влияния на прочность оболочки;

— наиболее опасным сечением является внутренняя (нагреваемая) поверхность оболочки, т. е. поверхность $\rho=1$, где $S_{rr} \equiv 0$ и, следовательно, $S_{\varphi\varphi} \equiv S_{zz}$.

— при $\beta < 0,05 \div 0,10$ температурные напряжения слабо зависят от величины β .

3. МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗА ПЕРИОД ЗНАЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Температурные напряжения при фиксированной мощности импульсов

Максимальные за период значения температурных напряжений получаются из (1) и (6) при $\rho=1$ и $\tau=1$ в следующем виде:

$$S_{\varphi\varphi}^* = S_{zz}^* = - \sum_{k=1}^{\infty} A_k B_k^* \left\{ 1 - \frac{2}{2+\beta} \left[\frac{1+\beta}{\nu_k} \sin \nu_k - \frac{\beta}{\nu_k^2} (1 - \cos \nu_k) \right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$B_k^* = B_k(\tau=1) = \frac{1 - \exp(-Fo \nu_k^2)}{1 - \exp(-Fo \nu_k^2 \nu)}. \quad (8)$$

Для $\beta \ll 1$ решение (7) целесообразно разложить в ряд по β :

$$S_{\varphi\varphi}^* = S_{zz}^* = - (S_1^* + \beta S_2^* + \beta^2 S_3^* + \dots), \quad (9)$$

где

$$S_1^* = \sum_{k=1}^{\infty} A_k B_k^* \left(1 - \frac{\sin \nu_k}{\nu_k} \right), \quad (10)$$

$$S_2^* = \sum_{k=1}^{\infty} A_k B_k^* \left(\frac{1 - \cos \nu_k}{\nu_k^2} - \frac{\sin \nu_k}{2\nu_k} \right), \quad (11)$$

.....

Расчеты показывают, что при $\beta < 0,05 \div 0,10$ с погрешностью, не превышающей 1—3%, в разложении (9) достаточно ограничиться только первым слагаемым.

Для изучения зависимости максимальных за период значений температурных напряжений от режима работы и интенсивности охлаждения были рассчитаны зависимости $S_{\varphi\varphi}^* = S_{zz}^* \cong S_1^* = f(\nu, Bi, Fo)$. Полученные результаты частично представлены на рис. 1.

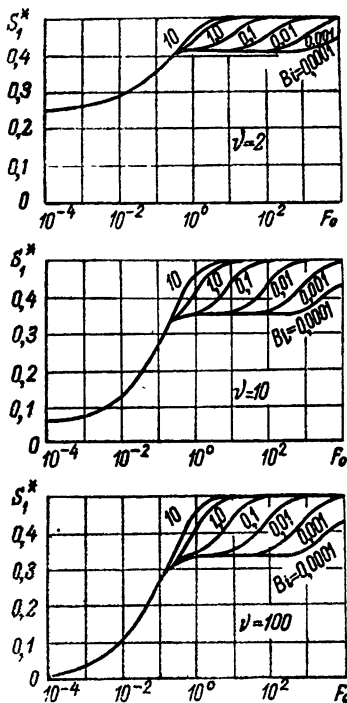


Рис. 1. Зависимость максимальных температурных напряжений $S_1^* = \sigma^* \frac{(1-\mu)\lambda}{Ea_T P_0 (R_n - R_b)}$ от режима работы (ν , $Fo = \frac{at_n}{(R_n - R_b)^2}$) и интенсивности охлаждения ($Bi = \frac{\alpha(R_n - R_b)}{\lambda}$) при $P_0 = \text{const.}$

$t_n < 5-10$ мсек). В этих пределах величина максимальных за период температурных напряжений в зависимости от длительности импульсов и скважности может быть рассчитана с помощью приводимой таблицы.

Отметим, что в пределах рассматриваемой области, очевидно, должны удовлетворяться ограничения, накладываемые на длительность импульсов в работах [1-3]. Для сравнения в таблице приведены результаты расчета температурных напряжений по формуле:

$$S_{\varphi\varphi}^* = S_{zz}^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Fo}, \quad (13)$$

которая предлагается в работе [3]. Как и следовало ожидать, формула (13), выведенная для одиночного импульса, дает удовлетворительные результаты лишь при больших скважностях.

Рассмотрение функции S_1^* позволяет выделить четыре области режимов, специфических с точки зрения особенностей протекания термоупругих процессов.

1. *Очень короткие импульсы.* Колебания температуры в течение периода следования импульса невелики и все тепловые и термоупругие процессы можно рассматривать как стационарные, т. е.

$$S_1^* \cong \frac{1}{2\nu}. \quad (12)$$

2. *Короткие импульсы.* Для этой области режимов необходимо считать, что с колебаниями температуры на нагреваемой поверхности обложки. Однако до охлаждаемой поверхности колебания температуры за время импульса не доходят, поэтому величина максимальных температурных напряжений практически не зависит от интенсивности теплоотвода (критерия Био), что необходимо иметь в виду в практической деятельности.

Граница рассматриваемой области приблизительно определяется условием $Fo < 0,05-0,10$ (для медного анода толщиной 3 мм последнее означает

Таблица

Зависимость максимальных за период значений безразмерных температурных напряжений $S_1^* = \sigma^* \frac{(1-\mu)\lambda}{E\alpha_T P_0 (R_H - R_B)}$ от длительности $(Fo = \frac{at_H}{(R_H - R_B)^2})$ и скважности (ν) для коротких импульсов

Значения ν	Значения Fo				
	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
2	0,25	0,25	0,26	0,29	0,36
5	0,10	0,11	0,12	0,17	0,29
10	0,055	0,059	0,077	0,13	0,26
25	0,025	0,030	0,050	0,11	0,26
50	0,015	0,020	0,041	0,11	0,26
100	0,010	0,016	0,038	0,10	0,26
200	0,008	0,013	0,036	0,10	0,26
500	0,007	0,012	0,035	0,10	0,26
1 000	0,006	0,012	0,035	0,10	0,26
5 000	0,006	0,011	0,035	0,10	0,26
Результаты расчета по ф-ле (13)	0,004	0,011	0,035	0,11	0,35

3. *Длинные импульсы.* При $Fo > 0,05 \div 0,10$ колебания температуры достигают охлаждаемой поверхности оболочки, поэтому величина температурных напряжений существенно зависит от интенсивности охлаждения.

При малых значениях критерия Био, которые соответствуют большим тепловым сопротивлениям перехода от оболочки к охлаждающему веществу, температурные напряжения, как это видно из рис. 1, в пределах некоторого интервала изменения критерия Fo (протяженность этого интервала тем больше, чем меньше критерий Био) остаются практически неизменными, после чего быстро возрастают до своего предельного значения.

Наличие у зависимости $S_1^* = f(Fo)$ «ступеньки» объясняется следующим образом. Когда температурное возмущение, вызванное очередным импульсом, достигает охлаждаемой поверхности, на пути теплового потока оказывается большое переходное сопротивление, препятствующее отводу тепла. В результате этого во всех сечениях пластины температура начинает расти по одинаковому линейному закону, т.е. градиент температуры перестает изменяться (что хорошо иллюстрирует рис. 2)¹, поэтому температурные напряжения, которые не зависят от абсолютного значения температуры, сохраняются постоянными.

¹ Для предельного случая идеально изолированной поверхности ($Bi=0$) указанный факт обоснован в монографии А. В. Лыкова [7]

ными. Такое положение имеет место до тех пор, пока импульс не оказывается настолько длинным, что создается температурный напор, при котором, несмотря на значительное переходное сопротивление, отвод тепла от охлаждаемой поверхности за время импульса становится соизмеримым с подводимой энергией.

Зависимость $S_1^* = f(Fo)$ в рассматриваемом случае хорошо аппроксимируется приближенной формулой:

$$S_1^* = \frac{1}{3} + \frac{1}{6} \frac{1 - \exp(-FoBi)}{1 - \exp(-\sqrt{\nu} FoBi)}, \quad (14)$$

которая получается из (10) при $Bi < 0,01 \div 0,05$ и $Fo > 0,5 \div 1,0$. Для определения напряжений в пределах «ступеньки» из (14) имеем:

$$S_1^* = \frac{1}{3} + \frac{1}{6\nu}. \quad (15)$$

При больших значениях критерия Био, которым соответствуют малые переходные сопротивления, тепловые потоки, достигнув охлаждаемой поверхности, не встречают препятствия (рис. 2). Поэтому отводи-

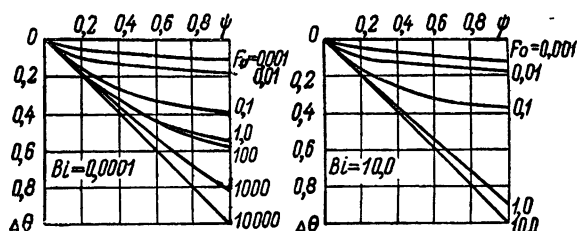


Рис. 2. Распределение температуры в стенке оболочки в момент окончания импульса. Отсчет температуры произведен относительно температуры нагреваемой поверхности, т. е. $\Delta\theta = \theta(\psi, \tau = 1) - \theta^*$.

мая за время импульса энергия при любой длительности оказывается соизмеримой с подводимой и, следовательно, зависимость $S_1^* = f(Fo)$ плавно без «ступеньки» достигает своего предельного значения.

Интересно заметить, что в пределах рассматриваемой области режимов при увеличении интенсивности охлаждения наблюдается рост температурных напряжений при одновременном снижении самой температуры.

Отметим также, что в пределах рассматриваемой области при $\nu > 10 \div 20$ максимальные за период температурные напряжения практически не зависят от скважности. Последнее означает, что при указанных ограничениях паузы между импульсами оказываются настолько большими, что каждый импульс можно считать одиночным. Отмеченный факт дает возможность использовать графики, приведенные на

рис. 1 для $\nu=100$, при расчете температурных напряжений для $Fo > 0,05-0,10$ и любых $\nu > 10$.

4. *Очень длинные импульсы.* К моменту окончания очередного импульса тепловой режим оболочки успевает достигнуть стационарного состояния, при котором распределение температуры по стенке линейно. Так как перепад температуры при фиксированной мощности импульсов определяется в стационарном режиме исключительно тепловым сопротивлением стенки, температурные напряжения не зависят от критерия Био. Предельное значение $S_1^* = 0,5$ полностью совпадает с известным результатом для расчета статических температурных напряжений в тонких цилиндрических оболочках [8]:

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{E\alpha_T \Delta T}{2(1-\nu)} = \frac{E\alpha_T P_0 (R_n - R_b)}{2(1-\nu)\lambda}. \quad (16)$$

Граница рассматриваемой области зависит от интенсивности охлаждения и, как это следует из рис. 1 и 2, с увеличением критерия Био резко сдвигается в сторону коротких импульсов.

Температурные напряжения при фиксированной величине максимальной за период температуры оболочки

Рассмотрим зависимость температурных напряжений от режима эксплуатации прибора при условии, что для всех режимов мощность импульсов выбирается таким образом, чтобы максимальная за период температура нагреваемой поверхности оболочки T^* сохранялась неизменной. Указанная мощность может быть выражена через безразмерную температуру θ^* с помощью соотношения:

$$P_0 = \frac{\lambda T^*}{(R_n - R_b)\theta^*}. \quad (17)$$

Температурные напряжения, соответствующие этой мощности импульсов, согласно (9), равны:

$$\sigma_{\varphi\varphi}^* = \sigma_{zz}^* = \frac{E\alpha_T T^*}{1-\nu} \frac{S_{\varphi\varphi}^*}{\theta^*} = - \frac{E\alpha_T T^*}{1-\nu} (S_{T,1}^* + \beta S_{T,2}^* + \beta^2 S_{T,2}^* + \dots), \quad (18)$$

где

$$S_{T,l}^* = \frac{S_l^*}{\theta^*} \quad (l = 1, 2, \dots),$$

причем для практических целей в разложении (18), как и прежде, достаточно ограничиться первым членом.

Результаты расчета функции $S_{T,1}^* = f(Fo, Bi, \nu)$ представлены на рис. 3, из которого следует, что с ростом длительности импульсов

температурные напряжения проходят через максимум. Последний обусловлен тем, что с ростом t_n , с одной стороны, снижается допустимая мощность импульсов, а с другой, — увеличиваются напряжения, порождаемые импульсом единичной мощности (см. рис. 1).

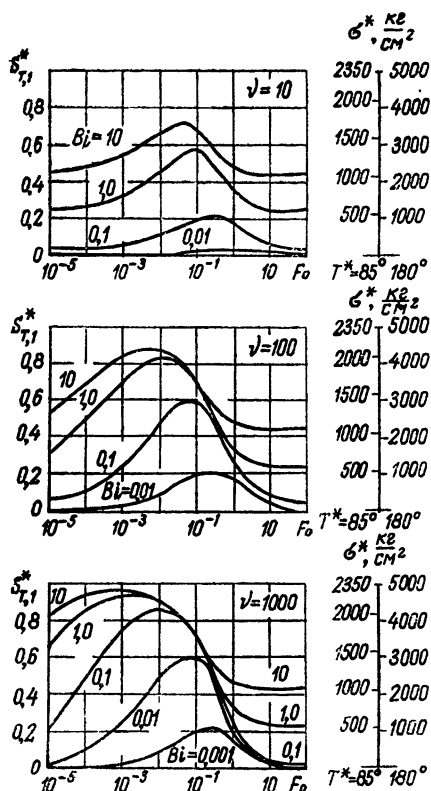


Рис. 3. Зависимость максимальных температурных напряжений $S_{T,1}^* = \sigma^* \frac{(1-\mu)\lambda}{E\alpha_T P_0 (R_H - R_B)}$ от режима работы $\left(v, Fo = \frac{\alpha t_n}{(R_H - R_B)^2} \right)$ и интенсивности охлаждения $\left(Bi = \frac{\alpha (R_H - R_B)}{\lambda} \right)$ при $T^* = \text{const.}$

оказываются фактором, ограничивающим предельно допустимую мощность импульсов, рассеиваемых на аноде.

Вдали от области максимумов кривых $S_{T,1}^* = f(Fo)$, как это следует из рис. 3, имеют место значительные запасы прочности. В этих режимах ограничивающим фактором является максимальная за период следования импульса температура анода.

С целью соотнесения полученных результатов с пределом упругости материала на рис. 3, помимо основной шкалы, даны две дополнительные, позволяющие непосредственно определять величину максимальных температурных напряжений для медных анодов ($E = 1,15 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$; $\alpha_T = 16,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$; $\nu = 0,3$ [9]) при $T^* = 180^\circ \text{C}$ (воздушное охлаждение) и $T^* = 85^\circ \text{C}$ (водяное охлаждение).

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что при работе приборов в режимах, соответствующих областям максимумов кривых $S_{T,1}^* = f(Fo)$, импульсные температурные напряжения в анодах как с воздушным ($Bi = 10^{-3} \div 10^{-4}$), так и с водяным ($Bi = 1 \div 0,01$) охлаждением оказываются достаточно близкими к пределу упругости, который для меди в рассматриваемом интервале температур лежит в пределах $2500\text{—}3000 \text{ кг/см}^2$ [9]. В этих режимах могут возникнуть необратимые пластические деформации, накопление которых приводит к разрушению поверхности анода, хотя максимальная температура последнего не превышает допустимого значения. Таким образом, в рассматриваемых режимах термоупругие явления

4. О ДОПУСТИМОСТИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Как это широко принято в прикладных исследованиях, относящихся к различным областям техники (см., например, [1—3, 10—11]), в настоящей работе расчет температурных напряжений выполнен без учета динамических эффектов, обусловленных инерционными силами, т.е. нестационарная деформация оболочки рассматривалась как последовательность состояний равновесия, каждое из которых обусловлено соответствующим мгновенным распределением температуры (гипотеза Дюамеля) [5].

Допустимость квазистатического приближения при работе приборов в режимах с короткими импульсами ($F_0 < 0,05 \div 0,10$) вытекает из следующих соображений.

Как показано в работе [12] для пластины, температура одной из поверхностей которой представляет собой гармоническую функцию времени, а другой — постоянна, динамические эффекты пренебрежимо малы, если выполняется условие:

$$2\pi f \ll \frac{v_{3в}^2}{a}. \quad (20)$$

Поскольку в нашем случае температура нагреваемой поверхности оболочки является периодической функцией времени и, следовательно, может быть разложена в ряд Фурье

$$T(\psi = 0, t) = T_{cp}(\psi = 0) + \sum_{k=1}^{\infty} T_k \cos(2\pi kft + \varphi_k) \quad (21)$$

(амплитуда и фаза k -й гармоники этого ряда приведены в работе [6]), а температура охлаждаемой поверхности при рассматриваемых ограничениях практически постоянна, из (20) следует, что квазистатическое приближение допустимо, если частота следования импульсов удовлетворяет условию:

$$f \ll \frac{v_{3в}^2}{2\pi ka}, \quad (22)$$

где k — номер гармоники, на которой можно оборвать ряд (21).

В частности, для медных анодов, положив для определенности $k=250$, имеем $f \ll 10^8$ гц. Указанное ограничение, очевидно, не является обременительным. Кроме того, нужно иметь в виду, что с ростом частоты следования импульсов колебания температуры уменьшаются [6] и оказываются ничтожными при частотах, для которых приведенное ограничение нарушается.

При нагреве оболочки периодической последовательностью длинных импульсов вопрос о количественной оценке погрешности квазистатического приближения в настоящее время не решен. Проблема существенно усложнена необходимостью учета отраженных волн, наличие которых экспериментально подтверждено в работе [13]. Здесь мы ограничимся следующими качественными соображениями.

Поскольку для рассматриваемых режимов паузы между импульсами достаточно велики, отраженные волны напряжений, вызванные очередным импульсом, которые распространяются со скоростью, близкой к скорости звука в данном материале [13], к моменту прихода следующего импульса успевают затухнуть. Поэтому можно надеяться, что динамические эффекты не окажутся существенно больше, чем при нагреве полугограниченного тела одиночным импульсом. Последний случай хорошо изучен [5]. Имеющиеся количественные оценки позволяют утверждать, что даже при идеально прямоугольной форме греющих импульсов скорость нарастания температуры (которая может быть рассчитана по формулам, приводимым в [6]), оказывается недостаточно высокой для того, чтобы динамические эффекты следовало принимать во внимание.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен приближенный расчет температурных напряжений в коллекторах и оболочках импульсных электровакуумных приборов. В отличие от описанных в литературе решений этой задачи предлагаемое решение не имеет никаких ограничений в отношении длительностей и скважностей импульсов и позволяет учесть конечные размеры нагреваемого тела и интенсивность его охлаждения.

В результате выполненных исследований получено качественное и количественное описание зависимости величины температурных напряжений от режима эксплуатации прибора. Показано, в частности, наличие режимов, для которых температурные напряжения могут оказаться основным фактором, ограничивающим допустимую мощность импульсов.

Приведенные в работе справочные материалы могут быть непосредственно использованы в конструкторской практике при разработке импульсных приборов, а также при решении вопроса о допустимости использования существующих приборов в новых режимах, которые не предусмотрены техническими условиями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хмара В. А. Об оценке работоспособности металлов в условиях длительного воздействия импульсного электронного потока. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 12, стр. 100—103.
2. Хмара В. А. Теория разрушения металла при импульсной электронной бомбардировке. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 12, стр. 71—77.
3. Белоусова Л. Е. О термическом разрушении поверхности импульсом энергии. «Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, № 3, стр. 564—569.
4. Безухов Н. И. Основы теории упругости, пластичности и ползучести, М., «Высшая школа», 1968.
5. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения, М., Физматгиз, 1963.
6. Эпштейн М. С. Анализ тепловых процессов в анодах импульсных электронных приборов, «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 66—81.
7. Лыков А. В. Теория теплопроводности, М., «Высшая школа», 1967.

8. Справочник машиностроителя. Под ред. Чудакова Е. А., т. III, М., Машгиз, 1951.
9. Справочник по машиностроительным материалам, Под ред. Погодина-Алексеева Г. И., т. II, «Цветные металлы», М., Машгиз, 1959.
10. Cheng C. M. Resistance to thermal shock. J. Amer. Rocket Soc., 1951, vol. 21, pp. 147—153.
11. Тылкин М. А., Яловой Н. И., Полухин П. И. Температуры и напряжения в деталях металлургического оборудования. М., «Высшая школа», 1970.
12. Даниловская В. И. Тепловые волны. «Прикладная механика», АН УССР, 1965, т. 1, вып. 11, стр. 126—129.
13. Раховский В. И., Ягудаев А. М. К вопросу о механизме разрушения электродов в импульсном режиме в вакууме. ЖТФ, 1969, т. XXXIX, вып. 2, стр. 317—320.

Поступила в редакцию 1 июня 1971 г.

О. П. Германович, Г. П. Зыбин, В. С. Медовиков, Д. Д. Сучалкин

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА РЕЖИМ РАБОТЫ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА

Получены соотношения, позволяющие рассчитать сгруппированный ток в пролетной трубе преобразовательного каскада клистрона при достаточно глубокой модуляции постоянной составляющей тока луча с учетом объемного заряда.

Определена область значений параметров, в которой достигается наиболее эффективное преобразование частоты.

Приведены результаты численного исследования гармоник тока преобразованной частоты, сопоставленные с экспериментальными данными

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Успехи, достигнутые в последние годы в создании управляемых электронооптических систем для приборов типа О, открывают перспективы использования глубокой модуляции постоянной составляющей тока луча в пролетных клистронах.

Подобные режимы, в частности, можно использовать для эффективного преобразования частоты. Однако до настоящего времени особенности процессов, определение оптимальных режимов и другие вопросы, связанные с клистронным преобразованием частоты при глубокой модуляции электронного луча, изучены недостаточно полно.

Анализ каскадной группировки при модуляции катодного тока в преобразовательном клистроне приведен в [1]. Полученные в [1] результаты не позволяют полностью учесть эффект, обусловленный изменением объемного заряда при модуляции тока луча, и пригодны лишь при не очень больших значениях коэффициента глубины модуляции.

Цель настоящей работы состояла в исследовании особенностей группировки электронов в преобразовательном каскаде пролетного клистрона, вызванных изменением объемного заряда при глубокой модуляции постоянной составляющей тока луча.

2. РАСЧЕТ КОНВЕКЦИОННОГО ТОКА

Рассмотрим работу преобразовательного каскада пролетного клистрона, схематическое изображение которого представлено на рис. 1.

Модуляция электронного тока луча * осуществляется синусоидальным напряжением с частотой Ω , под действием которого ток луча I_0 , поступающего в зазор резонатора преобразовательного каскада, изменяется по закону:

$$I_0 = I_{00}(1 + m \cos \Omega t), \quad (1)$$

где I_{00} — ток в режиме «покоя»,
 m — коэффициент модуляции ($m < 1$).

Под действием напряжения сигнала частоты ω , развиваемого на зазоре резонатора, осуществляется скоростная модуляция электронного потока.

В результате группирования возникающий в пролетной трубе переменный конвекционный ток будет содержать, кроме тока основной частоты (ω), гармонические составляющие комбинационных частот $(n\omega \pm k\Omega)$, где n и k — целые числа.

Ниже приводятся результаты расчета амплитуды токов боковых частот $(\omega \pm \Omega)$ в предположении, что $\omega \gg \Omega$. Расчет других составляющих конвекционного тока принципиально не отличается.

При выводе расчетных соотношений в качестве исходных приняты следующие дополнительные предположения:

1) электронный поток фокусируется бесконечным магнитным полем, т. е. предполагается однородное движение электронов;

2) переменная составляющая скорости электронов $v_{\sim}$ значительно меньше постоянной скорости v_0 ;

3) электронный поток однороден по свойствам, т. е. частота собственных колебаний электронного потока ω_q постоянна в пределах уплотнения и при группировке не изменяется.

Так как частота собственных колебаний электронного потока предполагается не зависящей от параметра группирования, то для определения пролетного пространства можно воспользоваться уравнением колебаний [3], которое при модуляции тока луча, согласно (1), имеет вид:

$$\frac{\partial^2 v_{\sim}}{\partial \tau^2} + (1 + m \cos \epsilon \tau) v_{\sim} = 0, \quad (2)$$

где $\tau = \omega_{q0} t$ — нормализованное время,
 ω_{q0} — частота собственных колебаний электронного потока при $I_0 = I_{00}$, т. е. в режиме «покоя»,
 $\epsilon = \frac{\Omega}{\omega_{q0}}$.

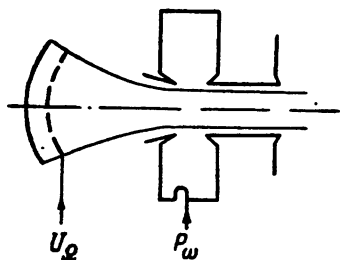


Рис. 1 Схематическое изображение преобразовательного каскада пролетного клистрона.

* Глубокая модуляция тока электронного луча может осуществляться, например, с помощью триодной пушки с управляющей сеткой.

Полагая $\epsilon \ll 1$, что обычно соблюдается на практике, и используя методику, изложенную в [2], находим:

$$v_- = A \cos \psi, \quad (3)$$

$$A = v_-(0) \left(\frac{1 + m \cos \epsilon \tau_0}{1 + m \cos \epsilon \tau} \right)^{1/4}, \quad (4)$$

$$\psi = \int_{\tau_0}^{\tau} (1 + m \cos \epsilon \tau)^{1/2} d\tau, \quad (5)$$

$v_-(0)$ — переменная скорость при $\tau = \tau_0$,

$\tau_0 = \omega_{q0} t_0$ — нормализованный начальный момент времени, т.е. момент времени, определяющий фазу вылета электрона из входного зазора.

Так как обычно $\epsilon(\tau - \tau_0) \ll 1$, то для ψ можно получить следующее удобное приближенное выражение:

$$\psi \simeq (1 + m \cos \epsilon \tau_0)^{1/2} (\tau - \tau_0) - \frac{\epsilon m}{4} \frac{\sin \epsilon \tau_0}{(1 + m \cos \epsilon \tau)^{1/2}} (\tau - \tau_0)^2. \quad (6)$$

Уравнение, связывающее фазу прибытия электрона в рассматриваемую плоскость с координатой z и фазу его вылета из зазора входного резонатора, получаем в обычном для пролетного клистрона виде:

$$\omega t + \beta - \zeta = \omega t_0 + \beta - X_- \sin(\omega t_0 + \beta), \quad (7)$$

$$\text{где } X_- = X_{\kappa} \frac{\sin a_q \zeta}{a_q \zeta} \left\{ 1 + \frac{3}{8} \epsilon m \frac{\sin \Omega t_0}{(1 + m \cos \Omega t_0)^{3/2}} \frac{(a_q \zeta)^2}{\sin a_q \zeta} \times \right. \\ \left. \times \left[2 \left(\frac{\sin a_q \zeta}{a_q \zeta} - \frac{\cos a_q \zeta}{3} \right) - \left(\frac{\sin \frac{a_q \zeta}{2}}{\frac{a_q \zeta}{2}} \right)^2 \right] \right\}, \quad (8)$$

β — первоначальный фазовый угол между напряжением сигнала, модулирующего ток луча, и высокочастотным напряжением на зазоре входного резонатора,

$\zeta = \frac{\omega z}{v_0}$ — угол пролета,

$X_{\kappa} = v_{\kappa}$ — кинематический параметр группирования,

$$a_q \zeta = a_{q0} \zeta (1 + m \cos \Omega t_0)^{1/2},$$

$a_{q0} = \frac{\omega_{q0}}{\omega}$ — параметр расталкивания в режиме «покоя» ($m=0$).

Принято также, что $v_-(0) = v_0 \sin(\omega t_0 + \beta)$, причем $v = \frac{U_{m\omega}}{2U_0} M$.

Так как $\omega \gg \Omega$, то при вычислении амплитуды первой гармоники сгруппированного тока можно пренебречь зависимостью $X_{\sim}$ от t_0 .

Следовательно,

$$I_{m\omega} = 2I_{00}(1 + m \cos \Omega t) J_1(X_{\sim}). \quad (9)$$

Искомое выражение для амплитуды гармоник боковых частот $(\omega \pm \Omega)$ можно получить, раскладывая выражение (9) в ряд Фурье по Ω .

В результате получаем:

$$\gamma_{(\omega \pm \Omega)} = \frac{I_{m(\omega \pm \Omega)}}{I_{00}} = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2}, \quad (10)$$

$$\text{где} \quad a = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 + m \cos \Omega t) 2J_1(X_{\sim}) \cos \Omega t d\Omega t, \quad (11)$$

$$b = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 + m \cos \Omega t) 2J_1(X_{\sim}) \sin \Omega t d\Omega t. \quad (12)$$

Заметим, что при $a_q \xi \ll 1$, когда $X_{\sim} = X_{\kappa}$, $a \cong 2mJ_1(X_{\kappa})$, $b=0$, и результаты совпадают с данными работы [1].

Дальнейшее исследование амплитуды тока боковой частоты проводилось численно с помощью ЭЦВМ «Минск-22».

3 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТОКА БОКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Как следует из выражений (8)–(12), нормализованная амплитуда тока боковой частоты $\gamma_{(\omega \pm \Omega)}$ однозначно определяется, если заданы ϵ , m , X_{κ} и $\theta \equiv a_{q0}\zeta$. Поэтому расчет $\gamma_{(\omega \pm \Omega)}$ проводился для ряда значений этих параметров, область изменения которых определялась возможностью их практической реализации.

Результаты выполненных расчетов представлены на рис. 2–4. На рис. 2 приведены типичные зависимости в форме амплитудных характеристик, т. е. $\gamma_{(\omega \pm \Omega)} = f(X_0)$, где $X_0 = X_{\kappa} \frac{\sin a_{q0}\zeta}{a_{q0}\zeta}$ — параметр группирования в режиме «покоя». Здесь же пунктиром приведены для сравнения аналогичные зависимости, полученные на основе результатов [1] при использовании в качестве аргумента функции Бесселя параметра группирования в режиме «покоя» X_0 . Наблюдаемое расхождение с данными работы [1] обусловлено влиянием изменения параметра расталкивания a_q в процессе модуляции постоянной составляющей тока луча, что не учитывалось в [1]. Следовательно, при достаточно больших значениях $\theta \equiv a_{q0}\zeta$ учет изменения параметра расталкивания a_q при расчете $\gamma_{(\omega \pm \Omega)}$ необходим.

Для экспериментальной проверки выполненных расчетов был изготовлен двухрезонаторный пролетный клистрон. В исследованном приборе в режиме $U_0=600$ в, $I_0=9$ ма угол пролета между зазорами вход-

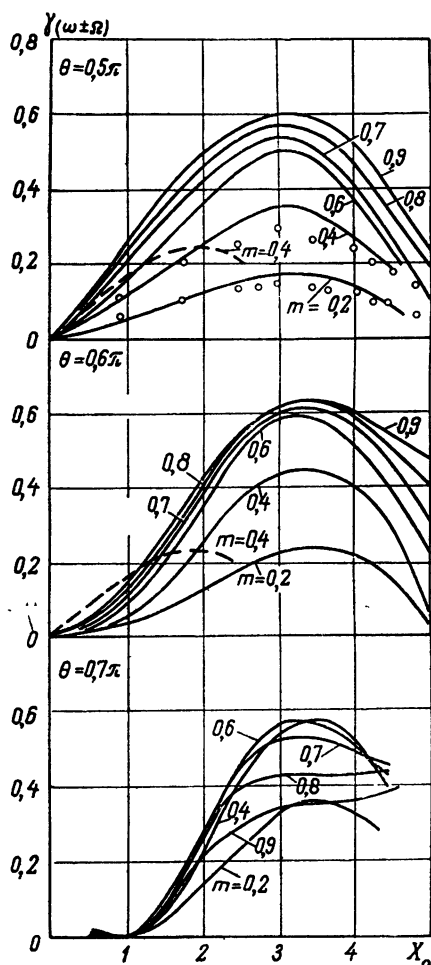


Рис. 2. Типичные зависимости нормализованной амплитуды тока боковой частоты $\gamma(\omega \pm \Omega)$ от параметра группирования в режиме «покоя» X_0 для значений угла пролета $\theta = 0,5\pi$; $0,6\pi$ и $0,7\pi$ и при использовании глубины модуляции m в качестве параметра:

— — — аналогичные зависимости, полученные на основании работы [1]; $\circ\circ\circ$ — экспериментальные данные.

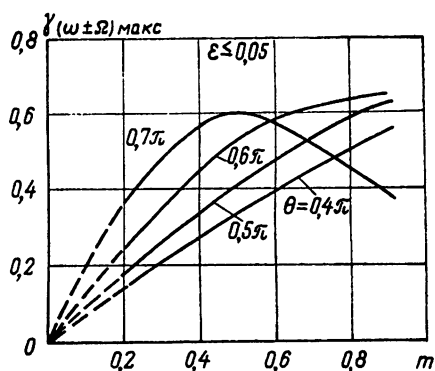


Рис. 3. Зависимость максимального нормализованного значения амплитуды тока боковой частоты $\gamma(\omega \pm \Omega)_{\text{макс}}$ от коэффициента модуляции m .

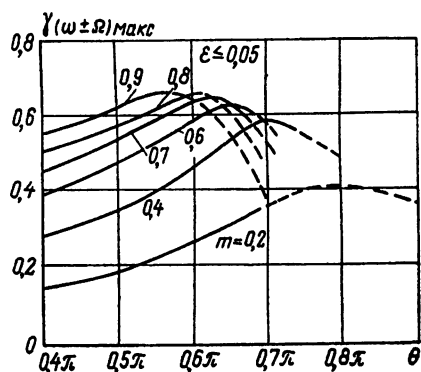


Рис. 4. Зависимость максимального нормализованного значения амплитуды тока боковой частоты $\gamma(\omega \pm \Omega)_{\text{макс}}$ от угла пролета θ .

ного и выходного резонаторов составил $\Theta \equiv a_{q0}\zeta = \frac{\pi}{2}$, а при-

веденный радиус луча γb был

равен 1. Результаты исследования в указанном режиме представлены на рис. 2, где данные эксперимента для $m = 0,2$ и $0,4$ обозначены кружками. Как видно из рисунка, результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Многочисленные вычисления показали, что влияние второго слагаемого в скобках выражения (8) на изменение параметра группирования незначительно при условии:

$$\frac{\sqrt{1-m}}{\varepsilon} \geq q(\theta). \quad (13)$$

Функция $q(\theta)$, полученная на основе численного анализа, приведена на рис. 5. Таким образом, для расчета $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ при соблюдении условия (13) можно использовать обычное выражение для параметра группирования, а именно:

$$X_- = X_+ \frac{\sin a_q \zeta}{a_q \zeta},$$

где

$$a_q \zeta = a_{q0} \zeta (1 + m_0 \cos \Omega t_0)^{1/2}.$$

Иными словами, при выполнении условия (13) процессы в преобразовательном каскаде пролетного клистрона могут быть с большой точностью описаны с помощью квазистатической модели. Уменьшение величины $\frac{\sqrt{1-m}}{\varepsilon}$

ниже значения $q(\theta)$, определяющего границу квазистатического приближения, вызывает уменьшение амплитуды тока боковой частоты.

Из анализа зависимости $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ от X_0 , проведенного с помощью ЭВМ, следует, что при $\theta \leq 0,6\pi$ положение максимума $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ почти не зависит от величин m и ε в квазистатической области и по мере роста θ смещается в сторону больших X_0 . Наибольшая величина $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ достигается при $\theta \simeq (0,5 \div 0,6)\pi$, $X_0 \sim 3,2 \div 3,4$ и увеличивается с ростом m (см. рис. 4).

Таким образом, отличительными особенностями работы преобразовательного каскада пролетного клистрона при заметном влиянии изменения параметра расталкивания a_q , вследствие модуляции постоянной составляющей тока электронного луча, являются существенный рост максимума $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ и увеличение примерно вдвое оптимального параметра группирования в режиме «покоя» по сравнению с оптимальным параметром группирования усилительного каскада ($X=1,84$). При $\theta > 0,6\pi$ наблюдается уменьшение амплитуды боковой частоты и нарушается монотонная зависимость γ от m . При $m \geq 0,8$ и $X_0 \geq 2,5$ $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ слабо зависит от X_0 . На рис. 3, 4 представлены зависимости $\gamma_{(\omega \pm \omega)}_{\max}$ от m и θ . Совместно с характеристиками управляемой электронооптической системы они дают возможность провести исследование модуляционных характеристик. В частности, при линейной зависимости тока луча от модулирующего напряжения на рабочем участке линейности модуляционной характеристики (в данном случае зависимость $\gamma_{(\omega \pm \omega)}$ от модулирующего напряжения) будет обеспечиваться при $\theta \leq 0,5\pi$,

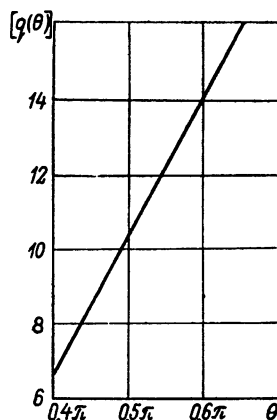


Рис. 5. Зависимость вспомогательной функции $[q(\theta)]$ — критерия квазистатического приближения — от угла пролета θ .

4. ВЫВОДЫ

1. Получены аналитические соотношения, позволяющие рассчитать амплитуду конвекционного тока в пролетной трубе преобразовательного каскада клистрона при гармонической амплитудной модуляции тока луча.

2. Показано, что изменение объемного заряда в процессе модуляции тока луча при не малых углах пролета $\theta = a_{q0}\xi$ оказывает существенное влияние как на величину амплитуды тока боковой частоты, так и на характер ее зависимости от стационарного угла пролета, глубины модуляции и параметра группирования в режиме «покоя».

3. Определены границы квазистатического режима, который при рассматривавшихся величинах параметров явился более предпочтительным.

4. На основе расчетов с помощью ЭЦВМ получены результаты, дающие возможность определить области наиболее эффективного преобразования частоты. Приведенные данные могут быть использованы при проектировании преобразовательных клистронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зырин С. С., Петров Д. М. Каскадная группировка электронов в преобразовательном клистроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 4.

2. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы теории нелинейных колебаний, М, ГИТТЛ, 1965

3. Кацман Ю. А., Германович О. П. Уравнение нелинейных продольных колебаний электронного потока конечного сечения для больших параметров расталкивания. «Электронное приборостроение», 1967, вып. 5, стр. 3.

*Поступила в редакцию 12 октября 1970 г.,
после переработки — 10 июня 1971 г.*

УДК 621.385.632

В. А. Солнцев

АНАЛИЗ ИЗОФАЗНЫХ ЛАМП С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Исследованы два механизма ограничения к.п.д. ламп с бегущей волной и рассмотрены возможности увеличения к.п.д. с помощью предложенного ранее метода изофазности. Теоретически исследованы два варианта изофазных ЛБВ: лампы с постоянным сдвигом фазы между первой гармоникой тока пучка и полем медленной волны и лампы с одним скачком фазы поля. Показано, что в первом варианте необходимо сочетание изменений фазовой скорости волны со скачками фазы поля.

Получены зависимости к.п.д. от величины скачка фазы поля для ЛБВ с одним фазовращателем. Найденный максимальный к.п.д. больше, чем в соответствующей однородной ЛБВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известен ряд способов повышения к.п.д. ЛБВ. В первых теоретических работах (например, [1]) предлагалось уменьшить фазовую скорость волны к концу замедляющей системы соответственно уменьшению скорости электронов или компенсировать это изменение скорости электронов дополнительным ускоряющим статическим полем, чтобы сохранить синхронизм электронов и волны вдоль всей лампы. В дальнейшем во многих работах (см., например, [2, 3]) проводились теоретическое и экспериментальное исследования таких ламп, названных изохронными ЛБВ. Было выяснено, что при работе лампы в режиме максимального усиления выбором определенных законов изменения фазовой скорости или постоянного напряжения удастся увеличить к.п.д. до значений, соответствующих режиму максимального к.п.д. При этом можно улучшить частотные характеристики прибора, уменьшить его длину. Однако если ЛБВ работает в режиме максимального к.п.д., то применение различных законов изохронности практически не приводит к дальнейшему росту к.п.д.

В работе [4] был предложен другой способ оптимизации выходных параметров ЛБВ, основанный на выборе определенных соотношений между фазами высокочастотного тока пучка и волны замедляющей системы. Направление обмена энергией между электронным пучком и замедленной волной определяется величиной разности фаз φ между первой гармоникой тока пучка и полем замедленной волны. Если изме-

нять параметры замедляющей системы и пучка вдоль лампы таким образом, чтобы величина φ лежала в определенных пределах, соответствующих передаче энергии от пучка полю, то мощность волны системы будет вырастать до тех пор, пока первая гармоника тока пучка не обратится в нуль. Если ввести условие $\varphi = \text{const}$, то придем к так называемой изофазной ЛБВ. (В дальнейшем этот термин мы будем понимать в более широком смысле, называя так ЛБВ, в которой закон изменения разности фаз φ между первой гармоникой тока пучка и полем системы задан вдоль всей лампы или на некоторой ее части.)

Практические способы удержания разности фаз в нужных пределах могут быть различными. Например, для компенсации медленных уходов фазы можно, как и в изохронных ЛБВ, изменять фазовую скорость волны в замедляющей системе. Однако детальный анализ различных режимов работы ЛБВ показывает, что в ряде случаев изменение фазы первой гармоники тока пучка происходит быстро, почти скачкообразно, что относится, в частности, к режиму максимального к. п. д. Поэтому в работе [4] было предложено вводить скачки фазы поля медленной волны с помощью сосредоточенных фазовращателей. Экспериментальное подтверждение возможностей увеличения к. п. д. с помощью скачков фазы поля было получено в работе [5], в которой исследовались сочетания скачков фазы поля, фазовой скорости и потенциала, приводящие к дальнейшему росту к. п. д.

В настоящей работе рассматривается картина процессов в изофазных ЛБВ и даны результаты теоретического исследования двух вариантов изофазных ЛБВ с помощью нелинейной теории.

2. ДВА МЕХАНИЗМА ОГРАНИЧЕНИЯ К. П. Д. ЛБВ

Мощность, отдаваемая электронным пучком полю во всей лампе длиной L ,

$$P = \int_0^L dP, \quad (1)$$

где dP — мощность взаимодействия на элементе длины лампы dz :

$$dP = -\frac{1}{2} \text{Re} j E^* dz = -\frac{1}{2} |j| |E| \cos \varphi dz, \quad (2)$$

$E, j, \varphi(z)$ — комплексные амплитуды: продольной составляющей электрического поля замедленной волны, первой гармоники тока пучка и разность фаз между ними (временной множитель $e^{-j\omega t}$ везде опущен):

$$\begin{aligned} E &= |E(z)| e^{i\alpha(z)}; \\ j &= |j(z)| e^{i\psi(z)}; \\ \varphi(z) &= \psi(z) - \alpha(z). \end{aligned} \quad (3)$$

Эти величины связаны между собой уравнениями нелинейной теории ЛБВ, а задача увеличения электронного к. п. д. есть, по существу,

задача нахождения максимума интеграла (1) при подборе рабочих параметров ЛБВ и законов их распределения вдоль лампы. Решение такой вариационной задачи в общем случае является весьма сложным.

Здесь мы рассмотрим выбор законов изменения разности фаз φ вдоль лампы на основании физического анализа механизмов ограничения к. п. д. и выходной мощности ЛБВ.

В обычной ЛБВ электронный пучок сначала передает энергию полю, т. е. $dP > 0$; амплитуда поля E и ток j не равны нулю, поэтому $\cos \varphi < 0$. Такое соотношение фаз поля и тока соответствует образованию сгустка электронов в тормозящем полупериоде медленной волны. В том сечении лампы $z = z_{\text{опт}}$, где прекращается передача мощности от пучка полю, имеем $dP = 0$. Как видно из формулы (2), при этом выполняется одно из двух условий:

$$\varphi = \pm \frac{\pi}{2} \quad \text{или} \quad |j| = 0. \quad (4)$$

Этим условиям соответствуют два механизма ограничения к. п. д. лампы с бегущей волной, при которых картина группировки электронов в пучке существенно различна. Упрощенно можно представить ее следующим образом.

В первом случае на одной длине замедленной волны образуется один сгусток электронов, смещающийся в результате торможения в нуль поля, а разность фаз φ непрерывно изменяется, переходя из третьей в четвертую четверть. Поскольку электроны отстают от волны, то в сечении $z = z_{\text{опт}}$

имеем $\varphi = -\frac{\pi}{2}$. Типичная картина распределения поля $|F|$, тока $|I|$ и разности фаз φ вдоль лампы для этого случая приведена на рис. 1.

Во втором случае на одной длине замедленной волны образуются два сгустка электронов, один из которых тормозится полем, а другой ускоряется. В сечении $z = z_{\text{опт}}$ энергия, отдаваемая одним сгустком, равна энергии, забираемой другим сгустком, а первая гармоника тока обращается в нуль (или близка к нулю), так как частота следования сгустков вдвое больше частоты сигналов. Разность фаз φ

изменяется непрерывно вплоть до сечения $z = z_{\text{опт}}$, а затем скачком (или очень быстро) изменяется на величину π , переходя из третьей или второй в первую или четвертую четверть. Такой скачкообразный характер изменения φ иллюстрируется рис. 2. Вблизи нуля тока j его фаза φ ,

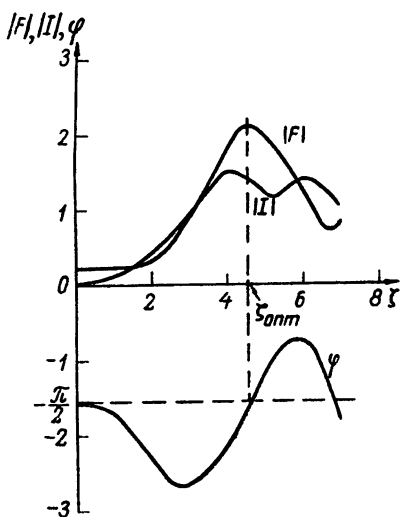


Рис. 1. Распределение вдоль ЛБВ безразмерной амплитуды поля $|F|$, первой гармоники тока $|I|$ и разности фаз φ между ними при первом механизме ограничения к. п. д. ζ — безразмерная координата.

а вместе с ней и разность фаз $\varphi = \psi - \alpha$ меняются весьма быстро. Соответствующие кривые изменения поля, тока и разности фаз, рассчитанные по нелинейным уравнениям, приведены на рис. 3.

Для нахождения режимов работы ЛБВ, в которых осуществляется тот или иной механизм насыщения мощности, численно интегрировались нелинейные уравнения ЛБВ при учете конечных параметров усиления и сил пространствен-

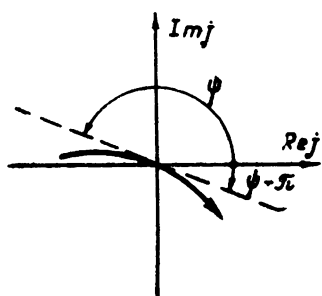


Рис. 2. Скачок фазы ψ первой гармоники тока при переходе модуля тока через нуль

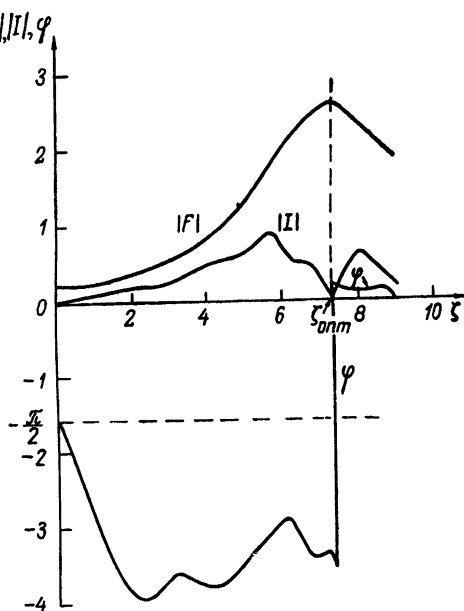


Рис. 3. Распределение вдоль ЛБВ безразмерной амплитуды поля $|F|$, первой гармоники тока $|I|$ и разности фаз φ между ними при втором механизме ограничения к. п. д.

ного заряда в широком диапазоне изменения параметров. Анализ полученных результатов показывает следующее. Зависимости поля, тока и разности фаз между ними от координаты, аналогичные приведенным на рис. 1 (первый механизм ограничения к. п. д. ЛБВ), реализуется обычно вблизи режима максимального усиления лампы. Кривые распределения переменных величин, соответствующие рис. 3 (второй механизм ограничения к. п. д. ЛБВ), реализуются вблизи режима максимального к. п. д. Здесь изменение разности фаз имеет скачкообразный характер.

Проведенное разделение механизмов ограничения к. п. д. является приближенным, поскольку первая гармоника тока обычно не обращается точно в нуль и поэтому разность фаз φ , строго говоря, не имеет разрыва. Однако крайние случаи четко выделяются — это малое или большое ($\sim \pi$) изменение φ на одной длине замедленной волны.

Рассмотрим теперь два варианта изофазных ЛБВ: лампы с постоянным сдвигом фазы между током пучка и полем медленной волны (жесткая фазировка пучка и поля) и лампы со скачком фазы поля.

3. ЛБВ С ПОСТОЯННЫМ СДВИГОМ ФАЗЫ МЕЖДУ ТОКОМ И ПОЛЕМ

Как видно из рис. 1 и 3, в начале лампы разность фаз φ между первой гармоникой тока пучка и полем замедленной волны убывает. Поскольку поле и переменный ток на этом участке невелики, то здесь

можно использовать линейную теорию ЛБВ, согласно которой φ , достигнув минимума, остается затем постоянной — в лампе устанавливается одна нарастающая волна. Нелинейные эффекты приводят к увеличению фазы до $-\frac{\pi}{2}$ и передача мощности от пучка полю прекращается. Выберем закон изменения фазовой скорости волны вдоль замедляющей системы таким, чтобы φ и на нелинейном участке сохранялась постоянной (такой, как в минимуме). Для определения этого закона надо решать нелинейные уравнения ЛБВ при условии $\varphi = \text{const}$, а параметр скорости ξ' вычислять с помощью уравнения для фазы. В дальнейшем не рассматривается влияние пространственного заряда и потерь, поэтому уравнения можно записать в виде:

$$\frac{d|F|}{d\zeta} = -|I| \cos \varphi, \quad (5)$$

$$\frac{d\alpha}{d\zeta} = \xi' - \frac{|I|}{|F|} \sin \varphi, \quad (6)$$

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} = \left(1 + \varepsilon \frac{\partial u}{\partial \zeta}\right)^3 |F| \cos(u - \alpha), \quad (7)$$

$$I = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{iu} du_0, \quad (8)$$

$$\varphi = \psi - \alpha, \quad (9)$$

где $|F|$, $|I|$, α , ψ — модули и фазы безразмерных комплексных амплитуд поля и тока,

ζ — безразмерная координата,

ε — параметр усиления,

u_0 — фаза влета электрона в замедляющую систему,

$u(\zeta, u_0)$ — фаза электронов в системе координат, движущейся с начальной скоростью пучка. Коэффициент полезного действия η связан с $|F|$ формулой:

$$\eta = \varepsilon \frac{|F|^2 - |F(0)|^2}{2}, \quad (10)$$

где $|F(0)|$ — значение поля в начале лампы при $\zeta = 0$.

Интегрирование системы проводилось обычным образом, путем вычисления траекторий отдельных частиц, число которых N бралось равным 24. Сначала расчет проводился по системе уравнений (5)–(8) до минимума φ , а затем величина φ считалась постоянной и равной минимальному значению:

$$\varphi = \varphi_{\min}; \quad (11)$$

уравнение (6) использовалось для вычисления закона изменения скорости волны вдоль лампы:

$$\xi'(\zeta) = \frac{d\alpha}{d\zeta} + \frac{|I|}{|F|} \sin \varphi. \quad (12)$$

В начале лампы выбрано $\xi'(0) = 0,7937$; при этом $\varphi_{\min} = -3,12$. Расчеты проводились с шагом 0,02 по координате ζ .

Результаты расчетов для выбранного варианта приведены на рис. 4 и 5. Разность фаз φ между первой гармоникой тока пучка и полем убывает до точки $\zeta = 2,76$, начиная с которой положено $\varphi = \varphi_{\min} = -3,12$. Первая гармоника тока не обращается тождественно в нуль, поэтому в соответствии с уравнением (5) безразмерная мощность поля η/ε непрерывно возрастает до значения $\eta/\varepsilon = 6,0$, которому соответствует к. п. д. $\eta = 60\%$. При этом получается остановка одного из электронов ($du/d\zeta \rightarrow \infty$) и систему нелинейных уравнений (5) — (9), сформулированную для одностороннего движения электронов, нельзя использовать для дальнейших расчетов.

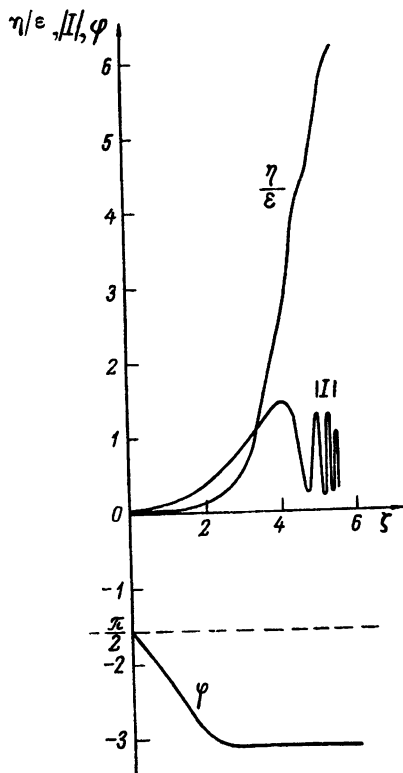


Рис. 4. Распределение вдоль изофазной ЛБВ электронного к. п. д. η/ε первой гармоники тока $|I|$ и разности фаз φ между током и полем.

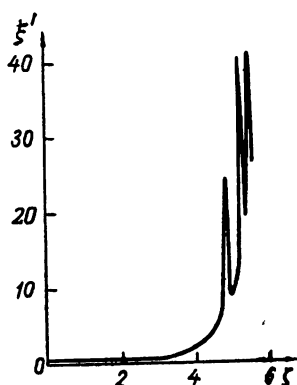


Рис. 5. Закон изменения параметра скорости ξ' вдоль изофазной ЛБВ, необходимый для поддержания постоянной разности фаз $\varphi = -3,12$ при $\zeta > 2,76$.

Получающийся по формуле (12) закон изменения параметра скорости вдоль лампы приведен на рис. 5. Вначале изменение параметра скорости происходит достаточно плавно, но в точке $\zeta = 4,8$, соответствующей минимуму тока пучка, имеется выброс параметра скорости. Этот выброс, по существу, означает, что в точке $\zeta = 4,8$ надо резко изменить фазу поля бегущей волны. Таким образом, отсюда получается тот же результат, что и из анализа соотношения (2) — в районе минимума первой гармоники тока пучка необходимо делать скачок фазы поля для компенсации быстрых изменений фазы тока. В точке $\zeta = 4,8$ к. п. д. со-

ставляет 44%, а затем после скачка фазы поля увеличивается до 56% в точке $\zeta=5,25$, где получается второй минимум тока, и необходим второй скачок фазы поля. После этого скачка фазы к.п.д. возрастает до 60% в точке $\zeta=5,45$. Дальнейшее увеличение к.п.д. требует все более частых скачков фазы, которые практически вряд ли реализуемы. Поэтому рассмотрим подробнее вариант изофазной ЛБВ с одним скачком фазы, не требуя постоянства разности фаз φ .

4. ЛБВ СО СКАЧКОМ ФАЗЫ ПОЛЯ

Допустим, что в точке насыщения мощности $\zeta_{\text{онт}}$ или вблизи ее в точке $\zeta_1 \approx \zeta_{\text{онт}}$ помещен фазовращатель, и исследуем поведение амплитуды поля за ним при различных поворотах фазы поля. Для этого численное интегрирование нелинейных уравнений (5)–(8) надо проводить до точки ζ_1 , где значение фазы поля следует скачком изменить на некоторую величину $\Delta\alpha$, а затем продолжить расчет по тем же уравнениям.

На рис. 6 приведены характерные кривые изменения величин $|I|$ и φ вдоль лампы при наличии скачка фазы. Эти кривые рассчитаны для варианта $\epsilon=0,1$, $\xi'=1,4$ при скачке фазы $\Delta\alpha = -0,586\pi$ в сечении $\zeta=5,5$, лежащем несколько дальше точки насыщения мощности. Величина $\Delta\alpha$ выбрана здесь так, что значение разности фаз φ_+ справа от скачка лежит в первой четверти. Однако ввиду быстрого изменения фазы первой гармоники тока φ значение φ быстро возрастает, переходя во вторую и третью четверти. Поэтому к.п.д. увеличивается от значения $\eta_1=38\%$ при длине $\zeta=5,3$, соответствующего лампе без скачка фазы в выбранном режиме, до значения $\eta_1=50\%$ при возрастании длины лампы до $\zeta=6,5$.

На рис. 7 приведена зависимость отношения η_2/η_1 от значения

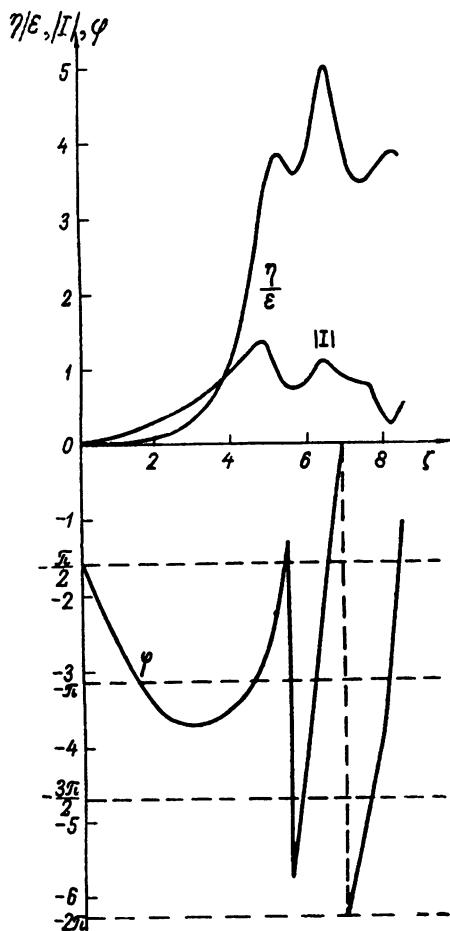


Рис. 6. Распределение вдоль ЛБВ с одним фазовращателем электронного к.п.д. η/ϵ , первой гармоники тока $|I|$ и разности фаз φ .

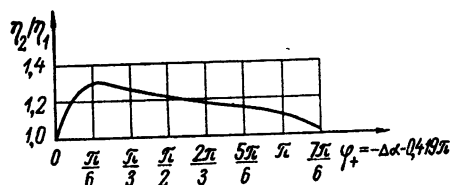


Рис. 7. Зависимость к.п.д. от величины скачка фазы поля $\Delta\alpha$ и значения разности фаз φ_+ справа от скачка фазы поля.

ния разности фаз φ_+ справа от скачка фазы и величины скачка $\Delta\alpha = \varphi_- - \varphi_+$ для того же режима работы лампы, что и на рис. 6. Максимальный к. п. д. в 1,3 раза больше исходной величины. Интересно отметить, что этот максимум достигается при φ_+ , лежащем в первой четверти, когда сразу за скачком поле несколько убывает, а затем возрастает (рис. 6).

Расчет аналогичных зависимостей для других режимов работы ЛБВ показывает, что с уменьшением исходного уровня к. п. д. относительный выигрыш в к. п. д. можно несколько увеличить, а в случае увеличения исходного уровня к. п. д. выигрыш становится меньше. Например, при параметре усиления $\varepsilon = 0,1$, параметре скорости $\xi' = 1,91$ и $|F(0)| = 0,2$ с помощью одного скачка фазы можно увеличить к. п. д. с 52 до 60%, т. е. в 1,15 раза.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные для двух вариантов изофазной ЛБВ, показывают, что при надлежащей фазировке первой гармоники тока электронного пучка с полем замедленной волны можно получить к. п. д. больше, чем в любом режиме работы соответствующей однородной лампы. При этом весьма важен правильный выбор закона изменения разности фаз φ вдоль лампы, который, с одной стороны, должен приводить к увеличению к. п. д., а с другой стороны, давать практически реализуемые законы изменения параметра скорости. Рассмотренные варианты выбраны на основании физических соображений о механизмах ограничения мощности ЛБВ. В общем случае решение задачи об оптимальном распределении разности фаз φ вдоль лампы, по-видимому, возможно с помощью методов математической оптимизации, применяемых в теории электронных приборов СВЧ [6]. В заключение отметим, что при решении этой задачи надо исходить не только из условия передачи мощности от пучка полю ($\cos \varphi < 0$), но и учитывать характер группировки электронов в пучке.

Из рис. 4 видно, что условие $\varphi \equiv -3,12 \approx -\pi$, оптимальное с точки зрения отбора энергии у пучка, приводит к появлению быстрых осцилляций первой гармоники тока, т. е. фактически к разгруппировке пучка и в связи с этим к весьма сложному изменению параметра скорости ξ' .

Если же разность фаз не фиксировать жестко, то, как показывает рис. 7, в рассмотренном варианте ЛБВ с одним фазовращателем величина φ_+ справа от скачка должна лежать в первой четверти для получения максимального к. п. д. на выходе лампы; при этом $\cos \varphi_+ > 0$ и на соответствующем участке лампы пучок забирает энергию у волны (рис. 6). Таким образом, необходимое для увеличения к. п. д. значение разности фаз φ может изменяться в широких пределах, в частности, условие $\cos \varphi < 0$ может нарушаться на некоторых участках лампы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пирс Дж. Лампа с бегущей волной. «Советское радио», 1952.
2. Филимонов Г. Ф. Изохронная лампа бегущей волны. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, № 1, стр. 85—93.

3 Роу Дж. Е. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. «Советское радио», 1969.

4 Солнцев В. А. Авторское свидетельство № 321027 по заявке на изобретение № 951500 от 8.05.63.

5. Niclas K. R., Gerchberg R. W. Efficiency improvement of the travelling-wave interaction process. IEEE Transactions, ED-15, 1968, No 2, pp. 49—59.

6 Малькова Н. Я., Победоносцев А. С., Бюроденко В. Г. Оптимизация на ЭЦВМ выходных параметров электронных приборов СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 3—18.

Поступила в редакцию 17 июня 1971 г.

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА

УДК 537.533.331

О. А. Доколин, П. В. Невский**К РАСЧЕТУ ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ
МЕТОДОМ СИНТЕЗА**

Рассматривается расчет высокоперевансных одиночных электростатических линз методом синтеза. Показано, что применение второго приближения теории формирования позволяет расширить границы применимости расчета линз с перевансами порядка единицы и выше. Приводятся результаты расчета линзы с микроперевансом $1,7 \text{ мка}/\theta^3/2$ и отношением периода линзы к диаметру канала 6,25.

Результаты расчета хорошо совпадают с экспериментальными данными по токопрохождению для последовательности трех линз.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [1] на основе первого приближения параксиальной теории формирования электронных пучков [2] разработан способ расчета одиночных электростатических линз методом синтеза и показано, что этим расчетом можно пользоваться лишь при проектировании линз с малым значением переванса пучка P_p (не более $0,1 \cdot 10^{-6} \text{ а}/\theta^3/2$ для отношения длины линзы к диаметру пучка на входе 13,3).

В настоящей работе на основе второго приближения параксиальной теории формирования [3, 4], учитывающей члены более высокого порядка малости при решении уравнений Лапласа и Пуассона по сравнению с теорией первого приближения, и на основе работы [1] создан способ расчета одиночных электростатических линз с перевансами порядка $1 \cdot 10^{-6} \text{ а}/\theta^3/2$ и отношением периода линзы к диаметру канала порядка 6.

**2. РЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ ЗАДАЧ ТЕОРИИ ФОРМИРОВАНИЯ
ДЛЯ ОДИНОЧНОЙ ЛИНЗЫ**

В Приложении выводится система уравнений для решения внутренней и внешней задач с учетом второго приближения теории формирования ламинарных пучков. В систему уравнений входят три функции продольной координаты: $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$ и $U(x)$. Если задать одну из них, можно найти остальные функции из уравнений (П.1) и (П.2).

При решении внутренней задачи для линзы будем задавать функцию $\varphi_1(x)$. Согласно работе [1], на начальном участке линзы ($0 \leq x \leq 1 - x_1$) задаем $\varphi_1(x)$ в виде:

$$\varphi_1' = \frac{i}{4\varphi_1} + \epsilon n(n-1)x^{n-2}. \quad (1)$$

В интервале $1 - x_1 \leq x \leq 1 + x_1$ функцию $\varphi_1(x)$ зададим в виде полинома:

$$\varphi_1 = \sum_{n=0}^5 b_n (x-1)^{2n}, \quad (2)$$

где ϵ и n — безразмерные параметры.

Коэффициенты b_1, b_2, b_3, b_4, b_5 этого полинома определим из условия согласования в точке $x=1-x_1$ функции $\varphi(x)$, заданной выражением (1), с функцией $\varphi_1(x)$, заданной выражением (2). Согласование функций выполняется с точностью до четвертой производной.

Значение b_0 определим с помощью ЭЦВМ так, чтобы в точке $x=1$ выполнялось условие $U'(x)=0$, т.е. чтобы функция $U(x)$ была симметричной относительно средней плоскости линзы. Способ вычисления коэффициентов $b_0 \dots b_5$ описан в работе [1].

Решив уравнение (П.1) для функции $\varphi_1(x)$, заданной выражениями (1) и (2), вычислим функцию $U(x)$. При этом как функция $\varphi_1(x)$, так и функция $U(x)$ будут симметричны относительно средней плоскости линзы ($x=1$).

Далее проведем решение уравнения (П.2) и вычислим функцию $U(x)$. Значение параметра K_2 , входящего в (П.2), определим на ЭЦВМ так, чтобы в точке $x=1$ выполнялось условие $\varphi_2' = 0$. Можно показать, что это условие является необходимым и достаточным для получения симметричной формы кривой φ_2 относительно точки $x=1$ при симметричных функциях $\varphi_1(x)$, $U(x)$.

Для определения искомого значения параметра K_2 машине необходимо задать интервал возможных значений этого параметра. Для этого можно воспользоваться кривой рис. 1, где приводится зависимость параметра K_2 , при котором решение для функции получается симметричным относительно средней плоскости линзы, от параметра i (K_2 и i — безразмерные параметры, характеризующие первеанс пучка).

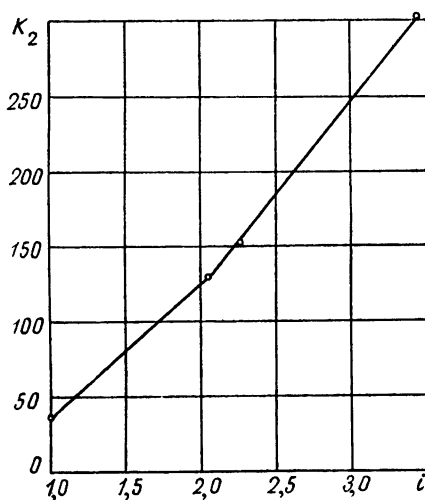


Рис. 1. Зависимость параметра K_2 , при котором решение для функции $U(x)$ будет симметричным относительно средней плоскости линзы, от параметра i .

На рис. 2 приведены найденные функции $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$, $U(x)$ для линзы с $P_\mu = 1,0 \text{ мка/в}^3/2$.

При решении внешней задачи используем уравнения (П.9) — (П.14). Методика решения этих уравнений аналогична методике решения уравнений (3), (4) работы [1].

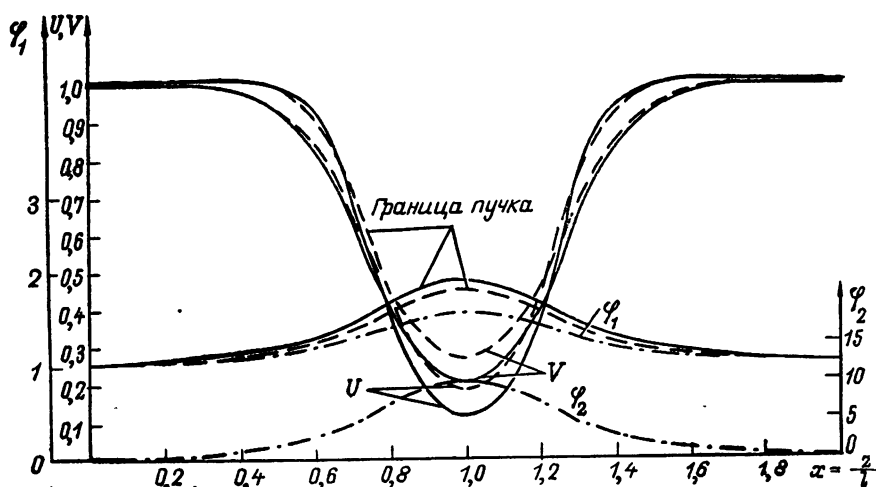


Рис. 2 Сравнение результатов решения внутренней задачи с учетом первого (сплошная линия) и второго (пунктир) приближений параксиальной теории формирования для линзы с $P_\mu = 1,0 \text{ мка/в}^3/2$, $\mu = 0,128$, $x_1 = 0,6$: $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$ — функции граничной траектории, U , V — потенциалы на оси и на границе пучка

На рис. 2 для сравнения приведены результаты решения внутренней задачи теории формирования для линзы с $P_\mu = 1,0 \text{ мка/в}^3/2$; $\mu = 0,128$, $x_1 = 0,6$, найденные с учетом первого и второго приближений параксиальной теории. Из рисунка следует, что учет второго приближения параксиальной теории увеличивает заметным образом потенциал в пучке и незначительно изменяет ход крайней траектории пучка. На рис. 3,а для сравнения приведена геометрия фокусирующих электродов этой линзы, вычисленная для случая, когда внутренняя и внешняя задачи решены с учетом первого приближения параксиальной теории, и для случая, когда внутренняя и внешняя задачи решены с учетом второго приближения параксиальной теории. Из рисунка следует, что при учете второго приближения параксиальной теории наблюдается существенное изменение формы электродов одиночной линзы. Важно отметить, что из результатов расчета линзы по второму приближению параксиальной теории формирования следует, что распределение плотности тока на входе в линзу должно быть неравномерным и соответствовать кривой, приведенной на рис. 3,б.

С целью проверки правильности разработанного способа расчета линз методом синтеза было проведено решение задачи анализа для этих

линз, а также экспериментальное исследование приборов, использующих эти линзы и позволяющих измерять прохождение пучка от катода до коллектора.

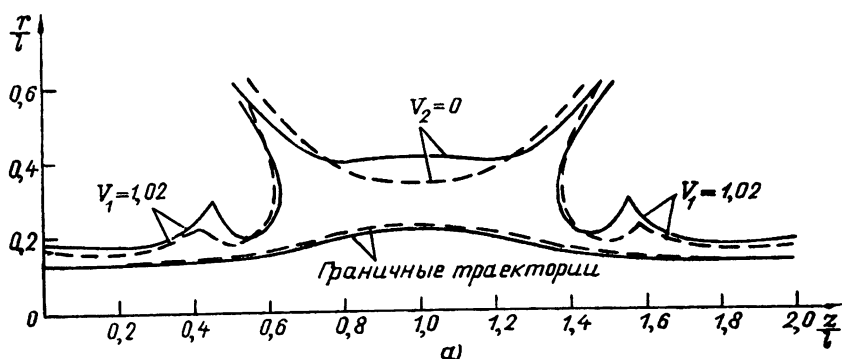
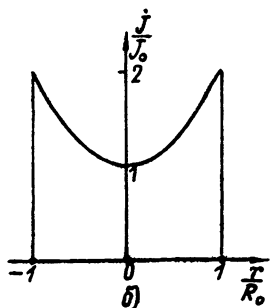


Рис. 3. Результаты решения внутренней и внешней задач теории формирования с учетом первого (пунктир) и второго (сплошная кривая) приближений для линзы с $P_k = 1,0 \text{ мка/в}^3/\text{в}^2$, $V_1 = 1,02$, $V_2 = 0$:

а — геометрия электродов линз и траектории крайнего электрона, б — требуемое распределение плотности тока на входе в линзу в сечении $r/l = 0$, рассчитанную с учетом второго приближения теории формирования, V_1, V_2 — безразмерные значения эквипотенциалов, определяющих форму электродов линзы, R_0 — радиус крайней траектории пучка на входе в линзу, j_0 — плотность тока на оси пучка $r/l = 0$ на входе в линзу.



При решении задачи анализа по заданной геометрии линзы вычислялись траектории электронов в пучке. Использовалась методика, приведенная в работе [5]. По совпадению траекторий, найденных в результате решения задачи анализа, с траекториями, заданными в результате решения задачи синтеза, делался вывод о правильности разработанного способа расчета линз методом синтеза.

На рис. 4 приведены результаты решения задачи анализа для линзы с $P_k = 1,7 \text{ мка/в}^3/\text{в}^2$. Сравнение найденных траекторий пучка с траекториями, заданными при расчете линзы методом синтеза, свидетельствует о правильности разработанной методики расчета линз.

Метод решения задачи анализа, разработанный авторами [5], может быть также использован для упрощения довольно сложной теоретической геометрии электродов электростатической линзы, полученной в результате расчета ее методом синтеза. Упрощенная геометрия линзы была использована при конструировании прибора. Расчет пушки прибора проводился по методике, разработанной в [1]. При испытании приборов линзы имели расчетные потенциалы. Максимальное токопрохождение через пушку и три одиночные электростатические линзы в расчетном режиме при $V_a = 80 \text{ кВ}$ составляло 98%. При этом $P_k = 1 \text{ мка/в}^3/\text{в}^2$ и вакуум, измеренный по вакиону прибора, составлял $5 \cdot 10^{-8} \text{ тор}$.

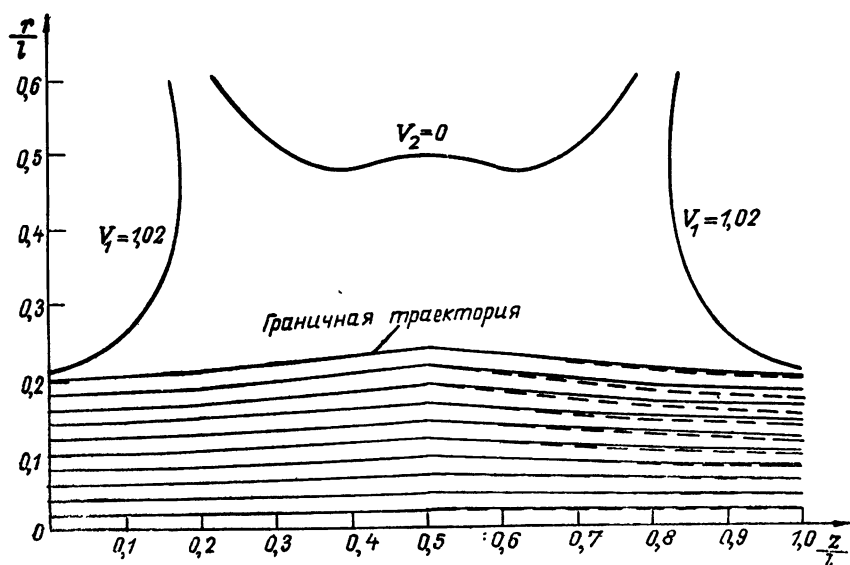


Рис. 4. Сравнение результатов расчета траекторий для линзы с $P_k = 1,7 \text{ мка/в}^3/2$ методами синтеза (сплошные линии) и анализа (пунктир).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение второго приближения параксиальной теории формирования ламинарных пучков позволяет расширить границы применимости разработанной методики расчета одиночных электростатических линз до значений первеанса порядка единицы и выше.

Результаты анализа линз с $P_k = 1,7 \text{ мка/в}^3/2$ на ЭЦВМ «Минск-22» и результаты экспериментального исследования системы линз с $P_k = 1,0 \text{ мка/в}^3/2$ хорошо согласуются с результатами, полученными методом синтеза и, следовательно, подтверждают правильность разработанной методики.

Авторы благодарят доктора технических наук В. Т. Овчарова за ценные консультации, данные при просмотре рукописи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Система уравнений второго приближения параксиальной теории формирования ламинарных пучков [3, 4]

Внутренняя задача

$$\varphi_1^2 U'' + 2\varphi_1 \varphi_1' U' + 4U \varphi_1 \varphi_1'' = \frac{i}{\sqrt{U}}, \quad (\text{П. 1})$$

$$U'' \left[\frac{5}{2} \varphi_1^3 \varphi_1'' - \frac{3}{2} \varphi_1^2 (\varphi_1')^2 + 4\varphi_1 \varphi_2 \right] + U' \left[\frac{9}{2} \varphi_1^2 \varphi_1' \varphi_1'' + \frac{5}{2} \varphi_1^3 \varphi_1''' + 4\varphi_1' \varphi_2 + 4\varphi_1 \varphi_2' - 3\varphi_1 (\varphi_1')^3 \right] + U \left[8\varphi_1 \cdot \varphi_2'' + 8\varphi_1' \varphi_2 - 14\varphi_1 (\varphi_1')^2 \varphi_1'' + 9(\varphi_1 \varphi_1'') + \varphi_1^3 \varphi_1^{IV} \right] = \frac{K_2}{\sqrt{U}}. \quad (\text{П. 2})$$

Значения постоянных i и K_2 связаны соотношением:

$$\frac{0,0605 P_\mu}{\mu^2} = i + \frac{\mu^2 K_2}{2}, \quad (\text{П.3})$$

где $\mu = \frac{\Phi_0}{l}$ (Φ_0 и l — единицы измерения соответственно поперечной и продольной координат)

Форма траекторий пучка описывается выражением:

$$\frac{r}{\Phi_0} = q_2 \left[\varphi_1 \left(\frac{z}{l} \right) + \mu^2 q_2^2 \varphi_2 \left(\frac{z}{l} \right) \right]. \quad (\text{П.5})$$

Распределение плотности тока по сечению j и потенциала внутри пучка U/U_0 описываются формулами:

$$j = 1 + \left[\frac{K_2}{i} - 4 \frac{\varphi_2}{\varphi_1} + \frac{3}{2} (\varphi_1')^2 \right] \mu^2 q_2^2; \quad (\text{П.6})$$

$$\frac{U}{U_0} = U + \mu^2 q_2^2 U \varphi_1 \varphi_1'' + \mu^4 q_2^4 \chi_1, \quad (\text{П.7})$$

где

$$\chi_1 = \frac{U}{4} \left[2 (\varphi_1 \varphi_1'')^2 - 5 \varphi_1 (\varphi_1') \varphi_1'' - \varphi_1^2 \varphi_1' \varphi_1''' + 6 \varphi_1' \varphi_2 + 2 \varphi_1 \varphi_2' \right]. \quad (\text{П.8})$$

Внешняя задача

Потенциал вне пучка описывается выражением:

$$V = U + \mu^2 q_2^2 U \varphi_1 \varphi_1'' + \mu^4 q_2^4 \chi_1 + \mu^2 S_1 + \mu^4 S_2; \quad (\text{П.9})$$

где
$$S_1 = \frac{i}{4 \sqrt{U}} \left[1 - q_2^2 + \ln q_2^2 \right]; \quad (\text{П.10})$$

$$\begin{aligned} S_2 = & -\frac{i}{4 \sqrt{U}} \left[\left(\frac{(\varphi_1')^2}{2} - 2 \frac{\varphi_2}{\varphi_1} - \frac{\varphi_1 \varphi_1''}{2} \right) (q_2^2 - 1) - \left(\frac{K_2}{i} - \varphi_1 \varphi_1'' \right) \times \right. \\ & \times \ln q_2 + \frac{1}{4} \left(\frac{K_2}{i} - (\varphi_1')^2 + 4 \frac{\varphi_2^2}{\varphi_1} \right) (q_2^4 - 1) \left. \right] + \frac{i}{8} \frac{\partial}{\partial x} \left(\varphi_1^2 \frac{U'}{U \sqrt{U}} \right) \times \\ & \times \left[\frac{1}{4} \ln q_2 - \frac{1}{16} (q_2^4 - 1) + \frac{1}{2} q_2^2 \ln q_2 - \frac{1}{4} (q_2^2 - 1) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

Переход от криволинейной системы координат к цилиндрической осуществляется при помощи уравнения:

$$\frac{d\zeta}{d\xi} = -\frac{(\varphi_1' + \xi \varphi_2'') (\varphi_1 + 3\xi \varphi_2)}{2 [1 + \xi (\varphi_1' + \xi \varphi_2')]}, \quad \xi = \mu^2 q_2^2. \quad (\text{П.12})$$

Начальные условия: $\zeta = 0$; $\xi = 0$.

Значения r и z вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} \frac{r}{l} &= \mu q_2 \left[\varphi_1 \left(\frac{z}{l} \right) + \mu^2 q_2^2 \varphi_2 \left(\frac{z}{l} \right) \right]; \\ \frac{z}{l} &= \zeta, \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

где x, q_2 — криволинейные координаты,
 r, z — цилиндрические координаты,

Величины со штрихами обозначают производные функций по координате x .

Анализ уравнения (П.9) показывает, что, если в нем пренебречь членами с μ^4 , то оно преобразуется в уравнение, описывающее решение внешней задачи с учетом первого приближения теории формирования (см. (3) работы [1]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Невский П. В., Овчаров В. Т. Расчет электростатических формирующих систем клистронов «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 7, стр. 62—70.
2. Овчаров В. Т. Некоторые вопросы теории и расчета электронных пучков. Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. М., 1965.
3. Овчаров В. Т., Пензяков В. В. Приближенное решение внутренней задачи теории формирования «Радиотехника и электроника», 1970, т. XV, № 8, стр. 1651—1658.
4. Овчаров В. Т., Пензяков В. В. Приближенное решение внешней задачи теории формирования «Радиотехника и электроника», 1970, т. XV, № 9, стр. 1897—1902.
5. Молоковский С. И., Трегубов В. Ф. Расчет фокусировки интенсивных потоков, фокусируемых электростатическими линзами «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 3, стр. 41—50.

Поступила в редакцию 10 июня 1971 г.

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.385.002

Б. И. Вассерман, А. А. Иванова, В. И. Захаров**ПОДОГРЕВАТЕЛЬ ДЛЯ КАТОДОВ СВЧ ЭВП**

При питании подогревателя электровакуумных приборов переменным напряжением возникает переменное магнитное поле. Это поле во многих случаях является причиной помех, вызванных модулированием электронного потока [1]. Под влиянием магнитного поля в СВЧ приборах возникает «паразитная» модуляция частоты, что является одной из основных причин искажений передаваемой информации, ухудшает качество электронных устройств, в частности, аппаратуры телевидения. В связи с этим снижение уровня «паразитной» модуляции частоты является одной из актуальных задач.

Магнитное поле бифилярных подогревателей значительно ослаблено благодаря противоположному направлению тока в симметричных витках.

Прямые бифиляры применяются для цилиндрических катодов малого диаметра. Такие бифиляры навивают из отрезков тугоплавкой проволоки путем согласованного вращательно-поступательного движения жестко закрепленной иглы, на торце которой имеется шлиц. В шлиц входит средняя часть навиваемой проволоки. Навивка осуществляется при перемещении иглы через неподвижную направляющую втулку. Во втулке имеются диаметрально рас-

положенные пазы, ширина которых соответствует диаметру навиваемой проволоки [2]. Указанным способом могут быть изготовлены бескерновые спирали сравнительно небольшой длины; при этом диаметр навиваемой проволоки должен быть в несколько раз меньше диаметра иглы.

В торцевых катодах большого диаметра прямые тонкие бифиляры малого диаметра неприемлемы. Использование же бифиляров большого диаметра не дает желаемого ослабления магнитного поля. Поэтому для нагрева катодов большого диаметра целесообразнее конструкции подогревателя в виде цилиндрической спирали, сформованной из тонкого бифиляра на керне.

Навивка бифилярной спирали производится на специальном приспособлении (рис. 1).

Последовательность изготовления бифилярных спиралей на непрерывном керне показана на рис. 2. Свободный конец навиваемой проволоки 1 «захлестывает» конец керна 2, который выступает из направляющей втулки 3. Тянущие губки 4 подводятся к торцу втулки 3 и зажимают керн вместе с навиваемой проволокой. Спирализация осуществляется путем протягивания губками керна совместно с навиваемой проволокой через вращающуюся

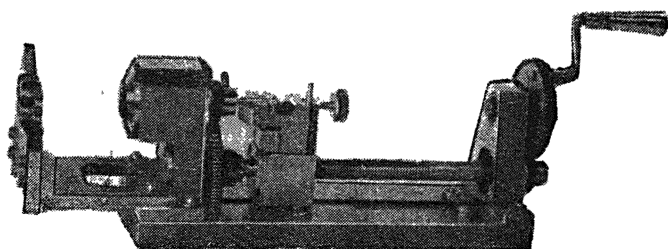


Рис. 1. Приспособление для навивки бифиляра.

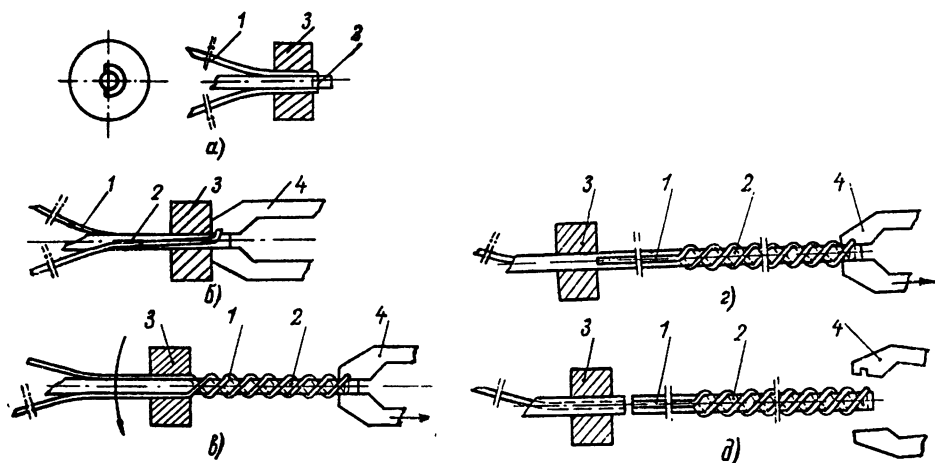


Рис. 2. Последовательность изготовления бифилярной спирали на непрерывном керне:

1 — навиваемая проволока, 2 — керн, 3 — втулка, 4 — губки.

втулку. Получение прямых концов подогревателя происходит при протягивании проволоки вместе с керном через неподвижную втулку. Таким способом могут быть навиты длинные бифиляры с соотношением диаметров керна и навиваемой проволоки, близким к единице. Это достигается благодаря тому, что керн при спирализации имеет две опоры и не подвергается скручивающему усилию. Вращательно-поступательное движение, которое совершает игла при навивке обычных бифилярных спиралей, в новом способе заменено только поступательным движением керна.

Из бифиляра на керне, прошедшего отжиг, навивают вторичную цилиндрическую спираль на вращающейся резьбовой оправке; при навивке верхний конец бифиляра закрепляют на оправке с помощью зажима. Формовка концов осуществляется шаблоном. Сформованные подогреватели подвергаются закрепительному отжигу в водородной атмосфере. Молибденовый керн удаляют из бифиляра обычным травлением в смеси азотной и серной кислот и воды. Затем подогреватель алундируют и изолирующий слой спекают.

При использовании таких подогревателей в приборах СВЧ уровень «паразитной» модуляции снижается по сравнению с ранее применявшим-

ся двухзаходным цилиндрическим подогревателем примерно на порядок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Говоров Б. А. и др. Особенности применения приемно-усилительных ламп. «Советское радио», М., 1966.

2. Семенов Ю. А. Производство подогревателей катодов электровакуумных приборов. Госэнергониздат, М., 1962.

УДК 621.385.002

В. В. Винокуров

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО ЗАЩИТЫ ОТ ПЕРЕГРУЗКИ ПО ТОКУ

В ряде установок измерения параметров и испытания на долговечность ЭВП необходимы устройства, защищающие прибор при повышении тока какого-либо электрода выше заданной величины.

В большинстве случаев для этой цели служат обычные электромагнитные реле, обмотка которых включена последовательно в цепь защищаемого электрода. Однако такое устройство имеет следующие недостатки:

а) необходимость переделки реле или введение промежуточных устройств, обеспечивающих развязку между частью устройства, находящейся под рабочим потенциалом электрода, и частью устройства, находящейся при потенциале земли;

б) отсутствие подходящих реле для защиты цепей с токами меньше нескольких миллиампер;

в) в отдельных случаях недостаточное быстродействие, так как обычные реле обеспечивают время срабатывания защиты порядка 50 мсек.

Устройство токовой защиты, схема которого представлена на рис. 1, свободно от перечисленных недостатков.

Разработанное устройство представляет собой усилитель постоян-

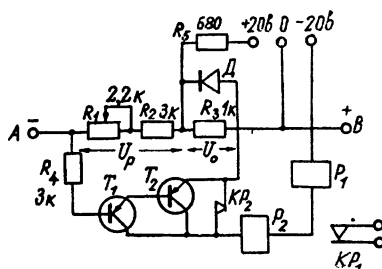


Рис. 1. Схема устройства токовой защиты.

ного тока, выполненный на составном триоде T_1-T_2 (МП105—МП20), в коллекторную цепь которого включены обмотки двух реле P_1 (катушка управления геркона KP_1) и P_2 (реле типа РЭС-22). Между базой и эмиттером составного триода действует напряжение, являющееся суммой включенных встречно напряжений U_0 — опорного, образуемого стабилитроном (типа Д814А), и U_p — падение напряжения от контролируемого тока на резисторах R_1 и R_2 . Устройство включается в разрыв защищаемой цепи точками А и В.

При повышении напряжения U_p выше опорного на 0,3—0,5 в триоды открываются и срабатывают реле; при этом контакт реле $P_1(KP_1)$ производит необходимую коммутацию в источнике питания, а контакт реле $P(KP_2)$ блокирует систему защиты в запертом состоянии.

Использование магнитно-управляемого контакта (геркона) обеспечивает высокое быстродействие системы и развязку от высокого потенциала защищаемой цепи.

Параметры устройства:

Время срабатывания . . .	2—5 мсек
Порог срабатывания на уровне 2 ма	0,1 ма (величина тока срабатывания может устанавливаться резистором R_1).
Рабочий потенциал между токовой частью и контактом KP_1	до 3 кв.

Устройство защиты внедрено на стендах срока службы для защиты цепи спирали испытываемого прибора.

Недостатками описанной системы являются необходимость применения двух источников питания схемы (+20 в и —20 в) и довольно значительный перепад напряжения между входной и выходной клеммами устройства, достигающий 8 в при отсутствии тока в цепи и снижаю-

щийся практически до нуля по мере приближения величины тока к критическому значению (порогу срабатывания).

От указанных недостатков свободен другой вариант защитного устройства. При незначительном усложнении схемы новый вариант имеет лучшие характеристики.

Схема устройства (рис. 2) представляет собой усилитель постоянного тока с релейной характеристикой. Усилитель — составной триод T_2-T_3 (типа МП21А), в коллекторную цепь которого включена обмотка управления геркона. Опорное напряжение обеспечивается стабилитро-

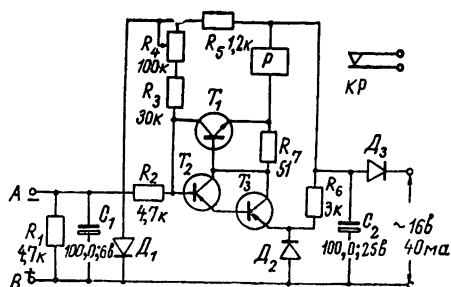


Рис. 2. Новый вариант схемы устройства токовой защиты (P — катушка управления геркона). D_1 —Д814А, D_3 —КД105Б.

ном D_2 типа Д814А, включенным в прямом направлении.

В цепь базы триода T_2 вводится регулируемый резистор R_2 , падение напряжения на котором обеспечивает снижение и возможность регулировки порога срабатывания триода.

Ток нагрузки защищаемой цепи протекает через резистор R_1 , падение напряжения на котором в сумме с опорным напряжением и напряжением на R_2 действует в цепи база-эмиттер триода T_2 . При повышении тока нагрузки выше порога срабатывания начинают открываться триоды T_2 и T_3 , при этом появляется напряжение на резисторе R_7 , открывающее триод T_1 (МП111). Его ток,

протекая через резистор R_2 , увеличивает открытие триодов T_2 и T_3 , что обуславливает релейно-триггерный режим срабатывания устройства.

Схема может быть настроена на любое значение тока срабатывания

(начиная примерно со 100 мка) сменой резистора R_1 . Порог срабатывания от 0,45 до 0,55 в; остальные данные — как у предыдущей схемы.

Устройство собрано на печатной плате, его объем $60 \times 60 \times 30$ мм.

УДК 621.378 325

В. Н. Ештокин, Е. Е. Журавлев

УСТРОЙСТВО ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ЛУЧА ОКГ НА CO_2

Устройство (рис. 1) состоит из: типового осциллографа С1-19Б — 1, в котором сменный блок разверток БР-1 заменен разработанным авторами блоком развертки 2, обеспечивающим питание электромеханической системы 3, сканирующей луч

ОКГ в двух взаимно перпендикулярных направлениях, и отклонение луча осциллографа по строкам и кадрам; системы сканирования луча 3; фотоприемника 4, охлаждаемого жидким азотом, с системой питания 5.

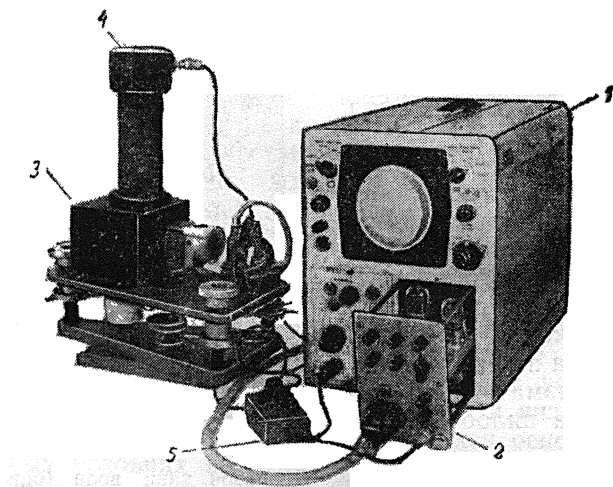


Рис. 1. Общий вид устройства для наблюдения распределения мощности в поперечном сечении луча ОКГ на CO_2 :

1 — осциллограф, 2 — блок развертки, 3 — электромеханическая система, 4 — фотоприемник, 5 — система питания.

Луч ОКГ (рис. 2) непосредственно или после расширительной линзы 1 попадает на зеркало 2, качающееся по синусоидальному закону,

графа 10 и отклоняет луч осциллографа в вертикальной плоскости (ось мощности P). Таким образом, в каждом цикле сканирования луча

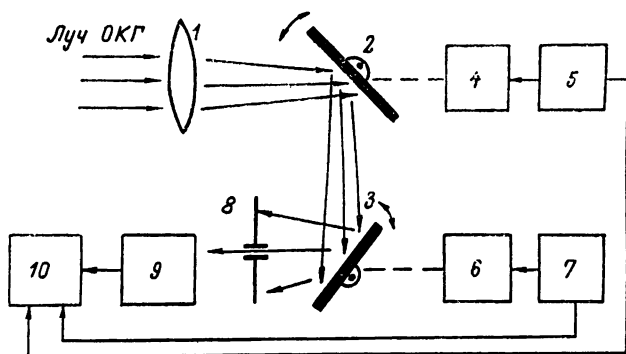


Рис. 2 Блок-схема прибора

1 — расширительная линза, 2, 3 — зеркала (оси качения зеркал взаимно перпендикулярны), 4, 6 — механизмы сканирования зеркал, 5 — генератор синусоидального сигнала, 7 — генератор пилообразного напряжения, 8 — диафрагма, 9 — фотоприемник, 10 — осциллограф

которое сканирует луч по строкам. Далее луч попадает на зеркало 3, разворачивающее его по пилообразному закону в плоскости, перпендикулярной плоскости сканирования первого зеркала 2 (сканирование по кадрам). Синфазно с движением зеркала луч осциллографа движется по горизонтальной оси (ось x), и синфазно с движением зеркала 3 — смещается вниз или под углом к оси x (ось y).

Синфазность движения зеркала 2 и луча осциллографа по оси x обеспечивается путем питания механизма сканирования 4 и системы отклонения луча от одного и того же генератора синусоидального сигнала 5, а синфазность движения зеркала 3 и луча осциллографа по оси y — путем питания механизма сканирования 6 от генератора пилообразного напряжения 7.

После зеркала 3 луч попадает в плоскость диафрагмы 8 фотоприемника 9, перед которой периодически проходят все элементы луча. Сигнал с фотоприемника подается на вход вертикального усилителя осцилло-

ОКГ на экране осциллографа воспроизводится рельеф мощности в поперечном сечении, подобный показанному на рис. 3, и изображаемый в координатах xu (поперечное сечение луча) P (мощность).

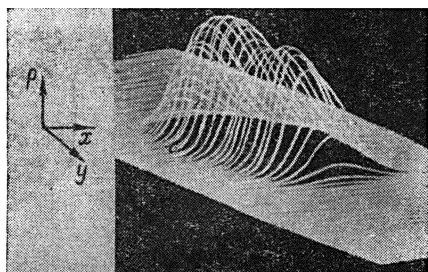


Рис. 3. Фотография рельефа мощности, снятая с экрана осциллографа

Основные технические характеристики устройства

Диапазон длин волн (определяется типом фотоприемника)	2—11 мкм
Диаметры входных пучков ОКГ без линзы	не более 10 мм
Диаметр диафрагмы на входе фотоприемника	0,4 мм
Частота строк	20 гц

Частота кадров.	0,2 гц
Мощность ОКГ на длине волны 10,6 мкм, требуемая для получения одного элемента разложения сечения луча	1 мвт
Полная мощность луча ОКГ на длине волны 10,6 мкм, требуемая для получения рельефа с четкостью 100 строк	10 вт
Максимальная мощность, подаваемая на прибор	30 вт

Устройство позволяет наблюдать одну строку разложения сечения лу-

ча, при этом выбор строки производится вручную.

Рельеф мощности луча ОКГ может быть представлен в изометрической проекции и сфотографирован с экрана осциллографа.

Прибор эксплуатируется в течение года. На Третьей выставке научно-технического творчества молодежи Москвы и Московской области в 1970 г. прибор удостоен диплома.

С. В. Беляков, Н. Д. Урсуляк, А. Г. Михальченков

ИЗМЕРЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРИТОВЫХ РЕЗОНАТОРОВ ПО СПЕКТРУ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Идентичность основных физических параметров — необходимое условие воспроизводимости СВЧ ферритовых устройств. Современная технология выращивания монокристаллов ряда ферритов-гранатов и шпинелей, используемых в качестве сосредоточенных гиромагнитных СВЧ резонаторов [1], не обеспечивает однородности этих ферритов по составу. Резонаторы, изготовленные из таких кристаллов в виде шариков или дисков, имеют значительный разброс по основным параметрам, в частности по намагниченности насыщения $4\pi M_s$.

В связи с этим в лабораторных и производственных условиях необходима аппаратура для оперативного и точного контроля параметров ферритовых изделий, размеры которых обычно не превышают 1—2 мм. По-

требность в такой аппаратуре существует и при исследованиях монокристаллических ферритов новых составов, интенсивно разрабатываемых в настоящее время для нужд СВЧ техники.

Измерение величины $4\pi M_s$ малых ферритовых образцов при необходимой точности и оперативности может быть обеспечено средствами СВЧ техники [2], в то время как традиционные методы измерений для этих целей неудовлетворительны. Для измерения $4\pi M_s$ на сферических образцах ферритов с узкой линией ФМР и низкой анизотропией, являющихся основной разновидностью гиромагнитных резонаторов, удобен СВЧ спектроскопический метод, основанный на измерении частотного или магнитного спектра магнитостатических (юкеровских)

мод [3—5]. Для уменьшения погрешности, обусловленной эффектом «распространения», измерения целесообразно проводить по колебаниям с одинаковыми первыми номерами, например 210 и 220 [3]. При этом основной вид колебания 110 (или «однородная» прецессия) служит лишь для идентификации требуемых видов. Для измерения $4\pi M_s$ по разности резонансных частот видов 210 и 220 расчетная формула имеет вид [3].

$$4\pi M_s = 5 \frac{2\pi}{\gamma} (f_{220} - f_{210}), \quad (1)$$

где γ — магнитомеханическое отношение ($\gamma \approx 2\pi \cdot 2,8 \text{ МГц/э}$), $4\pi M_s$ измеряется в гауссах, $f_{n, m, r}$ — в мегагерцах.

Измерительная установка должна содержать генератор колебаний, перестраиваемый в диапазоне частот $f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}} \geq 0,56 \cdot 4\pi M_s (\text{макс})$ и $f_{\text{мин}} \geq 0,56 \cdot 4\pi M_s (\text{макс})$ ($4\pi M_s (\text{макс})$ — максимальная измеряемая величина намагнитченности), частотомер и магнитную систему, обеспечивающую поле $H_0 \geq \frac{1}{3} 4\pi M_s (\text{макс})$.

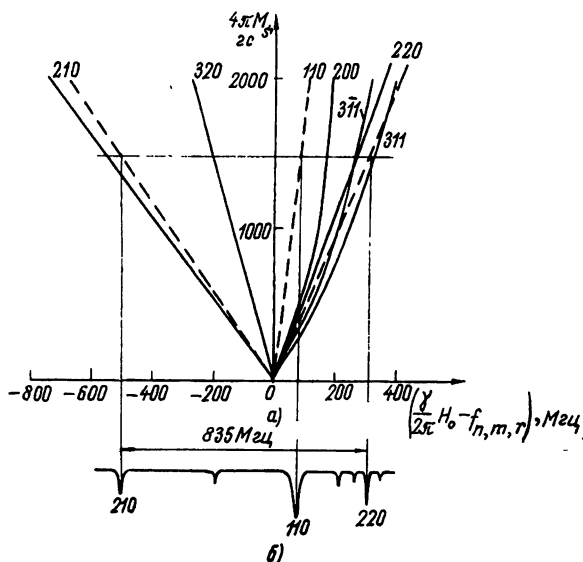
В качестве устройства связи для возбуждения магнитоэлектронных колебаний может использоваться отрезок прямоугольного или коаксиального согласованного волновода. Регистрацию колебаний наиболее удобно проводить визуально на экране осциллографа, сигнал на который подается с детектора. Магнитная система при этом, кроме постоянного поля, должна создавать переменное (пилообразное или синусоидальное), синхронизированное по частоте с разверткой осциллографа. Полоса одновременно просматриваемого на экране осциллографа интервала частот δf определяется ам-

плитудой переменного поля δH : $\delta f (\text{МГц}) \approx 2,8 \delta H (\text{э})$.

Разработанная установка для измерения $4\pi M_s$ представляет собой прямоугольный волноводный тракт сечением $17 \times 8 \text{ мм}$ с измерительной секцией, развязанной со стороны генератора и детекторной секции ферритовыми вентилями. Образец помещается в волновод через отверстие в узкой стенке с помощью стержня из полистирола. Для устранения погрешности измерений, обусловленной полем анизотропии, держатель устроен так, что образец свободно ориентируется осью легкого намагничивания вдоль направления поля под действием вращающего момента этого поля. Величина магнитного поля выбрана равной 4850 э, что соответствует частоте однородной прецессии $f_{110} \approx 13,6 \text{ ГГц}$. Поле направлено перпендикулярно широкой стенке волновода.

В качестве генератора колебаний использован прибор ГЗ-27. Диапазон частот, перекрываемый этим генератором, позволяет измерять намагнитченность свыше 5000 гс, т. е. практически всех известных монокристаллических ферритов с узкой линией ФМР. Для индикации резонансов используется осциллограф с чувствительностью 70 мкВ/мм и синусоидальной разверткой с частотой 50 Гц.

Единственная трудность, которую испытывает оператор измерительной установки, заключается в идентификации видов колебаний. Для облегчения определения видов может быть применена диаграмма (рис. а), из которой по ориентировочно известной намагнитченности устанавливаются частоты требуемых мод и их расположение относительно основного колебания и высших мод, мешающих измерениям. На рис. б показан измеренный спектр частот для иттриевого граната с галлием.



а — диаграмма для идентификации магнитостатических колебаний. Пунктирными линиями показано смещение резонансных частот видов 210, 220 и 110, обусловленное эффектом распространения; диаметр образца 1 мм, $H = 4850$ э;

б — осциллограмма магнитостатических колебаний иттрий-галлиевого феррита с намагниченностью 1490 Гс.

Эксплуатация измерительной установки показала, что она обладает высокой разрешающей способностью, позволяющей определять разницу в намагниченности образцов порядка единиц гаусс, и высокой чувствительностью: диаметр наименьших измеренных образцов составлял 0,4 мм.

Измерения на данной установке позволили установить различие в намагниченности образцов иттрий-галлиевого феррита, вырезанных из соседних участков кристалла [5].

Установка проста в эксплуатации, не требует калибровки и имеет высокую производительность. Время одного измерения не более 2—3 мин. Важным достоинством данной методики измерений является то, что для определения величины $4\pi M_s$ не требуется измерения веса или размеров ферритового образца, что вносит обычно дополнительные

погрешности и увеличивает время измерений. Установка пригодна для эксплуатации в лабораторных и цеховых условиях и может использоваться для сортировки ферритовых резонаторов по величине намагниченности. Одновременно на ней можно отбраковывать резонаторы с дефектами и внутренними включениями по форме резонансной линии основного типа колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калина В. Г., Беляков С. В. К применению сосредоточенных ферритовых элементов в СВЧ технике. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, № 10, стр. 67—80.
2. Narayan K. G., Sharma G. P., Kishan P. Microwave measurement of saturation magnetization of ferrites. IEEE Trans., June 1969, vol. IM-18, No 2, pp. 114—117.

3. White R. L. Spin wave and magnetostatic modes. *J. Appl. Phys.*, 1960, vol. 3, No 5, Suppl., pp. 314—322.

4. Magid M. A Microwave Technique for the analysis and determination of saturation magnetization of narrow-line width ferrimagnetic materials, *IEEE Trans.*, Dec. 1964, vol. IM-13, pp. 329—335.

5. Беляков С. В., Михальченков А. Т., Урсуляк Н. Д. Исследование неоднородности намагниченности монокристаллов ферритов методом ФМР. «Синтез и исследование ферромагнитных кристаллов». Труды конференций по электронной технике, 1970, вып. 9(25).

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.357.5 · 621.7.027 : 621.385

Л. А. Дубенко, Н. В. Коровин

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОЕ ПОЛИРОВАНИЕ ДЕТАЛЕЙ
ЭВП ИЗ ТАНТАЛА

Миниатюризация электровакуумных приборов ставит перед технологами задачу разработки химико-технологических процессов, обеспечивающих получение высокого класса чистоты поверхности металлов и высокой отражательной способности поверхности. Для изготовления электродов, определяющих выходные параметры приборов [1], применяется электрополирование танталовой фольги толщиной 10—30 мкм.

Электрохимические свойства тантала мало изучены. Известно, что тантал имеет тенденцию при анодной поляризации покрываться слоем окисла. Анодное растворение тантала возможно при образовании растворимых комплексных ионов [2]. Тантал растворяется в плавиковой кислоте вследствие образования комплексных ионов с фтор-ионом [3]. На этом свойстве основано применение растворов плавиковой кислоты для электрополирования тантала [4, 5].

В настоящей работе исследовано анодное поведение тантала в серной, плавиковой кислотах и их смеси.

Изучение анодного поведения тантала проводилось методом снятия анодных потенциостатических и гальваностатических кривых, позволяющих определить условия полирования металла. Опыты проводились прямым компенсационным методом на высокоомном потенциометре Р-307 и потенциостатическим методом на потенциостате П-5827.

Исследования, проводимые по изучению анодного поведения тантала в растворах ортофосфорной, азотной, соляной кислот [6, 7 и др.] показали, что во всех случаях на поверхности тантала образуется окисная пленка различной толщины. Аналогичные результаты получены нами при изучении поведения тантала в растворах серной кислоты.

Как видно из рис. 1, в широкой области потенциалов φ анодный ток близок к нулю

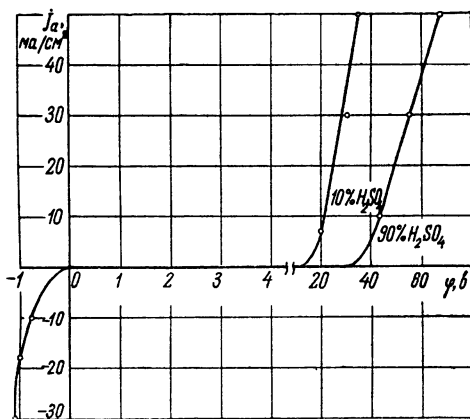
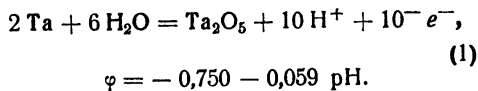


Рис. 1. Кривые анодной поляризации тантала в 10- и 90%-ной серной кислоте.

(0,001—0,08 ма), что обусловлено пассивацией тантала в растворах серной кислоты. Согласно термодинамическим данным [8], на поверхности тантала может происходить реакция:



Визуальные наблюдения показали, что с ростом анодного потенциала на поверхности тантала образуется пленка, цвет которой меняется от светло-желтого до ярко-малинового. После удаления пленки поверхность тантала аналогична исходной.

Иначе ведет себя тантал в плавиковой кислоте HF (рис. 2). В 40%-ном растворе HF* анодное растворение тантала происходит уже при потенциале — 0,5 в и идет с высокой скоростью. В этом случае процесс растворения можно выразить уравнением:

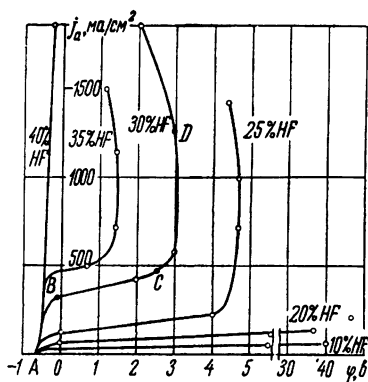
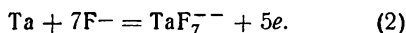


Рис. 2. Кривые анодной поляризации тантала в растворах плавиковой кислоты различной концентрации.

По мере снижения концентрации плавиковой кислоты уменьшается скорость растворения тантала, и на поляризационной кривой появляется предельный ток, величина которого зависит от концентрации HF. Поведение тантала при концентрации HF 25—30% рассмотрим на примере кривой ABCD. При изменении анодного потенциала от —0,6 до —0,1 в происходит резкое возрастание плотности тока (AB), поляризация мала, металл активно растворяется. На данной стадии поведение тантала можно выразить уравнением (2).

С повышением анодного потенциала скорость растворения тантала уменьшается, становится равной, а затем меньше скорости отвода продуктов реакции (BC). При потенциале, соответствующем точке B, скорость растворения некоторых участков поверхности больше скорости диффузии, и продукты анодного растворения накапливаются вблизи этих участков. При потенциале свыше 2 в (CD) происходит снова резкое возрастание плотности тока. Поверхность образцов имеет травленный вид. Ход кривой от точки D, вероятно, связан с самопроизвольным разогревом электролита.

В растворах плавиковой кислоты малой концентрации (20 и 10%) скорость растворения тантала мала, поверхность частично пассивирована. По данным работы [2], в слабых растворах HF может происходить окисление тантала с образованием частично гидролизированных ионов, TaOF_2^+ , TaOF^{+2} , TaO_2^+ .

Из рис. 2 следует, что при подборе электролита для электрополирования тантала лучше использовать плавиковую кислоту концентрацией не выше 20%, так как при этом скорость растворения тантала относительно мала и поверхность может частично пассивироваться.

В последней серии опытов исследовалось анодное поведение тантала в смеси плавиковой (2—15%) и серной (85—98%) кислот. Поляризационные кривые тантала при различной концентрации HF показаны на рис. 3. Как видно из рисунка, с ростом кон-

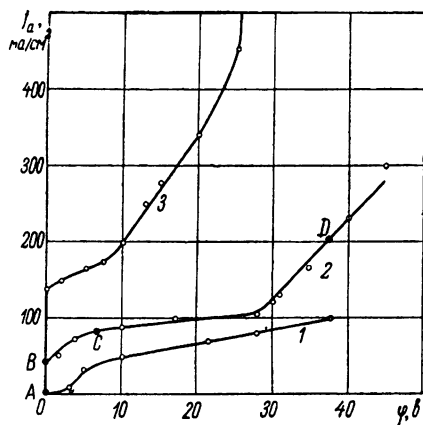


Рис. 3. Влияние концентрации иона F^- на ход поляризационных кривых тантала:

1 — раствор HF — 2%, H_2SO_4 — 98%, 2 — раствор HF — 10%, H_2SO_4 — 90%, 3 — раствор HF — 15%, H_2SO_4 — 85%.

центрации фтор-ионов в электролите область активного растворения тантала расширяется. В растворе, содержащем 2% HF (кривая 1), анодная плотность тока медленно изменяется с ростом потенциала. Визуально при этом наблюдалось образование на поверхности тантала пленки голубовато-фиолетового цвета. Поверхность после обработки имела слабо травленный вид.

В электролите, содержащем 10% HF (кривая 2), в начале анодного процесса происходит быстрое растворение (AB) тантала и формирование из продуктов растворения фазовой пленки, покрывающей поверхность. Пленка тормозит процесс растворения. С ро-

* Концентрация раствора плавиковой и серной кислот дана в об. %.

стом анодного потенциала происходит частичное растворение фазовой пленки и соответственно — повышение плотности тока. На участке *CD* происходит глянцевание поверхности. При плотности тока 100—200 мА/см^2 наблюдались флуктуации тока и напряжения, подтверждающие образование и разрушение пассивирующей пленки, обуславливающей полирование поверхности.

Аналогично ведет себя тантал в растворе с концентрацией HF 15%. При анодном потенциале свыше +2 В происходит образование и разрушение пассивирующей пленки (период колебания тока 1,5—2 сек) и глянцевание поверхности. Полирование при этом происходит при плотности тока j_a 250—400 мА/см^2 . Следовательно, с ростом концентрации фтор-иона в электролите область полирования тантала сдвигается в

сторону больших плотностей тока и меньших потенциалов. Нужно отметить, что в данном растворе происходит более интенсивное травление металла, чем в растворе, содержащем 10% HF . За 2 мин толщина травливания тантала в этом растворе составляет 20 мкм , а в 10%-ном растворе HF — 5 мкм .

Для электрополирования танталовой фольги оптимальным является состав раствора 10% HF и 90% H_2SO_4 . В этом растворе происходит полирование фольги и достигается высокая отражательная способность поверхности. Чистота поверхности повышается на 1—2 класса от исходной. Применяя при электролизе более высокие плотности тока [9], можно повысить класс чистоты поверхности тантала, однако это не всегда возможно вследствие большой толщины снятия металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голант М. Б. О перспективах развития электронных приборов СВЧ малой мощности. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 5, стр. 96.
2. Haissinsky M., Coche A., Cottin M. Lecherches electrique sur la tantale. J. Chim. Phys., 1947, vol. 44, p. 234.
3. Kuessner J. Tantalum and columbium. Z. Electroch., 1910, vol. 16, p. 754.
4. Gall, Miller. Патент Канады, № 435261, 1947.
5. Тегарт В. Электролитическое и химическое полирование металлов. М., Изд. иностр. лит., 1957.

6. Юнг Л. Анодные окисные пленки. М., Л. «Энергия», 1967.

7. Vernilya D. A. J. Electrochem. Soc., 1957, vol. 104, p. 485.

8. Латимер В. М. Окислительные состояния элементов и их потенциалы в водных растворах. М., ИЛ, 1954.

9. Японский патент № 1365, 1968; японский патент № 8909, 1955.

Поступило в редакцию 15 июля 1971 г.

УДК 621.385.632

В. А. Перекупко

ЗАВИСИМОСТЬ К. П. Д. ИЗОХРОННЫХ ЛБВ ОТ ОСНОВНЫХ БЕЗРАЗМЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

При решении задачи повышения к. п. д. ЛБВ путем введения изохронности необходимо оптимально выбрать режим работы начального однородного участка лампы. На это обстоятельство обращалось внимание в работе [1], где было показано, что для изохронных ЛБВ с уменьшающейся фазовой скоростью на выходном участке наиболее благоприятным является режим группировки электронного потока при значении лаг-метра несинхронности $b_0 < b_{\text{опт}}$, где $b_{\text{опт}}$ —

параметр несинхронности, обеспечивающий максимальное усиление прибора. Для сравнительно малых объемных зарядов электронного потока в работе [1] предложено конструировать изохронную лампу так, чтобы группировка электронов происходила при нулевых и отрицательных значениях лаг-метра несинхронности.

Исследования свойств таких ламп целесообразно продолжить с тем, чтобы полностью охватить область основных параметров, наиболее часто встречающихся разработчикам ЛБВ.

В настоящем сообщении приводятся результаты нелинейных расчетов достижимых уровней электронных к.п.д. однокаскадных изохронных ламп для значений параметров $4QC=0,1 \div 2,0$, $C=0,025 \div 0,15$, $b_0=-1,8 \div -1,5$, и проводится сопоставление с к.п.д. изохронных ЛБВ, работающих при $b_0=b_{\text{опт}}$. (Здесь и ниже b_0 , C , $4QC$ соответствуют параметрам, введенным в [2].). Исследованная область нормированных параметров даст возможность выбрать требуемый режим работы лампы при известных величинах объемного заряда и параметра усиления.

Расчеты проводились на ЭЦВМ по уравнениям одномерной нелинейной теории ЛБВ [3]. Число электронов на периоде поля бегущей волны выбрано равным 32. Изохронность на выходном участке ЛБВ вводилась и оптимизировалась изменением параметра несинхронности b_0 в соответствии с рекомендациями работы [4]. Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2.

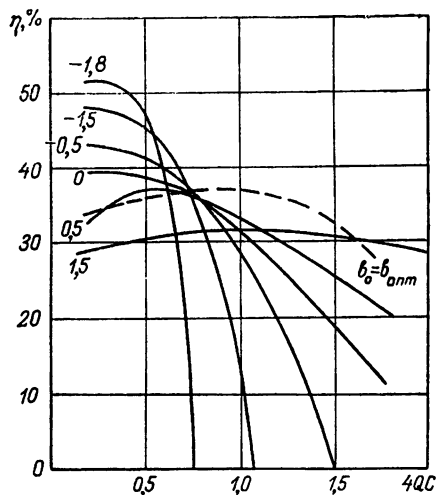


Рис. 1. Зависимость максимального значения электронного к.п.д. изохронной ЛБВ от объемного заряда для различных значений параметра несинхронности на однородном участке лампы.

На рис. 1 показаны зависимости максимальных значений электронного к.п.д. изохронной ЛБВ от параметра объемного заряда $4QC$ при различных значениях параметра несинхронности b_0 на участке однородной цепи лампы. В расчетах фиксировались параметры $C=0,075$, $F_0=0,25$, а

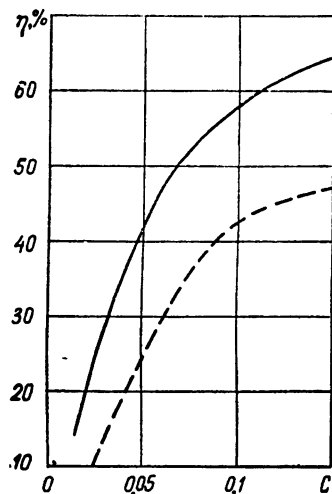


Рис. 2. Зависимость максимального значения электронного к.п.д. изохронной ЛБВ от параметра усиления для $4QC=0,2$, $b_0=-1,5$ (сплошная кривая) и $b_0=b_{\text{опт}}$ (пунктир).

также точка включения изохронности ($F_0 = \sqrt{\frac{P_{\text{вх}}}{C I_0 U_0}}$, где $P_{\text{вх}}$ — мощность входного сигнала, I_0 — ток пучка, U_0 — ускоряющее напряжение, C — параметр усиления). На этом же рисунке пунктиром показана зависимость максимального электронного к.п.д. для изохронной лампы с начальными значениями $b_0=b_{\text{опт}}$, соответствующими максимальному усилению в линейном режиме.

Из рисунка следует, что в области значений параметра $4QC \lesssim 0,8$ возможно достичь наибольших уровней к.п.д. в том случае, когда параметр несинхронности на однородном участке лампы выбран в соответствии с условием $b_0 < b_{\text{опт}}$ ($b_0 < 0$). При $4QC \approx 0,8 \div 1,5$ целесообразно обеспечивать работу изохронной ЛБВ с группировкой электронного потока, начинающейся при параметрах несинхронности, равных или близких к $b_{\text{опт}}$.

Оценить влияние параметра усиления C на к.п.д. изохронной ЛБВ можно, если использовать кривые, приведенные на рис. 2. На этом рисунке представлены две зависимости. Сплошная кривая получена для $4QC=0,2$, $b_0=-1,5$; пунктирная кривая — для $4QC=0,2$ и параметра несинхронности $b_0=b_{\text{опт}}$.

Приведенные на рис. 2 зависимости показывают, что во всем интервале исследованных значений параметра усиления величина

к п. д. растет. Однако при больших C этот рост замедляется.

Анализ процесса группировки и торможения электронов вдоль лампы, проведенный с помощью фазовых траекторий электронов и зависимостей от длины фазы первой гармоники тока ВЧ поля в системе, показал, что при больших C насыщение происходит из-за нарушения благоприятного соотношения между фазами тока и поля. С увеличением параметра C разность фаз поля и тока φ на участке максимального отбора энергии от электронов увеличивается и приближается к величине $\pi/2$, а величина $\cos \varphi$ уменьшается.

Тем не менее, как следует из рис. 2, в изохронной ЛБВ с отрицательным значением параметра несинхронности к п. д. может достигать величины $\eta \approx 60\%$ при $C = 0,1 \div 0,15$, а в лампах с $b_0 = b_{\text{опт}}$ $\eta \approx 45 \div 50\%$. Очевидно, что при промежуточных значениях параметра несинхронно-

сти достижимы средние величины электронного к. п. д. в области, ограниченной указанными кривыми

ЛИТЕРАТУРА

1. Перекупко В. А. Выбор режима работы изохронных ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 95—102.
2. Пирс Д. Лампа бегущей волны «Советское радио», М., 1952.
3. Вайнштейн Л. А. Нелинейная теория ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, вып. 7, стр. 8.
4. Филимонов Г. Ф. Изохронная ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1957, вып. 1.

Поступило в редакцию 17 июня 1971 г.

УДК 621.3.032.269.1 : 621.391.822.3

В. Г. Анищенко, И. П. Соколов, А. И. Штыров

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ НА ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА ПУЧКА

Одним из важных результатов многоскоростной линейной теории шумов в приборах типа О является установление зависимости шумности пучка ($S-\Pi$) от величины параметра пространственного заряда, $\alpha = \omega_{pm}/\omega$ [1, 2], где ω_{pm} определяется формулой:

$$\omega_{pm} = (2\pi)^{1/4} \left(\frac{m}{2kT_k} \right)^{1/4} \left(\frac{eJ_0}{m\epsilon_0} \right)^{1/2},$$

где ω — рабочая частота,
 m и e — масса и заряд электрона,
 k — постоянная Больцмана,
 T_k — температура катода,
 J_0 — плотность тока эмиссии,
 ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

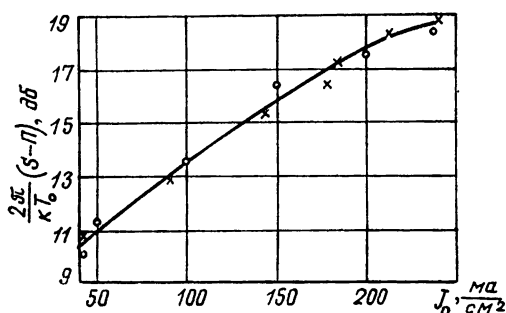
Следовательно, шумность пучка зависит от двух практически варьируемых величин — плотности тока J_0 и рабочей частоты ω , причем ω должна оказывать большее (противоположное) влияние, чем величина плотности тока, входящая в параметр α как $\sqrt{J_0}$.

Как показали эксперименты [3], зависимость шумности пучка от плотности тока эмиссии (при фиксированной частоте ω) качественно согласуется с теоретической зависимостью.

Представлялось интересным проведение эксперимента, позволяющего выяснить влияние частоты на величину шумности пучка и, следовательно, роль параметра α в целом.

Исследовались шумы пятиэлектродной электронной пушки (аналогичная конструкция исследовалась в работе [3]) с оксидным катодом диаметром 1,6 мм. Методом модифицированного трехрезонаторного клистро-на [4] измерялись оптимальные значения шумовых параметров S и Π/S в зависимости от плотности тока луча при значениях $\omega = 2875$ и 1435 МГц. При каждом значении тока величина фокусирующего магнитного поля, температура и профиль ускоряющего потенциала в пушке были одинаковы для обеих рассматриваемых частот.

Результаты представлены на рисунке, иллюстрирующем зависимость величины $\frac{2\pi}{kT_0}$



Зависимость шумности пучка от плотности тока эмиссии для частот 2875 (×××) и 1435 Мгц (○○○).

($S - \Pi$) ($T_0 = 273^\circ \text{K}$) от плотности тока J_0 для двух частот. Из рисунка следует, что удвоение частоты не изменяет величину шумности пучка, зависящую лишь от плотности тока эмиссии.

Таким образом, основным фактором, определяющим величину шумности пучка, является плотность тока, а не рабочая частота или параметр α в целом.

Полученные результаты не противоречат многочисленным опытным данным, свидетельствующим о том, что по мере увеличения рабочей частоты шумовые характеристики СВЧ приборов, как правило, ухудшаются. Это обстоятельство можно объяснить двумя факторами. Увеличиваются рабочие плотности тока, что приводит к повышению шумности пучков, и возрастают активные потери, увеличивающие величину минимального коэффициента шума.

Для каждого конкретного СВЧ усилителя изменение активных потерь в рабочей полосе частот (т. е. вдали от частот отсечки

сигнала) обычно несущественно, и поэтому главным фактором, определяющим значение минимального коэффициента шума, является величина рабочей плотности тока.

Аналогичные результаты экспериментального исследования зависимости минимального коэффициента шума от величины плотности тока пучка, проведенные на модели ЛБВ 8-мм диапазона, получены в работе [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бердацев В. Б. О волнах в многоскоростных электронных потоках «Вопросы радиоэлектроники», 1965, серия I, «Электроника», вып. 5, стр. 14.
2. Muller M. M., Currie M. R. Noise propagation on uniformly accelerated multivelocit electron beams, J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, p. 1876.
3. Анищенко В. С., Соколов И. П., Штыров А. И. Влияние плотности тока на шумность электронного пучка «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 11, стр. 111—116.
4. Анищенко В. С., Родионов Е. А., Соколов И. П., Штыров А. И. Модификация метода трехрезонаторного клистрона для измерения шумовых параметров S и Π электронных потоков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 8, стр. 44—52.
5. Шенюгин А. А. Уменьшение коэффициента шума ЛБВ 8-миллиметрового диапазона. «Радиотехника и электроника», 1970, № 5.

Поступило в редакцию 25 января 1971 г.,
после переработки — 8 июля 1971 г.

УДК 621.385.032

Л. М. Андрушко, С. Е. Марков

УСЛОВИЯ РЕАЛИЗУЕМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ СИНТЕЗЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ РЕЗОНАТОРНОГО ТИПА МЕТОДАМИ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ

В работе [1] предпринята попытка решения задачи синтеза замедляющей системы резонаторного типа методами теории цепей. По заданным характеристикам дисперсии и

сопротивления связи восстановлена схема симметричного Π -образного четырехполюсника без потерь, которая эквивалентна ячейке замедляющей системы. Однако в [1] ус-

ловия реализуемости характеристик найдены не полностью.

Синтез эквивалентной схемы ячейки замедляющей системы производится по двум связанным между собой характеристикам (дисперсии $\varphi(s)$ и сопротивления связи $R_{св}(s)$, где $s = i\omega$ — комплексная частота), поэтому при отыскании условий реализуемости возможны два случая: 1) сначала находятся условия реализуемости для $\varphi(s)$, а затем для $R_{св}(s)$ с учетом заданной дисперсии; 2) находятся условия реализуемости для $R_{св}(s)$, а затем для $\varphi(s)$ с учетом заданной функции $R_{св}(s)$. В настоящем сообщении ограничимся лишь вторым случаем, так как результат для первого получен в [1].

При определении сопротивления связи считаем, что электронный поток взаимодействует с полем, пропорциональным напряжению на продольном сопротивлении эквивалентного Π -образного четырехполюсника. В этом случае, согласно [2], выражение для сопротивления связи имеет вид

$$R_{св}(s) = \frac{F[\varphi(s)]}{Y_1(s) \sin \varphi(s)}, \quad (1)$$

где

$$F[\varphi(s)] = M^2 \frac{\sin^2 \frac{\varphi(s)}{2}}{\left[\frac{\varphi(s)}{2}\right]^2},$$

M — коэффициент, зависящий от формы пространства взаимодействия и от сдвига фаз φ на периоде системы;

$Y_1(s)$ — продольная проводимость Π -образного четырехполюсника

Приведем выражение (1) к виду, удобному для определения условий реализуемости. Заметим, что для Π -образного четырехполюсника

$$Y_1(s) = -Y_{12}(s), \quad (2)$$

где $Y_{12}(s)$ — элемент матрицы проводимости этого четырехполюсника.

Представим функцию $Y_{12}(s)$ в виде [3].

$$Y_{12}(s) = Y_{12p}(s) - Y_{12n}(s), \quad (3)$$

где $Y_{12p}(s)$ — все слагаемые разложения функции $Y_{12}(s)$ с положительными вычетами;

$Y_{12n}(s)$ — все слагаемые разложения функции $Y_{12}(s)$ с отрицательными вычетами.

Равенство (2) означает, что $Y_{12}(s)$ не может иметь положительных вычетов, так как $Y_1(s)$ должна быть реактансной функцией.

Таким образом,

$$Y_{12}(s) = -Y_{12n}(s). \quad (4)$$

Используя известное соотношение между функцией $\cos \varphi(s)$ и элементами матрицы проводимости симметричного четырехполюсника, а также учитывая (3) и (4), выражение (1) можно представить в виде:

$$\frac{\{R_{св}(s)\}^2}{\{F[\varphi(s)]\}^2} = G^2(s) = \frac{-1}{[Y_{11}(s) - Y_{12n}(s)][Y_{11}(s) + Y_{12n}(s)]}. \quad (5)$$

У физически реализуемого четырехполюсника полюсы функции $Y_{12}(s)$ совпадают с полюсами функции $Y_{11}(s)$, а вычеты удовлетворяют условию вычета [3] $k_{11}k_{22} - k_{12}^2 \geq 0$, где k_{pq} — вычет функции $Y_{pq}(s)$ в некотором полюсе. В случае симметричного четырехполюсника это условие принимает вид: $k_{11} \geq |k_{12}|$. Если условие вычета в некотором полюсе удовлетворяется при знаке равенства, то этот полюс называется компактным, в противном случае — некомпактным [3]. Некомпактный полюс может быть представлен в виде суммы компактной и избыточной частей. На основании этого представим $Y_{11}(s)$ следующим образом:

$$Y_{11}(s) = -Y_{12}(s) + Y_{нк}(s) = Y_{12n}(s) + Y_{нк}(s), \quad (6)$$

где $Y_{нк}(s)$ — проводимость, представляющая сумму всех избыточных частей некомпактных полюсов функции $Y_{11}(s)$

Подставляя (6) в (5), получаем:

$$G^2(s) = \frac{-1}{Y_{нк}(s)[2Y_{12n}(s) + Y_{нк}(s)]} = -Z_{нк}(s)Z_2(s), \quad (7)$$

где

$$Z_2(s) = \frac{1}{2Y_{12n}(s) + Y_{нк}(s)}. \quad (8)$$

Из соотношений (7), (8) вытекают следующие необходимые условия: для реализуемости заданной функции $R_{св}(s)$ симметричным Π -образным четырехполюсником без потерь необходимо, чтобы функция $-G^2(s)$ могла быть представлена в виде произведения двух реактансных функций, причем нули одной из них полностью должны входить в число нулей другой.

Используя каноническое выражение для реактансной функции [3], можно представить $G^2(s)$ в виде:

$$G^2(s) = -C \frac{\prod_{i=1}^n (s^2 + \omega_{0i}^2)}{\prod_{j=1}^m (s^2 + \omega_{\infty j}^2)}, \quad (9)$$

где C — постоянная, $|m - n| \leq 1$, некоторые нули ω_{0i} должны быть двукратными (нули чередуются с полюсами, а двукратные нули отделяются двумя полюсами). Кроме того, ω_{01} или $\omega_{\infty 1}$ могут принимать нулевое значение. Таким образом, найдены функции, которыми необходимо аппроксимировать полученную по заданному сопротивлению связи функцию $G^2(s)$.

При синтезе необходимо из функции $-G^2(s)$ выделить функции $Y_{\text{нк}}(s)$ и $Y_2(s)$, а затем по ним определить $Y_{12}(s)$ и $Y_{11}(s)$. Однако может случиться, что функция $-Y_{12}(s)$ будет иметь отрицательные вычеты, так как она определяется как разность:

$$-Y_{12}(s) = \frac{1}{2} [Y_2(s) - Y_{\text{нк}}(s)].$$

Отсюда следует достаточное условие, которому должны удовлетворять полученные при синтезе функции $Y_{\text{нк}}(s)$ и $Y_2(s)$: вычеты функции $Y_2(s)$ должны быть больше вычетов функции $Y_{\text{нк}}(s)$, т. е. $k_2 > k_{\text{нк}}$, где k_2 — вычет $Y_2(s)$ в некотором полюсе, $k_{\text{нк}}$ — вычет $Y_{\text{нк}}(s)$ в том же полюсе.

По заданному сопротивлению связи эквивалентный четырехполюсник определяется неоднозначно, так как неоднозначен выбор функции $Y_{\text{нк}}(s)$ по функции $-G^2(s)$.

Для однозначности синтеза зададим дисперсионную характеристику. Ее необходимо задать так, чтобы продольная и поперечная проводимости полученного при синтезе четырехполюсника были реактансными функциями. Поэтому условие реализуемости дисперсии в этом случае следующее: для реализуемости заданной дисперсии симметричным Π -образным четырехполюсником без потерь при известном сопротивлении связи необходимо, чтобы функция $-Y_{12}(s) = [G_1(s) \sin \varphi(s)]^{-1}$, полученная из (1), была реактансной. Здесь $G_1(s)$ — функция, аппроксимирующая заданную функцию $G(s)$. При выполнении этого условия и условий, накладываемых на $-G^2(s)$, из (7) следует, что и $Y_{\text{нк}}(s)$, а следовательно, и $Y_{11}(s)$ являются реактансными функциями. Это условие является также достаточным, так как при выполнении его сразу известна

проводимость $Y_{12}(s)$, а проводимость $Y_{11}(s)$ можно найти, пользуясь выражениями (6), (7).

Условия реализуемости могут быть применены следующим образом. По заданным дисперсии и сопротивлению связи строятся функции $G^2(s)$ и $\sin \varphi(s)$. Функция $G^2(s)$ аппроксимируется функцией типа (9). Затем, используя полученную в результате аппроксимации функцию $G_1(s)$ и вычисленную функцию $\sin \varphi(s)$, находим $Y_{12}(s)$. Эта функция должна быть аппроксимирована реактансной функцией. По проводимостям $Y_{11}(s)$ и $Y_{12}(s)$ может быть осуществлен синтез эквивалентной схемы так же, как в работе [1].

В качестве примера покажем, какие из функций, графики которых представлены на рис. 1, могут быть реализованы симметричным Π -образным четырехполюсником без потерь. Так как граница полосы пропуска-

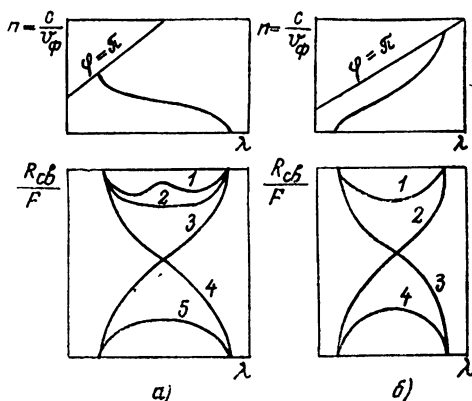


Рис. 1. Различные типы кривых дисперсии и сопротивления связи (построены качественно):

а — нормальная дисперсия, б — аномальная дисперсия

ния наблюдается при изменении знака произведения $Z_{\text{нк}}(s) Z_2(s)$, то для нахождения величины $\frac{R_{cb}}{F}$ на границе полосы необ-

ходимо определить, в каких случаях произведение $Z_{\text{нк}}(s) Z_2(s)$ меняет знак и какие значения принимает оно в точках перемены знака. Предположим, согласно условиям реализуемости, что нули $Z_{\text{нк}}(s)$ полностью входят в число нулей функции $Z_2(s)$, тогда перемена знака произведения происходит в следующих случаях.

1) $Z_{\text{нк}}$ не меняет знак, а Z_2 проходит через нуль; при этом сдвиг фаз $\varphi = 0$, а G принимает нулевое значение. Это соответствует кривым 4, 5 рис. 1, а и кривым 2, 4 рис. 1, б;

2) $Z_{\text{нк}}$ не меняет знак, а Z_2 проходит через ∞ , при этом $\varphi = \pi$, а G принимает значение ∞ . Это соответствует кривым 1, 2, 4 рис. 1,а и кривым 1, 2 рис. 1,б. Таким образом, кривые сопротивления связи вида 3, 5 рис. 1,а и 3, 4 рис. 1,б невозможны, так как при $\varphi = \pi$ сопротивление связи принимает бесконечно большое значение;

3) Z_2 не меняет знак, а $Z_{\text{нк}}$ проходит через ∞ , при этом $\varphi = 0$, G принимает значение ∞ . Это соответствует кривым 1, 2, 3 рис. 1,а и кривым 1, 3 рис. 1,б. Однако, как было показано выше, зависимости сопротивления связи вида 3 (рис. 1) невозможны.

Если $Z_{\text{нк}}$ проходит через нуль, то Z_2 тоже проходит через нуль, потому что нули $Z_{\text{нк}}$ входят в число нулей Z_2 , а так как $Z_{\text{нк}}(s)$ и $Z_2(s)$ — реактансные функции, то они меняют знак одновременно, а произведение знака не меняет. То же происходит, если $Z_{\text{нк}}$ и Z_2 проходят через ∞ . Кроме того, произведение реактансных функций в пределах полосы пропускания не может иметь более одной экстремальной точки, так как реактансные функции — монотонно возрастающие [3]. Поэтому такая форма кривой сопротивления связи, как 1 рис. 1,а, невозможна.

Итак, из зависимостей сопротивления связи от длины волны, изображенных на рис. 1, могут быть реализованы только кривые 4, 2 рис. 1,а для нормальной дисперсии и кривые 1, 2 рис. 1,б для аномальной. Все эти случаи возможны для схемы, представленной на рис. 2, при различных значениях параметров.

Для увеличения сопротивления связи в середине полосы необходимо уменьшать проводимости $Y_{\text{нк}}$, Y_{12} . Предел уменьшения проводимостей зависит от реализации эквивалентной схемы в виде замедляющей системы определенного типа.

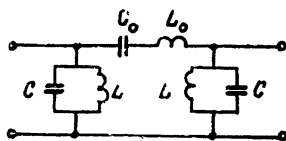


Рис. 2. Эквивалентная схема ячейки замедляющей системы типа диафрагмированный волновод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрушко Л. М., Марков С. Е. К вопросу о расчете замедляющих систем по заданным частотным характеристикам методами теории цепей. «Электронная техника», серия 1, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 2, стр. 53—61.
2. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., «Советское радио», 1966, стр. 82.
3. Балабанян Н. Синтез электрических цепей. М., Госэнергиздат, 1961, стр. 155; 44; 46.

Поступило в редакцию 22 января 1971 г.,
после переработки — 21 июля 1971 г.

УДК 612.014.424.5 : 612.1

А. П. Андреева, М. Г. Дмитриева, С. А. Ильина, Л. Г. Коренева,
В. А. Кудряшова, В. П. Мерзлов, Т. А. Сербинова, А. С. Фалеев

ВЛИЯНИЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОЙ МОЩНОСТИ НА ГЕМОГЛОБИН

Об эффекте резонансного воздействия на препарат гемоглобина Нв сообщалось в обзоре [1]. Эффект был обнаружен В. П. Ковым и другими с помощью биохимического метода*.

Недавно была высказана точка зрения [2] о том, что эффект нетеплового резонансного воздействия на гемоглобин обусловлен изменением расположения отдельных структурных частей молекулы в активном

* Сущность этого метода заключается в том, что препарат подвергается обработке соляной кислотой, которая вызывает отделение белковой части от гема. Воздействие СВЧ колебаниями влияет на глубину расщепления связи гем—белок.

центре гемоглобина, т.е. в окрестности иона железа. Поэтому представлялось целесообразным начать экспериментальную проверку этой гипотезы. Кроме того, важно было подтвердить сам факт нетеплового воздействия на препарат гемоглобина человека (в [1] использовался гемоглобин крови лошади). Помимо чисто научного интереса, это целесообразно для изучения воздействия микроволнового излучения на кровь человека.

Исследование проводилось несколькими методами. Основные результаты получены на свежеприготовленном высушенном в ва-

кууме Нб крови человека. Облучение проводилось в течение 4—6 ч с помощью ЛОВ. Схема установки приведена на рисунке. Мощность ЛОВ по диапазону длин волн 6,4—7,5 мм колебалась в пределах 15—45 мвт. Затухание энергии в образцах составило 0,3—0,4 дб/мм при коэффициенте отражения от слоя ~5%. Кювета с Нб перед облучением выдерживалась в течение 8—12 ч при комнатной температуре. Анализ образцов проводился непосредственно после облучения.

Результаты биохимического метода исследования таковы:

Процент расщепления	Длина волны, мм							
	7,35	7,35	7,35	7,35	7,35	7,35	7,1	7,1
В контрольном образце	53	50	52	43	47	52	55	62
В образце после облучения	68	61	60	57	60	58	48	57

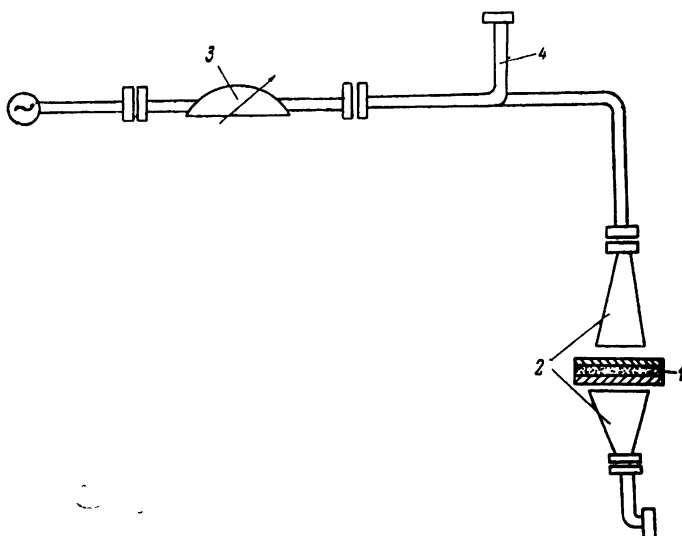


Схема установки для облучения гемоглобина СВЧ колебаниями малой интенсивности:

1 — кювета, 2 — рупоры, 3 — аттенюатор, 4 — ответвитель к измерителю мощности.

Отсюда видно, что воздействие воспроизводится почти в 100% опытов, причем при $\lambda = 7,35$ мм наблюдается дестабилизация связи гем—белок, а при $\lambda = 7,1$ мм — ее стабилизация.

Вторым методом исследования воздействия был выбран метод опектрополяриметрии

в магнитном поле в видимом и УФ диапазонах. Были выбраны две области аномальной дисперсии, связанные с гемом: 0,65—0,5 мкм (полоса I) и 0,45—0,38 мкм (полоса II) и одна область 0,25—0,22 мкм (полоса III), характеризующая процент спиральности белковой части молекулы*. При облучении

* Вращение плоскости поляризации света в этих полосах снималось на приборе Jasco UV-5, точность измерения — 0,001°.

на длине волны $\lambda = 7,35$ мкм в полосах I и III изменений вращения плоскости поляризации света в результате облучения не было замечено. В полосе Сорэ II в 50% опытов наблюдалось уменьшение величины вращения на 10—20%, что достоверно превышает ошибку измерений.

Нами исследовался также ряд физико-химических характеристик растворов гемоглобина (расщепление связи гем—белок, поляриметрия в тех же полосах, определение содержания мет-формы, скорость окисления под действием стандартного реактива — феррицианида калия, так называемая кислородная емкость, т. е. способность Hb присоединять кислород, и спектры поглощения). Результаты, полученные этими методами, согласуются. В наших условиях эффекта воздействия на растворы Hb замечено не было*.

Результаты исследований позволяют сделать следующие выводы:

1) эффект резонансного воздействия подтвержден с помощью биохимической методики В. П. Комова [3] на препарате Hb человека. Этот эффект достоверно проявляется только на свежеприготовленном высушенном в вакууме Hb;

2) эффект воздействия СВЧ колебаниями впервые исследовался спектрополяризметическим методом. Показано, что изменения затрагивают активный центр молекулы. Ма-

ловероятно, что при воздействии происходит даже частичная денатурация молекулы или переход окси-мет. Об этом свидетельствует неизменность величины вращения в полосах I и III;

3) не замечено эффекта воздействия на охлаждаемые растворы гемоглобина. Повидимому, только при комнатных (и, возможно, более высоких) температурах структурные части молекулы становятся достаточно стабильными и могут являться объектом нетеплового воздействия СВЧ колебаниями.

Авторы выражают благодарность Н. Д. Девяткову за предоставление темы исследований и В. И. Гайдуку за постоянное внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков Н. Д. Использование некоторых достижений электронной техники в медицине. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 4, стр. 130.
2. Коренева Л. Г., Гайдук В. И. ДАН СССР, 1970, т. 193, № 2, стр. 465.
3. Комов В. П. Автореферат кандидатской диссертации, Ленинград, 1965.

Поступило в редакцию 9 марта 1971 г.

* В отличие от сухих препаратов растворы Hb нами охлаждались для предотвращения денатурации Hb и необратимого перехода окиси-Hb в мет-форму. В дальнейшем представляло бы значительный интерес выдерживать при облучении растворы при комнатной или даже при повышенной температуре.



КОНКУРЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ СВЧ

(по зарубежным данным 1970 г.)

В настоящее время в СВЧ диапазоне за рубежом выпускается около 6 000 типов ЭВП СВЧ и около 800 типов ПП СВЧ. Номенклатура типов ПП СВЧ сравнительно быстро расширяется, номенклатура типов ЭВП СВЧ устойчива: количество новых типов ЭВП СВЧ приблизительно равно количеству типов, снимаемых с производства.

ЭВП СВЧ достигли той степени развития, когда запросы потребителей этих приборов практически удовлетворены. Приборами промышленного выпуска перекрыт диапазон частот от 0,2 до 790 ГГц. Фирма CSF (Франция) проводила эксперименты по генерации даже на частоте 1 500 ГГц (0,2 мм) [1].

Уровень мощности приборов промышленного выпуска в непрерывном режиме достигает 500 кат, разрабатываются приборы на мощность 1 Мвт; в импульсном режиме приборы промышленного выпуска дают 40 Мвт, разрабатываются приборы на 48 Мвт импульсной мощности.

Существенны достижения в повышении к. п. д. К. п. д. приборов М-типа достигает 90—86%; значительно расширена полоса пропускания — до 2 октав у малошумящих ЛБВ; уровень шумов снижен до 3,2 дБ у малошумящих ЛБВ; значительно повышены долговечность и надежность: прогнозируемое среднее время между отказами 100 000 часов у ЛБВ средней мощности [1, 2].

Однако сравнительно большие габариты и вес современных ЭВП СВЧ, малые к. п. д. приборов малой и средней мощности, высокие рабочие напряжения становятся существенным тормозом на пути дальнейшего прогресса. Дело в том, что общая тенденция развития радиоэлектронных систем состоит все в большем усложнении их функций и в быстром росте электронной «насыщенности» самолетов, ракет, космических кораблей, промышленного оборудования и др.

Именно вследствие таких достоинств, как малые габариты и вес, низкие рабочие напряжения, начали развиваться полупроводниковые электронные приборы, в том числе полупроводниковые приборы СВЧ. Особенно бурным было развитие ПП СВЧ в последние 5 лет. Современный уровень мощностей ПП СВЧ и ЭВП СВЧ представлен на рисунке, из которого видно, что конкуренция между ЭВП СВЧ и ПП СВЧ возможна и уже происходит в широком диапазоне частот (до 100 ГГц), но только в области сравнительно малых мощностей.

В настоящее время ПП СВЧ в состоянии выполнять, а в некоторых случаях уже выполняют все функции ЭВП СВЧ в приемных устройствах, где они применяются как входные и промежуточные усилители, гетеродины, смесители, умножители, детекторы и др.; работают в качестве маломощных передатчиков СВЧ и радиолокацион-

ных устройств; источников СВЧ мощности для подкачки параметрических усилителей, возбуждения мощных ЭВП СВЧ; применяются как сигнал-генераторы, шумовые генераторы и т. п. в измерительной технике.

В диапазоне вплоть до 4 Гц позиции малошумящих ЛБВ (в том числе и мощных малошумящих ЛБВ) серьезно потеснили транзисторные усилители. В диапазоне более высоких частот появился конкурент не только малошумящих ЛБВ, но и ЛБВ средней мощности: усилитель с переносом электронов ТЕА (transferred electron amplifier). Такие усилители разработаны не многим более 1,5 лет назад. Они работают в диапазоне 8—12 Гц и при уровне выходной мощности, достигающем нескольких ватт в режиме непрерывных колебаний, обладают высокой линейностью характеристики усиления в динамическом диапазоне 90 дБ; мгновенная полоса пропускания ТЕА порядка 3—4 Гц; коэффициент шума около 15 дБ.

Специалисты фирмы RCA считают, что ТЕА найдут применение в системах радиопротиводействия как устройства запоминания, а также как усилители в системах связи, фазированных антенных решетках и др. [3].

Фирма Collins Radio Company, крупнейший поставщик оборудования связи в США, в радиорелейных линиях связи прямой видимости полностью заменила клистронные гетеродины (10 мвт) полупроводниковыми приборами и приступила к замене более мощных одноваттных клистронов. Уже заменен такой клистрон с частотой 6 Гц, заменяются клистроны на 8 Гц, одноваттный клистрон с частотой 12 Гц будет заменен в течение года, а в ближайшие три года заменят клистрон на 16 Гц.

Согласно сообщению специалистов Ромского научно-исследовательского центра ВВС США [5], проходит испытания разработанный ими навигационный маяк на диоде Ганна в режиме ограничения накопления пространственного заряда (ОНПЗ) (фирма Saugua) с выходной импульсной мощностью 100 ат.

По мнению военных, замена мало мощных магнетронов ПП СВЧ позволит уменьшить подводимую мощность и увеличить долговечность. По мнению президента фирмы Saugua, диоды Ганна в режиме ОНПЗ найдут широкое применение в качестве мало мощных передатчиков в авиационных альтиметрах и мало мощных РЛС для яхт.

В области коммутирующих приборов полупроводниковые приборы также успешно заменяют лампы. Например, в трех основных портативных РЛС (в [4] марки не указаны) используются полупроводниковые ограничители. В настоящее время рынок коммутирующих приборов оценен в 10 млн. долл. (в нем все еще доминируют газонаполненные лампы). Предполагают, что этот рынок в ближайшие 3—5 лет увеличится вдвое, 80% его будут составлять полупроводниковые приборы.

Весь рынок ПП СВЧ — без учета фазированных антенных решеток (ФАР) — достигнет в течение 5 лет объема 100—120 млн. долл. Если три или четыре системы ФАР, находящиеся сейчас в разработке, начнут выпускаться промышленностью, то объем рынка ПП СВЧ увеличится в 3—5 раз [6].

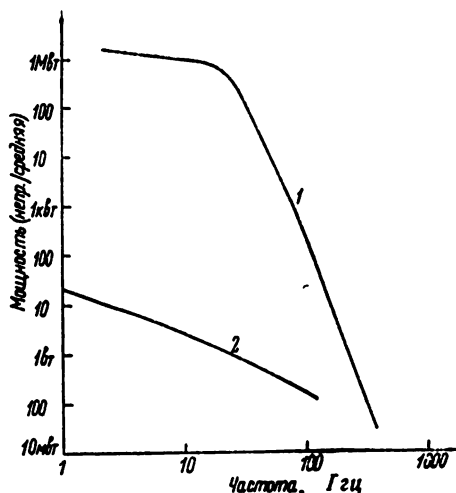


Иллюстрация уровня мощности достигнутого на 1971 г. ЭВП СВЧ (1) и ПП СВЧ (2).

Тем не менее ЭВП СВЧ и ПП СВЧ сосуществуют и будут сосуществовать в дальнейшем. Конкуренция между ними с течением времени будет обостряться и произойдет вытеснение ЭВП СВЧ малой и средней мощности из некоторых областей применения. Что касается больших уровней мощности и комплекса таких характеристик, как большая мощность, высокий к. п. д. и низкая стоимость, то в настоящее время ЭВП СВЧ находятся вне конкуренции. Кроме того, ЭВП СВЧ не знают себе равных при работе в условиях высоких температур (600°C) и ионизирующих радиаций (ядерных, электромагнитных).

Доказательством тому служат военные программы, проводимые в настоящее время в области радиоэлектронной аппаратуры. РЛС дальнего обнаружения PAR по программе противоракетной обороны Safeguard в качестве выходных приборов в передатчике используют ЛБВ, поставляемые фирмой Raytheon; РЛС ближнего радиуса действия MSR этой программы используют твистроны фирмы Varian [7].

В РЛС по программе AEGIS в качестве выходного усилителя используется усилитель со скрещенными полями фирмы Varian (SFD). РЛС истребителей F-15 и F-14, F-4, F-111 построены на ЛБВ и магнетронах [8] и т. д.

Вытеснение ЭВП СВЧ из области больших мощностей вряд ли будет возможно и в будущем.

- Источники: 1. Microwave tube, D.A.T.A. book, 1970, No 24.
 2. Microwaves, 1967, vol. 6, No 11, p. 29.
 3. Microwaves, 1970, No 12, pp. 59—64.
 4. The Microwaves Journ., 1970, No 10, pp. 10—16.
 5. Microwaves, 1970, No 11, p. 16.
 6. The Microwaves Journ., 1970, No 2, p. 14, 25.
 7. The Microwave Journ., 1970, No 3, p. 54.
 8. Electronic News, 1970, No 774, p. 38.

О. Н. Бадаева

ПРОГНОЗЫ РАЗВИТИЯ СВЧ ПРОМЫШЛЕННОСТИ В США

Финансовая американская фирма Pierce, Fenner and Smith провела обследование СВЧ промышленности и составила обзор ее состояния. Ниже приводятся некоторые выводы этого обзора, а также мнения других официальных лиц и организаций.

Продажа изделий СВЧ промышленности по областям применения за 1970 г.

Области применения		
Правительственные заказы	Военные РЛС	1 100
	Связное оборудование	260
	РПД	130
	Ракетная и космическая техника	130
Неправительственные заказы	Навигационное оборудование	90
	Испытательное оборудование	85
	Гражданские РЛС	65
	СВЧ печи для приготовления пищи	30
	СВЧ нагрев в промышленности	2
	Медицина	2

Общая сумма продаж СВЧ промышленности составила приблизительно 2 млрд. долл. за год.

Рост правительственных расходов на СВЧ оборудование считается маловероятным.

Уменьшение закупок военных РЛС (которые составляют более половины всего СВЧ рынка) объясняется завершением производства таких самолетов, как F-111, C-5A и A-7. Выпуск новых самолетов F-14 и F-15 не окажет большого влияния на закупки РЛС до середины 70-х годов. Учитывая этот факт, а также усиление контроля за расходами министерства обороны, авторы обзора делают вывод, что даже новые программы, такие как Safeguard, лишь поддержат нынешний уровень правительственных расходов.

Институт Battele Memorial сообщил о том, что ассигнования министерства обороны на исследования сократились в 1970 г. на 200 млн. долл. по сравнению с 1969 г.

Будущие правительственные программы не дают основания для оптимизма. Многие из них, вероятно, не получают поддержки Конгресса.

В отчете банка Chase Manhattan «Виды электроники на 1971 г.» сделано предостережение: «Экономический спад в Европе может потрясти американские электронные компании прежде, чем отечественный рынок испытает бум».

Единственная надежда расширения СВЧ рынка — увеличение капиталовложений частных компаний. Даже если расширение этого «неправительственного» рынка будет происходить медленно, оно может обеспечить здоровую основу для длительного роста СВЧ промышленности.

В то же время в обзоре содержится предостережение, что небольшой объем неправительственного рынка (сегодня это около 300 млн. долл. в год) означает, что даже быстрый рост его не компенсирует сразу же сокращения военных расходов.

Перспективные неправительственные рынки:

- СВЧ оборудование для новых телефонных компаний,
- кабельные телевизионные линии, количество которых, вероятно, утроится в течение ближайших десяти лет,
- радиоэлектроника для гражданской авиации и управления воздушным движением (только система посадки на СВЧ могли бы добавить 500 млн. долл. к закупкам в последующее десятилетие),
- системы нагрева в производственных процессах к 1975 г. могли бы дать рост до 100 млн. долл. ежегодно (сейчас объем продаж для этой цели составляет 2 млн. долл.).

Будущее СВЧ промышленности неразрывно связано с перспективами всей электроники.

Согласно заключению Ассоциации электронной промышленности, 1970 год был довольно тяжелым для СВЧ промышленности. Продажа ламп упала почти на 11%, полупроводников — на 1,4%. Электронная промышленность в целом впервые за 20 лет испытала спад — в 1970 г. объем продаж упал на 4% по сравнению с 1969 г. Большинство фирм, выпускающих СВЧ приборы и аппаратуру, понесли убытки или их прибыли сократились.

Обнадеживающий прогноз был получен от вице-президента фирмы Fairchild, который заявил, что кабельные телевизионные линии и автоматическое управление транспортными средствами станут важными областями для СВЧ рынка в 70-е годы.

Но все же единодушно признается, что электронная промышленность должна найти новые рынки, чтобы компенсировать те «военные» суммы, которые были потеряны.

МНОГООКТАВНЫЕ МАЛОШУМЯЩИЕ СВЧ УСИЛИТЕЛИ НА ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В 1970 году фирма Hewlett—Packard выпустила промышленные типы сверхмалошумящих и малошумящих полупроводниковых (транзисторных) СВЧ усилителей с многооктавной полосой частот, параметры которых приведены в таблице. В технике СВЧ неизвестны другие типы СВЧ усилителей, обладающие столь широким диапазоном частот (максимальный диапазон малошумящих ЛБВ достигает двух октав).

Характеристики	Единицы измерения	Т и п		
		35002А	35007А	35005А
Диапазон частот	Гц	0,0001÷0,4	0,4÷1,3	0,1÷2
Коэффициент шума	дБ	5	5	<12
Коэффициент усиления	дБ	20±0,5	20±1	40±3
Выходная мощность	вт	5	1	20
Диапазон рабочих температур	°С	—54÷+71	—	—54÷+71
Допустимая входная СВЧ мощность	вт	1	—	—
Потребляемая мощность	вт	—	—	8
Вес	г	31	—	100
Стоимость	долл	—	500	1 500
Уровень гармоник взаимной модуляции III порядка	дБ	—53	—	—

Усилители отличаются малой вариацией коэффициента усиления во всем диапазоне частот, чрезвычайно малым весом, относительно низкой стоимостью и удовлетворяют требованиям военных стандартов.

Усилители предназначены для радионавигации в авиации, для систем РПД, радиорелейных и других систем связи. Создание усилителей стало возможным благодаря использованию современных достижений тонкопленочной технологии и техники производства гибридных интегральных схем.

Источник: 1. Microwave Journ., oct. 1970, p. 45.

2. Фирменный каталог фирмы
Hewlett—Packard, 15 July, 1970.

З. Г.

О МЕТОДАХ ОСАЖДЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Метод катодного распыления для получения тонких пленок обладает тем преимуществом по сравнению с методом испарения в вакууме, что частицы осаждаемого материала излучаются из катода с характеристиками направленности, зависящими от геометрии системы и формы создаваемого электрического поля. Обычно рабочие напряжения и ток составляют соответственно примерно 5 000 в и 2 а.

Фирма «Эдванст пойнтент технолоджи инкорпорейтед» (Лот-Вегас, штат Невада) сообщает, что эффективность метода катодного распыления для получения тонких

пленок может быть значительно увеличена путем повышения уровня рабочего тока до 100 а. При этом из-за возникающих между анодом и катодом разрядов с отрицательной вольтамперной характеристикой снижается величина напряжения, соответствующая данному току.

Скорость осаждения при новом методе возрастает до 1 000 ангстрем в секунду при энергии осаждаемых частиц от 10 до 100 электронвольт. Создаваемый по этому методу глубокий вакуум обеспечивает получение высокочистых тонких пленок большой прочности.

Design News, vol. 28, No 8, april 1971, p. 30.

О. Ш.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Характеристики приборов

<i>Калинин Ю. А., Кац А. М., Кудряшов В. П., Шаталин И. А.</i> — Экспериментальное исследование внутримпульсных изменений выходного сигнала ЛБВ в нелинейном режиме работы	3
--	---

Технология

<i>Захаров М. И.</i> — Нагрев тела импульсным электронным потоком	12
<i>Власов Ю. М., Ловпаче К. Ю., Соловьев А. В., Терновой В. Н.</i> — Выделение газов трущимися деталями механизма перестройки магнетрона	23

Производство

<i>Сказин В. Е., Ткаченко Т. В., Овчинников М. А., Самофалов Е. С., Клементьев Ю. Ф., Маркин Б. В.</i> — Оценка вакуумных свойств многослойных лент медь—константан—медь	27
<i>Крутов Б. В., Лебединский С. В., Тиктин С. А.</i> — Опыт испарительного охлаждения коллекторов приборов типа О	31

Катодная электроника

<i>Кузнецова Г. М., Кудинцева Г. А., Плавник Г. М.</i> — Взаимодействие в системах гексаборид лантана—металл	35
<i>Алексеев В. И., Виноградов Д. П., Монастырев В. П.</i> — Излучательная способность керметов на основе Al_2O_3 и Y_2O_3 для подогревателей катодов	41

Физика явлений в электронных приборах

<i>Горбачевская З. М.</i> — Интерпретация физических явлений в сверхмалошумящих пушках ЛБВ	47
<i>Коген-Далин В. В., Шильникова Е. В., Яковлев Е. Ф.</i> — Изучение магнитного состояния трубчатой МПФС при намагничивании (методами электрического моделирования)	56
<i>Эпштейн М. С.</i> — Температурные напряжения в электронных приборах, работающих в циклическом импульсном режиме	68
<i>Германович О. П., Зыбин Г. П., Медовиков В. С., Сучалкин Д. Д.</i> — Влияние пространственного заряда на режим работы преобразовательного клистрона	80
<i>Солнцев В. А.</i> — Анализ изофазных ламп с бегущей волной	87

Электронная оптика

<i>Доколин О. А., Невский П. В.</i> — К расчету одиночных электростатических линз методом синтеза	96
---	----

Производственно-технический опыт

<i>Вассерман Б. И., Иванова А. А., Захаров В. И.</i> — Подогреватель для катодов СВЧ ЭВП	103
<i>Винокуров В. В.</i> — Быстродействующее устройство защиты от перегрузки по току	105
<i>Ештокин В. Н., Журавлев Е. Е.</i> — Устройство для наблюдения распределения мощности в поперечном сечении луча ОКГ на CO_2	107
<i>Беляков С. В., Урсуляк Н. Д., Михальченков А. Г.</i> — Измерение намагнитченности ферритовых резонаторов по спектру магнитостатических колебаний	109

Краткие сообщения

Дубенко Л. А., Коровин Н. В. — Электролитическое полирование деталей ЭВП из тантала	113
Перекупко В. А. — Зависимость к. п. д. изохронных ЛБВ от основных безразмерных параметров.	115
Анищенко В. Г., Соколов И. П., Штыров А. И. — Влияние частоты на шумовые свойства пучка	117
Андрушко Л. М., Марков С. Е. — Условия реализуемости характеристик при синтезе замедляющих систем резонаторного типа методами теории цепей	118
Андреева А. П., Дмитриева М. Г., Ильина С. А., Коренева Л. Г., Кудряшова В. А., Мерзлов В. П., Сербинова Т. А., Фалеев А. С. — Влияние СВЧ излучения малой мощности на гемоглобин	121
Информация. 1. Конкуренция полупроводниковых и электровакуумных приборов СВЧ (по зарубежным данным 1970 г.). — 2. Прогнозы развития СВЧ промышленности в США. — 3. Многооктавные малoshумящие СВЧ усилители на полупроводниках. — 4. О методах осаждения тонких пленок	124