

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
18	3-я снизу	Дисперсия набега за время t_9 ...	Дисперсия набега фазы за время t_9 ...
20	1-я сверху	$= \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} X_{\Delta f_n}(F) ^2 \dots$	$= \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} X_{\Delta f_n}(F) ^2 \dots$
32	7-я сверху 22-я сверху	..термопара из хромель- конеля; нель, которые зачеканивались	...термопара из хромель- копеля; пель, которые зачеканивались
97	Подпись к рис. 5, 3-я строка	... Y_0 ; $\nu = 0,584$,	... V_0 ; $\nu = 0,584$,

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

**Выпуск
9**

Год издания двадцать второй

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1971 г.

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 621.385.624

Л. М. Борисов, О. В. Логинов, Г. А. Самородова.**АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЛИСТРОНОВ
С ДВУХАЗОРНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ**

В результате сравнения расчетных и экспериментальных данных амплитудных характеристик клистронов с двухазорными и одноазорными резонаторами при различной степени нагрузки выходных резонаторов показано, что при увеличении нагрузки выходного резонатора выше оптимальной клистрон с двухазорными резонаторами может иметь линейность амплитудной характеристики не хуже, а к. п. д. и полосу усиления больше, чем клистрон с одноазорными резонаторами.

1. ВВЕДЕНИЕ

К клистрону—усилителю амплитудно-модулированных сигналов — предъявляют требование определенной линейности как нижнего участка, так и, в определенных случаях, верхнего участка амплитудной характеристики.

В данной работе показано влияние двухазорных резонаторов и их нагрузки на линейность верхнего участка амплитудной характеристики. Так как исследовался клистрон, предназначенный для усиления телевизионных сигналов, границей между нижним и верхним участком был принят так называемый уровень «черного» сигнала, составляющий 0,56 от уровня «синхроимпульса», который, в свою очередь, обычно равен (или несколько ниже) уровню насыщения выходной мощности клистрона.

Степень линейности верхнего участка будем характеризовать отношением двух мощностей сигнала на входе, при которых мощности выходного сигнала равны $0,56P_{\text{синхр}}$ и $P_{\text{синхр}}$ соответственно ($P_{\text{синхр}}$ — мощность синхроимпульса). Чем ближе это отношение к величине 0,56, тем более линеен верхний участок амплитудной характеристики. Обычно допускается снижение этой величины до 0,25—0,30.

Нелинейность амплитудной характеристики клистрона обусловливается как нелинейностью процесса группирования электронного потока, так и нелинейным характером взаимодействия в выходном резонаторе, а следовательно, зависит от типа резонатора (одноазорный или двухазорный), степени его нагрузки, величины пространственного заряда и т. д.

Эти вопросы изучены довольно слабо. В связи с этим было проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния двухза-

зорного резонатора, работающего на противофазном виде колебаний, степени нагрузки выходного резонатора и пространственного заряда на линейность амплитудных характеристик клистронов.

2. РАСЧЕТ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Расчет амплитудных характеристик проводился с помощью ЭВМ как в кинематическом приближении, так и с учетом пространственного заряда.

Амплитудные характеристики рассчитывались для четырех вариантов двухрезонаторных клистронов с однозачерными и двухзачерными резонаторами.

На рис. 1 приведены схематические изображения этих клистронов и размеры (в радианах), принятые при расчете. Эти размеры были вы-

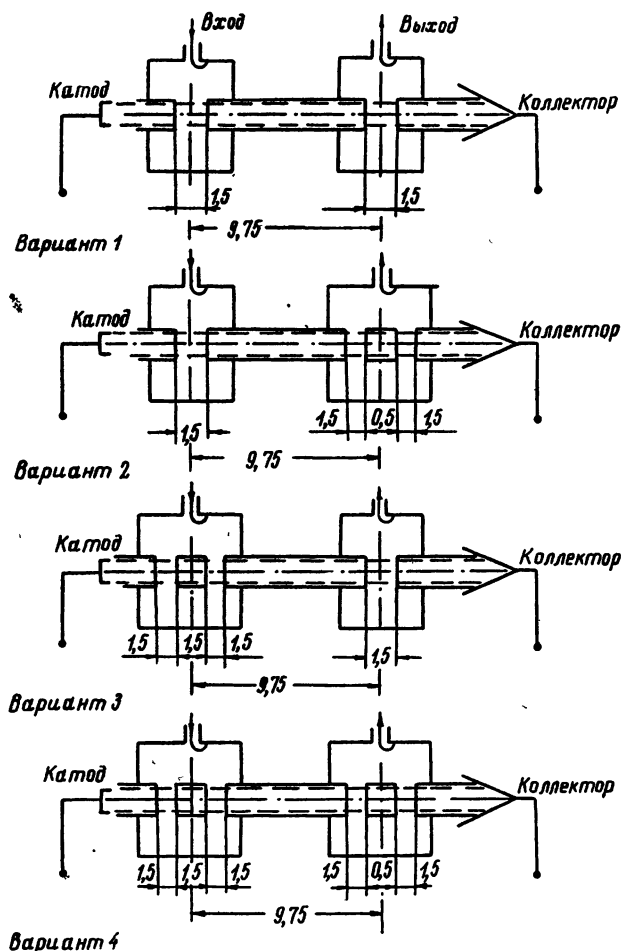


Рис. 1. Схематическое изображение двухрезонаторных клистронов с различными типами резонаторов:

1 — однозачерные на входе и выходе, 2 — однозачерный на входе, двухзачерный на выходе, 3 — двухзачерный на входе, однозачерный на выходе, 4 — двухзачерные на входе и выходе.

браны близкими к оптимальным размерам последнего каскада много-резонаторного широкополосного клистропа. Так, длина пролетной трубы составляет 56° по плазменной длине волны, что соответствует рекомендациям работы [1], а размеры зазоров выходного двухзачорного резонатора и расстояние между ними взяты оптимальными согласно результатам работы [2].

Для нахождения амплитудных характеристик были рассчитаны зависимости электронного к. п. д. η_e от относительной амплитуды СВЧ напряжения в выходном резонаторе ξ_2 при различных значениях $\xi_1 (\xi_i = \frac{\bar{U}_i}{U_0})$. Расчет к. п. д. проводился по методу работ [3 и 4] на ЭВМ. В качестве примера на рис. 2 приведены такие зависимости, полученные для одного из вариантов клистронов. По точкам пересечения этих кривых с кривыми $\eta = \frac{2\xi_2^2}{(\frac{R_H}{R_0})}$, построенными для различных значений $\frac{R_H}{R_0}$ (где $R_H = \rho Q_H$, Q_H — нагруженная добротность «холодного» резонатора, ρ — характеристическое сопротивление,

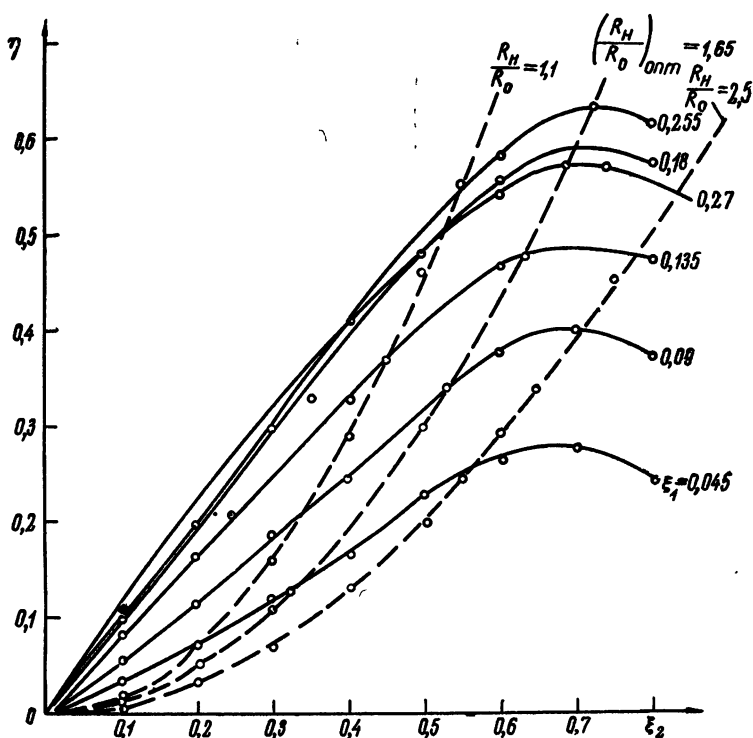


Рис. 2. Зависимость электронного к. п. д. η_e (сплошные кривые) и $\eta = \frac{2\xi_2^2}{(R_H/R_0)}$ (пунктирные кривые) от амплитуды СВЧ напряжения выходного двухзачорного резонатора, рассчитанная с учетом пространственного заряда (вариант 4).

R_0 — сопротивление луча), можно построить зависимость $\eta_e = f(\xi_1^2)$, т.е. амплитудную характеристику клистрона. Величина $\left(\frac{R_n}{R_0}\right)$ выбиралась оптимальной согласно соотношению $\left(\frac{R_n}{R_0}\right)_{\text{опт}} = \frac{\xi_{2\text{опт}}^2}{2\eta_{e\text{макс}}}$, а также несколько меньше и больше этого значения, что позволило определить влияние нагрузки на линейность амплитудной характеристики. Для удобства сравнения амплитудные характеристики строились в относительных величинах, пропорциональных отношению входной или выходной мощности к мощности синхроимпульса на входе или выходе клистрона. Во всех (особо не оговоренных) случаях принималось, что мощность синхроимпульса равна мощности клистрона.

На рис. 3 и 4 приведены амплитудные характеристики для вариантов 1 и 2 соответственно (рис. 1), рассчитанные в кинематическом приближении*. Из сравнения этих рисунков видно, что при оптимальной

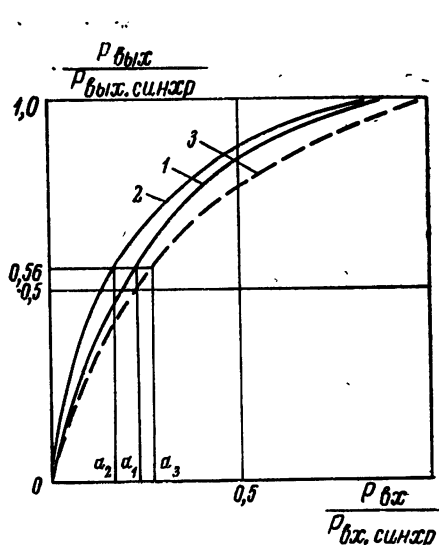


Рис. 3 Амплитудные характеристики клистрона с однозачерными резонаторами (вариант 1, расчет в кинематическом приближении):

1 — $\frac{R_n}{R_0} = 1,6$; $\eta_{\text{макс}} = 45\%$; $a = 0,27$ (оптимальная нагрузка), 2 — $\frac{R_n}{R_0} = 2,0$; $\eta_{\text{макс}} = 43\%$; $a = 0,22$ (недогруженный резонатор), 3 — $\frac{R_n}{R_0} = 1,2$; $\eta_{\text{макс}} = 42\%$; $a = 0,31$ (перегруженный резонатор).

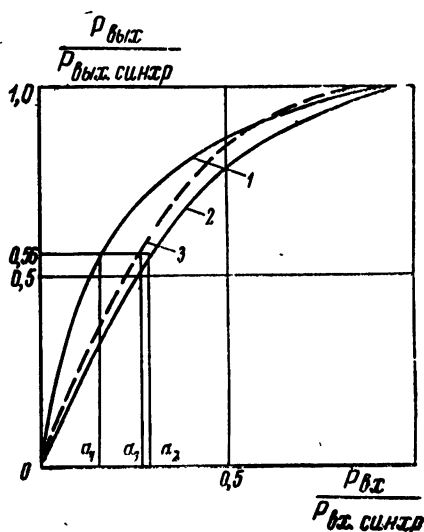


Рис. 4. Амплитудные характеристики клистронов с однозачерным резонатором на входе и двухзачерным на выходе (вариант 2, расчет в кинематическом приближении):

1 — $\frac{R_n}{R_0} = 2,84$; $\eta_{\text{макс}} = 56\%$; $a = 0,16$ (оптимальная нагрузка резонатора), 2 — $\frac{R_n}{R_0} = 1,6$; $\eta_{\text{макс}} = 48\%$; $a = 0,29$ (перегруженный резонатор), 3 — для клистрона с однозачерным выходным резонатором $\frac{R_n}{R_0} = 1,6$; $\eta_{\text{макс}} = 45\%$; $a = 0,27$ (см. рис. 3, кривая 2).

* На всех рисунках величина a означает степень линейности амплитудной характеристики.

нагрузке линейность амплитудной характеристики клистропа с двухзачорным резонатором на выходе хуже ($a=0,16$) линейности характеристик клистропа с однозачорными резонаторами ($a=0,27$). Однако при увеличении нагрузки выходного двухзачорного резонатора линейность становится не хуже (а к. п. д. еще несколько выше), чем для клистропа с однозачорными резонаторами.

Применение двухзачорного резонатора в качестве входного не изменяет линейности амплитудной характеристики (рис. 5). Амплитудные характеристики, рассчитанные с учетом пространственного заряда

($P_0 = 1,2 \cdot 10^{-6}$ а/б^{3/2}, $\frac{\omega_q}{\omega} = 0,125$), имеют линейность, практически совпадающую с линейностью характеристик, рассчитанных в кинематическом приближении (рис. 6). Учет пространственного заряда оказывает более существенное влияние на расчетные значения оптимальной нагрузки $\frac{R_H}{R_0}$ и максимального к. п. д. Величина оптимальной нагрузки $\frac{R_H}{R_0} \approx 1,65$,

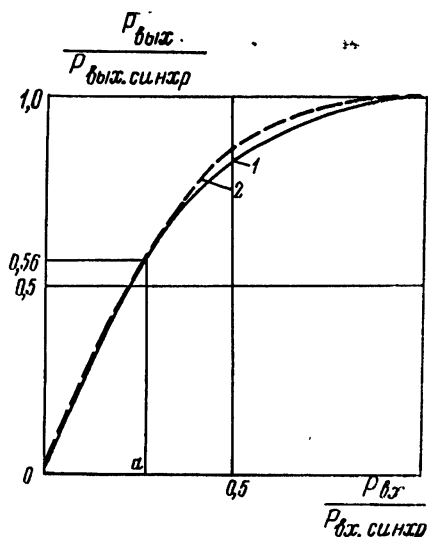


Рис. 5. Амплитудная характеристика клистропа с двухзачорным резонатором на входе и однозачорным на выходе (вариант 3, расчет в кинематическом приближении):

1 — $\frac{R_H}{R_0} = 1,6$; $\eta_{\max} = 45,4\%$; $a = 0,27$ (оптимальная нагрузка), 2 — соответствует кривой 2, рис. 3.

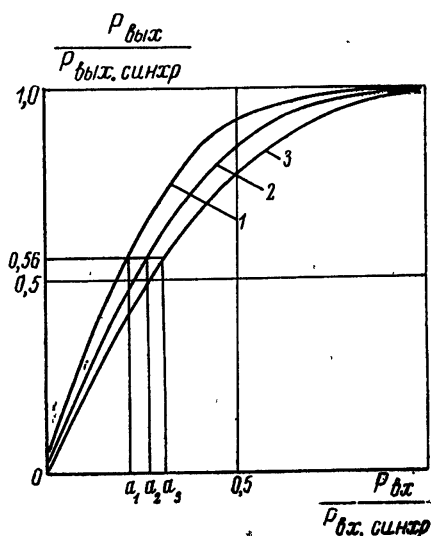


Рис. 6. Амплитудные характеристики клистронов, рассчитанные с учетом пространственного заряда:

1 — однозачорные резонаторы (оптимальное $\frac{R_H}{R_0} = 1,7$; $\eta_{\max} = 50\%$; $a = 0,23$, вариант 1)
2 — двухзачорные резонаторы (оптимальное $\frac{R_H}{R_0} = 1,65$; $\eta_{\max} = 63\%$; $a = 0,17$, вариант 4)
3 — двухзачорные резонаторы (перегруженный выходной резонатор, $\frac{R_H}{R_0} = 1,1$; $\eta_{\max} = 55\%$; $a = 0,27$, вариант 4).

рассчитанная с учетом пространственного заряда, существенно отличается от значения, рассчитанного в кинематическом приближении ($\frac{R_H}{R_0} \approx 2,8$), и более соответствует экспериментально найденному значению оптимальной нагрузки.

Линейность амплитудной характеристики можно улучшить также другим способом — снижая уровень синхроимпульса по сравнению с уровнем насыщения. На рис. 7 показаны амплитудные характеристики двухрезонаторного клистрона с двухзачерными резонаторами на входе и выходе, рассчитанные с учетом пространственного заряда для трех режимов:

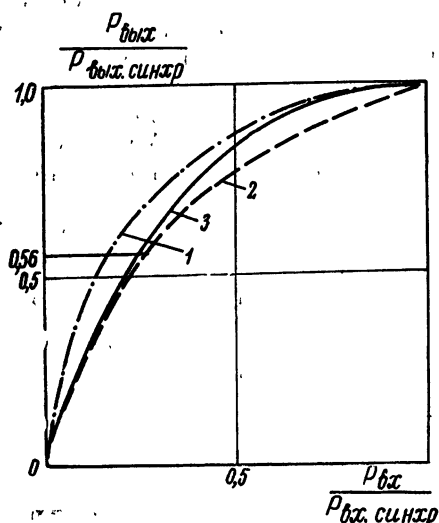


Рис. 7. Амплитудные характеристики клистрона с двухзачерными резонаторами, рассчитанные с учетом пространственного заряда:

1 — оптимальная нагрузка выходного резонатора ($\frac{R_H}{R_0} = 1,65$; $\eta_{\text{макс}} = 63\%$; $a = 0,17$, вариант 4), 2 — перегрузка выходного резонатора ($\frac{R_H}{R_0} = 1,1$; $\eta_{\text{макс}} = 55\%$; $a = 0,27$), 3 — оптимальная нагрузка, уровень синхроимпульса ниже уровня насыщения ($\frac{R_H}{R_0} = 1,65$; $\eta_{\text{макс}} = 55\%$; $a = 0,25$).

полосы пропускания выходного резонатора и возрастанию общего к. п. д. клистрона.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментально исследовалась линейность амплитудных характеристик двух типов разработанных четырехрезонаторных клистронов с однозачерными и двухзачерными резонаторами (рис. 8). Геометрические размеры этих клистронов (длины зазоров и расстояния между ними в двухзачерных резонаторах, расстояния между резонаторами) были близки к размерам, принятым при расчетах.

При оптимальных нагрузках линейность амплитудной характеристики клистрона с двухзачерными резонаторами (кривая 3 рис. 8) несколько хуже (а к. п. д. выше) линейности аналогичной характеристики клистрона с однозачерными резонаторами (кривая 1 рис. 8). Однако при увеличении нагрузки выходного резонатора клистрона с двух-

$$1) \left(\frac{R_H}{R_0} \right)_{\text{опт}} = 1,65; \quad P_{\text{вх макс}} = P_{\text{насыщ}};$$

$$\eta_{\text{макс}} = 63\%; \quad a = 0,17;$$

$$2) \frac{R_H}{R_0} = 1,1 < \left(\frac{R_H}{R_0} \right)_{\text{опт}}; \quad P_{\text{вх макс}} =$$

$$= P_{\text{насыщ}}; \quad \eta_e = 55\%; \quad a = 0,27;$$

$$3) \left(\frac{R_H}{R_0} \right)_{\text{опт}} = 1,65; \quad P_{\text{вх макс}} =$$

$$= 0,87 P_{\text{насыщ}}; \quad \eta_e = 55\%; \quad a = 0,25.$$

Снижение уровня синхроимпульса и увеличение нагрузки выходного резонатора (уменьшение $\frac{R_H}{R_0}$) приводит примерно к одинаковому увеличению линейности. Однако увеличение нагрузки предпочтительнее, так как приводит к расширению

зачорными резонаторами, т. е. уменьшении $\left(\frac{R_H}{R_0}\right)_{\text{опт}} = 1,7$ до $\frac{R_H}{R_0} = 1,2$, соответствующем уменьшению к.п.д. с 57 до 50%, линейность амплитудной характеристики его (кривая 4 рис. 8) оказывается несколько лучше, чем линейность характеристики клистрона с однозачорными резонаторами при к.п.д., равном 43% (и оптимальной нагрузке), что находится в полном соответствии с результатами расчета.

Экспериментально найденная оптимальная нагрузка клистронов как с однозачорными, так и с двухзачорными резонаторами $\left(\frac{R_H}{R_0} = 1,7\right)$ хорошо соответствует оптимальному значению $\frac{R_H}{R_0}$, полученному в результате расчета к.п.д. с учетом пространственного заряда. При расчетах в кинематическом приближении значение $\left(\frac{R_H}{R_0}\right)_{\text{опт}}$ для двухзачорного резонатора оказывается сильно завышенным.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты и экспериментальные исследования показали, что линейность амплитудных характеристик клистронов с двухзачорными резонаторами может быть сделана не хуже, чем для клистрона с однозачорными резонаторами при нагрузке выходного резонатора выше оптимальной. При этом достаточно высокое значение к.п.д. достигается при меньшей добротности выходного резонатора, а следовательно, обеспечивается более широкая полоса усиления, чем в клистронах с однозачорными резонаторами.

Полученные результаты могут оказаться полезными при расчетах разрабатываемых клистронов.

Авторы выражают благодарность Е. В. Жарому за снятие амплитудных характеристик.

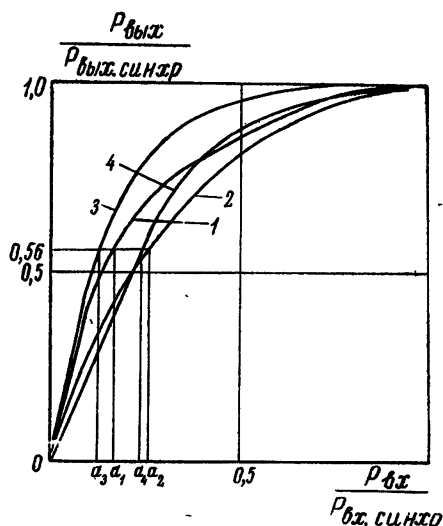


Рис. 8. Экспериментальные амплитудные характеристики 4-резонаторных клистронов с однозачорными (1 и 2) и двухзачорными (3 и 4) резонаторами:

1 — оптимальная нагрузка $\left(\frac{R_H}{R_0} = 1,65; \eta_{\text{макс}} = 43\%; a = 0,17\right)$, 2 — перегрузка $\left(\frac{R_H}{R_0} = 1,1; \eta_{\text{макс}} = 33\%; a = 0,26\right)$, 3 — оптимальная нагрузка $\left(\frac{R_H}{R_0} = 1,7; \eta_{\text{макс}} = 57\%; a = 0,13\right)$, 4 — перегрузка $\left(\frac{R_H}{R_0} = 1,2; \eta_{\text{макс}} = 50\%; a = 0,24\right)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mihran T. G. The effect drift length, beam radius and perveance on klystron power conversation efficiency. IEE Trans., 1967, vol. ED-14, p. 201.
2. Зусмановский С. А., Зимин С. Ф., Симонов К. Г. Взаимодействие электронного потока с полем двухзачорного резонатора, работающего на противофазном виде колебаний. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 6, стр. 58—71.

3. Зусмановский С. А., Акментынш Я. Я., Зимин С. Ф., Симон К. Г. Отбор энергии от сгруппированного электронного потока двухазорным резонатором на выходе усилительного клистрона. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 12, стр 80—92.

4. Захарова А. Н., Петров Д. М., Самородова Г. А. Расчет ускорителей клистронного типа и пролетных клистронов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып 4, стр. 47—62.

Поступила в редакцию 27 апреля 1971 г.

УДК 621.385.633

Б. Н. Туманов

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И СМЕШЕНИЕ В АВТОДИННОЙ СИСТЕМЕ НА РЕЗОНАНСНОЙ ЛОВ

Экспериментально исследованы электронное детектирование и смешение в автодинной системе на резонансной ЛОВ в режиме существования виртуального катода в области коллектора. Измерения проводились в 8- и 2-мм диапазонах волн. Резонансные ЛОВ-автодины по токовой чувствительности электронного детектирования превосходят кристаллические диоды, а по потерям преобразования при смешении уступают им.

В последнее время для детектирования и преобразования СВЧ сигналов наряду с кристаллическими диодами применяют электронные приборы (см., например, [1—4]), предназначенные для генерирования или усиления колебаний. В этом случае электронные приборы работают в специально выбранном режиме и осуществляют только детектирование или смешение поступающих на них сигналов. Особый интерес электронное детектирование и смешение представляют для автодинных систем [5—8], в которых электронная лампа обычно выполняет функции генератора и детектора или смесителя одновременно.

Целью настоящей работы было экспериментальное изучение возможности электронного детектирования и смешения в автодинной системе на резонансной ЛОВ (РЛОВ) [7, 8].

Измерения проводились в 8- и 2-мм диапазонах волн на модифицированных образцах ранее разработанных ЛОВ [9], в которых замедляющая система была закорочена на коллекторном конце и согласована в месте вывода энергии; после вакуумного уплотнения помещалась диафрагма. Процесс детектирования в РЛОВ-автодине обусловлен сортировкой электронов по скоростям и изменением тока в цепи питания электродов лампы при изменении генерируемой мощности. Для осуществления электронного детектирования в исследуемые лампы был введен плоский изолированный коллектор, и сортировка электронов по скоростям производилась тормозящим полем виртуального катода. Детекторный эффект на виртуальном катоде, существующем в пространстве катод—замедляющая система (аналогичный детектированию в автодинной системе на отражательном клистроне [10]), оказался очень малым ввиду значительного токооседания при двойном прохождении электронного потока через замедляющую систему. Поэтому для эффективного детектирования в РЛОВ целесообразно искусственно создавать виртуальный катод в пространстве коллектора.

Схема установки для изучения режимов детектирования и смешения в РЛОВ показана на рис. 1.

В автодинной системе на РЛОВ с резонансной нагрузкой [8] трудно измерить величину генерируемой мощности, поэтому в исследуемой схеме РЛОВ работала на согласованную нагрузку, и с помощью диафрагмы уравнивались активные составляющие проводимостей распределенного резонатора лампы и нагрузки на выбранной резонансной частоте. В этом случае мощность, генерируемая РЛОВ, в два раза больше мощности, поступающей в согласованную нагрузку.

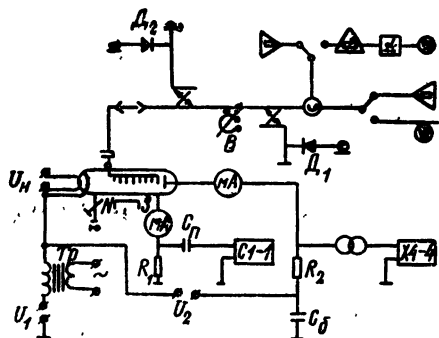


Рис. 1. Схема установки для изучения детектирования и смешения в РЛОВ.

В режиме непрерывных колебаний снимались зависимости токов в цепи замедляющей системы $I_{z.c}$ и коллектора $I_{кол}$ от потенциала коллектора $U_{кол}$ при фиксированной генерируемой мощности. Аналогичные вольтамперные характеристики определялись при работе РЛОВ в статическом режиме, т. е. за пределами зоны генерации. Величина детекторного эффекта определялась по разности токов ΔI в цепи питания любого из указанных электродов лампы.

Типичные вольтамперные зависимости для РЛОВ 2-мм диапазона приведены на рис. 2. Вид зависимости подтверждает наличие виртуального катода в области коллектора.

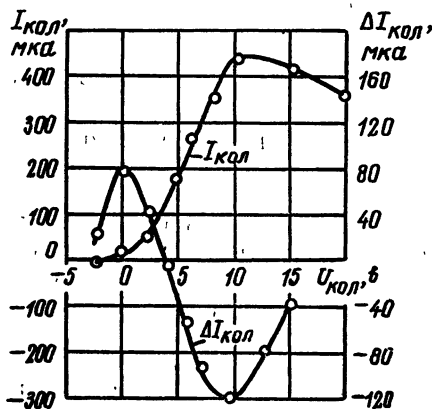


Рис. 2. Типичная зависимость тока коллектора $I_{кол}$ и детекторного тока $\Delta I_{кол}$ от напряжения коллектора $U_{кол}$ для РЛОВ 2-мм диапазона.

РЛОВ. Величина сопротивления резистора R_1 выбирается так, чтобы можно было наблюдать сигнал видеодетектирования без предварительного усиления. Для удобства юстировки РЛОВ сопрягается с волноводным трактом отрезком диэлектрического волновода. Контроль ге-

В режиме непрерывных колебаний снимались зависимости токов в цепи замедляющей системы $I_{z.c}$ и коллектора $I_{кол}$ от потенциала коллектора $U_{кол}$ при фиксированной генерируемой мощности. Аналогичные вольтамперные характеристики определялись при работе РЛОВ в статическом режиме, т. е. за пределами зоны генерации. Величина детекторного эффекта определялась по разности токов ΔI в цепи питания любого из указанных электродов лампы. Типичные вольтамперные зависимости для РЛОВ 2-мм диапазона приведены на рис. 2. Вид зависимости подтверждает наличие виртуального катода в области коллектора. Уменьшение тока коллектора $I_{кол}$ после исчезновения виртуального катода происходит вследствие вторичной эмиссии электронов с поверхности коллектора. Из рис. 2 видно, что эффект детектирования имеет место в режиме ограничения объемным зарядом тока, текущего в цепи коллектора. Полярность регистрируемого сигнала зависит от величины отношения тока, входящего в область коллектора, и тока, поступающего на коллектор [11], и определяется выбором потенциала коллектора $U_{кол}$.

Низкочастотный сигнал снимается с резистора R_1 (см. рис. 1), включенного в цепь замедляющей системы, и наблюдается на экране осциллографа при свивировании частоты

нерации осуществляется с помощью кристаллического детектора D_1 . Изменением потенциала коллектора и юстировкой лампы в магнитном поле выбирается режим максимального детекторного эффекта. При этом условия генерации наибольшей мощности и получения максимального продетектированного сигнала не совпадают, но остаются достаточно близкими. Величина детекторного эффекта определяется в этом случае визуально.

Измеренная токовая чувствительность электронного детектирования в РЛОВ достигала $0,8 \text{ а/вт}$ в 8-мм диапазоне и 1 а/вт в 2-мм диапазоне, что превосходит чувствительность имеющихся кристаллических детекторов. С увеличением генерируемой мощности чувствительность электронного детектирования падает (рис. 3). На малых уровнях генерируемой мощности (менее 50 мквт) детекторная характеристика РЛОВ-автодина близка к квадратичной.

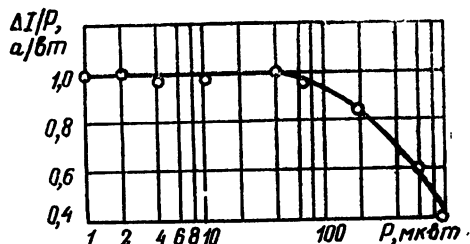


Рис. 3. Зависимость токовой чувствительности $\frac{\Delta I}{P}$ электронного детектирования от генерируемой мощности P РЛОВ.

При исследовании смесительных свойств РЛОВ сигнал гетеродина вводился через циркулятор (см. рис. 1) (в 2-мм диапазоне — через направленный ответвитель) и контролировался кристаллическим детектором D_2 . Сигнал промежуточной частоты снимался с резистора R_2 , включенного в цепь питания коллектора, и через согласующий трансформатор подавался на вход автоматического селективного усилителя промежуточной частоты Х4-4, с помощью которого измерялась мощность сигнала промежуточной частоты. В 8-мм диапазоне выбиралась промежуточная частота 60 Мгц , а в 2-мм диапазоне — 200 Мгц . Мощность сигнала гетеродина составляла $300\text{—}500 \text{ мквт}$.

Экспериментально установлено, что оптимальный режим смещения совпадает с режимом наилучшего видеодетектирования при наличии виртуального катода в области коллектора РЛОВ. Измеренные потери преобразования оказались равными $17\text{—}20 \text{ дб}$. При уменьшении мощности, генерируемой РЛОВ, потери преобразования не увеличивались.

Таким образом, полученные результаты показывают перспективность использования РЛОВ в автодинных системах.

Автор выражает благодарность Е. М. Гершензону за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков М. Н., Костяненко А. И., Мясоедов Е. Я. Лампы бегущей волны как детекторы и смесители на СВЧ «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, вып. 5, стр. 838—843.
2. Whitford B. G. The reflex klystron as microwave detector. IRE Trans., 1961, vol. ED-8, No 2, pp. 131—134.
3. Лобов Г. Д. Детектирование на магнетроне. Труды Московского ордена Ленина энергетического института. «Радиотехника», 1969, вып. 65, стр. 66—70.

4. Девятков М. Н., Костиенко А. И., Пирогов Ю. А., Романюк С. К. Исследование отражательных клистронов в режимах детектирования и смещения. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 9, стр. 86—90.

5. Гершензон Е. М., Путилов П. А., Соина Н. В. Клистрон—автодин с резонансной нагрузкой. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, вып. 10, стр. 1771—1776.

6. Гершензон Е. М., Путилов П. А. Автодинный радиоспектрометр 8-мм диапазона на отражательном клистроне. ПТЭ, 1970, № 2, стр. 144—147.

7. Гершензон Е. М., Негирев А. А., Путилов П. А., Туманов Б. Н. Авторское свидетельство № 278797. «Изобретения, промышленные образцы и товарные знаки», 1970, № 26, стр. 47.

8. Гершензон Е. М., Негирев А. А., Туманов Б. Н. Автодинный радиоспектрометр на резонансной ЛЮВ. «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, вып. 11, стр. 2407—2408.

9. Голант М. Б., Виленская Р. Л., Зюлина Е. А., Каплун З. Ф., Негирев А. А., Париков В. А., Реброва Т. Б., Савельев В. С. Серия широкодиапазонных генераторов малой мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. ПТЭ, 1965, № 4, стр. 136.

10. Алахов Е. К. Теоретическое исследование изменения постоянной составляющей тока резонатора в отражательных клистролах. «Вопросы радиоэлектроники», серия X, «Техника радиосвязи», 1961, вып. 3, стр. 22—31.

11. Гвоздовер С. Д. О воздействии слабого высокочастотного поля на электронный поток, создающий виртуальный катод. Известия ВУЗов, серия «Радиофизика», 1965, т. 8, № 2, стр. 308.

Поступила в редакцию 26 апреля 1970 г.

УДК 621 373 43

Г. Г. Бунин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАТКОВРЕМЕННОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ НЕПРЕРЫВНОГО ГЕНЕРИРОВАНИЯ

Проведен анализ различных способов выражения кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов непрерывного генерирования. Показано, что требуемая для любой аппаратуры кратковременная нестабильность частоты выражается через спектр низкочастотных нестабильностей частоты. Этот спектр целесообразно принять в качестве единой характеристики кратковременных нестабильностей частоты генераторов при их разработке и изготовлении, что позволит унифицировать методы измерения этих нестабильностей и сократить парк измерительного оборудования у изготовителей генераторов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Вопросам определения кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов посвящено большое количество работ (например, [1—5]). Однако в настоящее время имеется различное толкование понятия кратковременной нестабильности частоты. Связано это, в первую очередь, с различным толкованием термина «частота колебаний», и, во-вторых, с различными областями применения генератора. Некоторые метристы под частотой колебаний генератора понимают среднее значение частоты за время усреднения, оговоренное на частотомер. Иначе говоря, частоту колебаний они выражают как отношение набега фазы колебаний за время усреднения частотомера к величине этого отрезка времени, деленное на 2π . При этом нестабильность частоты колебаний генератора они оценивают по изменениям показаний частотомера. Разработчикам радиолокационных станций (РЛС) необходимо также знать дисперсию частоты в определенной полосе частот и дисперсию разностей частот, соответствующих двум моментам времени t и $t+t_0$, где t_0 — время распространения сигнала до цепи и обратно. В этом случае под частотой колебаний понимается производная фазы по времени, деленная на 2π .

Различный подход к оценке кратковременных нестабильностей частоты генераторов привел к тому, что появилось большое число параметров для характеристики этих нестабильностей, перечень которых приведен в работе [6], и значительное число методов их измерения. По-

этому весьма существенным является сравнение различных подходов к оценке кратковременной нестабильности частоты колебаний генераторов с целью разработки единого подхода к этой проблеме и однозначного понимания термина «кратковременная нестабильность частоты колебаний генератора».

Настоящая статья посвящена решению этого вопроса.

2. КРАТКОВРЕМЕННАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ЧАСТОТЫ, ИЗМЕРЯЕМЫХ ЧАСТОТОМЕРОМ

В работе [1] предлагается характеризовать нестабильность частоты дисперсией усредненных значений частоты за время τ :

$$\sigma^2 [\langle f(t, \tau) \rangle] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{F_0} W_{\Delta f}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau}{(\pi F \tau)^2} dF, \quad (1)$$

где $W_{\Delta f}(F)$ — энергетический спектр нестабильностей частоты генератора в реальном масштабе частот $0 \leq F \leq F_0$; $2F_0$ численно равно полосе частот пропускания генератора; по физическому смыслу F_0 — максимальная частота внешнего сигнала, при модуляции которым в спектре колебаний генератора наблюдаются боковые составляющие.

При временном представлении этой нестабильности

$$\begin{aligned} \sigma^2 [\langle f(t, \tau) \rangle] &= \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{T_n} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} \left[\frac{1}{\tau} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} f(t) dt - \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{T_n} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} f(t) dt \right]^2 dt = \\ &= \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{T_n} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} [\langle f(t, \tau) \rangle - f_0]^2 dt, \end{aligned} \quad (1a)$$

где T_n — время наблюдения; $T_n \gg \tau$.

Величины $\langle f(t, \tau) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} f(t) dt$ выражают собой результаты

измерения средних значений частоты колебаний генератора частотомером со временем усреднения τ ; f_0 — есть среднее значение частоты большого множества измерений.

В работе [2] соотношение (1) конкретизируется для конечного времени наблюдения T_n , когда колебания генератора имеют систематическое смещение частоты Δf_0 и флюктуационные изменения частоты $\Delta f(t)$,

центрированные относительно среднего за время T_H значения частоты $\langle f(t, T_H) \rangle$. В этом случае [2]

$$\sigma^2 [\langle f(t, \tau, T_H) \rangle] = \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha T_H f_0}{2} \right)^2 + \frac{1}{T_H} \int_{t - \frac{T_H}{2}}^{t + \frac{T_H}{2}} \langle \Delta f(t, \tau) \rangle^2 dt, \quad (2)$$

где α — скорость старения генератора.

Для стационарного эргодического процесса [1]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_H} \int_{t - \frac{T_H}{2}}^{t + \frac{T_H}{2}} \langle \Delta f(t, \tau) \rangle^2 dt &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{F_0} W_{\Delta f}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau}{(\pi F \tau)^2} \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi F (T_H - \tau)}{[\pi F (T_H - \tau)]^2} \right\} dF \approx \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{T_H}}^{F_0} W_{\Delta f}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau}{(\pi F \tau)^2} dF. \end{aligned}$$

Тогда соотношение (2) может быть представлено в виде:

$$\sigma^2 [\langle f(t, \tau, T_H) \rangle] \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha T_H f_0}{2} \right)^2 + \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{T_H}}^{F_0} W_{\Delta f}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau}{(\pi F \tau)^2} dF. \quad (2a)$$

Другие авторы [3] характеризуют кратковременную нестабильность частоты дисперсией разностей средних за время τ значений частоты, измеренных в момент времени t и в момент времени $t+T$, т.е. дисперсией величины:

$$\begin{aligned} [\langle f(t+T, \tau) \rangle - \langle f(t, \tau) \rangle] &= \frac{1}{\tau} \int_{t - \frac{\tau}{2}}^{t + \frac{\tau}{2}} [f_0 + \Delta f(t+T)] dt - \\ &- \frac{1}{\tau} \int_{t - \frac{\tau}{2}}^{t + \frac{\tau}{2}} [f_0 + \Delta f(t)] dt = \langle \Delta f(t+T, \tau) \rangle - \langle \Delta f(t, \tau) \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Дисперсия разностей средних значений частоты при этом равна [3]:

$$\sigma^2 [\langle f(t+T, \tau) \rangle - \langle f(t, \tau) \rangle] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{F_0} W_{\Delta f}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau}{(\pi F \tau)^2} \sin^2 \pi F T dF. \quad (4)$$

Подынтегральные функции в соотношениях (1), (4) представляют собой энергетические спектральные плотности неустойчивости усредненных за время τ значений частоты сигнала генератора, выраженной различным образом.

Из соотношений (1) и (4) следует, что величины неустойчивости усредненных за время τ значений частоты генератора зависят от методов их оценки. Такая оценка неустойчивости частоты генератора неоднозначна и необъективна. Поэтому по этим величинам нельзя определить возможность применения генератора в радиоэлектронной аппаратуре, для которой он специально не разрабатывался. СВЧ генераторы наиболее широко применяются в радиолокационных станциях некогерентного и когерентного типа. Низкочастотные неустойчивости частоты этих генераторов ограничивают пороговый уровень обнаружения цели, коэффициент подавления эхо-сигналов от пассивных помех (лес, облака и т. д.), точность измерения скорости цели и дальности до нее. Поэтому весьма существенно оценить кратковременную неустойчивость частоты колебаний генератора применительно к таким РЛС.

3. КРАТКОВРЕМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАДИОЛОКАЦИОННЫМ СТАНЦИЯМ

В ряде случаев применения СВЧ генераторов в РЛС кратковременную неустойчивость их частоты оценивают дисперсией набега фазы за время распространения сигнала до цели и обратно — за время t_0 . Спектральная плотность набега фазы колебаний генератора за время t_0 и спектральная плотность неустойчивости его частоты связаны соотношением [4]:

$$W_{\Delta\varphi(t, t_0)}(F) = \frac{W_{\Delta f}(F)}{2F^2} \sin^2 \pi F t_0, \quad (5)$$

где

$$\Delta\varphi(t, t_0) = \varphi(t + t_0) - \varphi(t).$$

Спектральные плотности неустойчивостей фазы и частоты колебаний генератора взаимно связаны следующим образом [1]:

$$W_{\Delta\varphi(t)}(F) = \frac{W_{\Delta f}(F)}{F^2}, \quad (6)$$

где

$$\Delta\varphi(t) = \varphi(t) - (2\pi f_0 t + \varphi_0),$$

φ_0 — начальная фаза колебаний генератора.

Дисперсия набега за время t_0 и дисперсия неустойчивости фазы колебаний генератора соответственно равны:

$$\sigma^2 [\Delta\varphi(t, t_0)] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{F_0} \frac{W_{\Delta f}(F)}{2F^2} \sin^2 \pi F t_0 dF \quad (7)$$

и

$$\sigma^2 [\Delta \varphi(t)] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{F_0} \frac{W_{\Delta f}(F)}{F^2} dF. \quad (8)$$

Таким образом, фазовые нестабильности колебаний СВЧ генераторов оцениваются также разными величинами [(см. соотношения (7) и (8)].

Рассмотрим влияние нестабильностей частоты колебаний СВЧ генераторов на выходные параметры РЛС непрерывного излучения. Влияние этих нестабильностей проявляется при наличии достаточно мощных отраженных сигналов от местных предметов или просачивания сигнала передатчика в приемник вследствие недостаточной развязки между передающей и приемной антеннами РЛС.

Пусть частоты СВЧ гетеродина и передатчика РЛС соответственно равны:

$$f_r(t) = f_{0r} + \Delta f_r(t)$$

и

$$f_n(t - \tau_3) = f_{0n} + \Delta f_n(t - \tau_3),$$

где τ_3 — время запаздывания сигнала передатчика по отношению к колебаниям гетеродина на смесителе приемника РЛС.

Нестабильность промежуточной частоты равна:

$$\Delta f_{np}(t) = \Delta f_n(t - \tau_3) - \Delta f_r(t). \quad (9)$$

Нестабильности частоты СВЧ гетеродина и передатчика выразим через их спектры $x_{\Delta f_r}(F)$ и $x_{\Delta f_n}(F)$:

$$\Delta f_r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x_{\Delta f_r}(F) e^{j2\pi Ft} dF \quad (10)$$

и

$$\Delta f_n(t - \tau_3) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x_{\Delta f_n}(F) e^{j2\pi F(t - \tau_3)} dF. \quad (11)$$

Подставим (10) и (11) в (9):

$$\Delta f_{np}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [x_{\Delta f_n}(F) e^{-j2\pi F\tau_3} - x_{\Delta f_r}(F)] e^{j2\pi Ft} dF.$$

Энергетическая спектральная плотность нестабильностей промежуточной частоты равна:

$$S_{\Delta f_{np}}(F) = \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_n} [x_{\Delta f_n}(F) e^{-j2\pi F\tau_3} - x_{\Delta f_r}(F)] [x_{\Delta f_n}^*(F) e^{j2\pi F\tau_3} - x_{\Delta f_r}^*(F)] =$$

$$\begin{aligned}
&= \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} |x_{\Delta f_H}(F)|^2 - \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} x_{\Delta f_H}(F) x_{\Delta f_H}^* e^{j2F\tau_3} - \\
&- \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} x_{\Delta f_H}^*(F) x_{\Delta f_H}(F) e^{-j2\pi F\tau_3} + \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} |x_{\Delta f_H}(F)|^2. \quad (12)
\end{aligned}$$

При этом $\lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} |x_{\Delta f_H}(F)|^2 = S_{\Delta f_H}(F)$

и

$$\lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} |x_{\Delta f_H}(F)|^2 = S_{\Delta f_H}(F).$$

Здесь $-\infty \leq F \leq \infty$. Для реального масштаба частот, когда $0 \leq F \leq \infty$,

$$2S_{\Delta f_H, H}(F) = W_{\Delta f_H, H}(F) = \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{T_H} |x_{\Delta f_H, H}(F)|^2.$$

Если передатчик и гетеродин собраны на взаимно независимых генераторах (например, на магнетроне и отражательном клистроне, как в некогерентных РЛС), то вследствие отсутствия корреляции между нестабильностями их частоты второй и третий члены в соотношении (12) стремятся к нулю и энергетическая спектральная плотность нестабильностей промежуточной частоты равна сумме энергетических спектральных плотностей нестабильностей частоты передатчика и гетеродина:

$$S_{\Delta f_{HP}}(F) = S_{\Delta f_H}(F) + S_{\Delta f_H}(F). \quad (13)$$

Следует отметить, что появление внеполосного излучения сторонних РЛС, отличающегося от частоты СВЧ гетеродина приемника на величину промежуточной частоты, приводит к трансформации низкочастотных шумов этого излучения и низкочастотных шумов СВЧ гетеродина в приемник основной (несторонней) РЛС. Трансформация этих шумов происходит в соответствии с соотношением (13).

Если сигналы передатчика и колебания СВЧ гетеродина формируются от одного генератора (когерентные РЛС), то из соотношения (12) получаем:

$$\begin{aligned}
S_{\Delta f_{HP}}(F) &= \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{T_H} |x_{\Delta f}(F)|^2 - \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{T_H} |x_{\Delta f}(F)|^2 \cos 2\pi F\tau_3 = \\
&= S_{\Delta f}(F) \sin^2 \pi F\tau_3, \quad (14)
\end{aligned}$$

где $S_{\Delta f}(F) = \lim_{T_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2T_H} |x_{\Delta f}(F)|^2$ — энергетическая спектральная плотность нестабильностей частоты задающего СВЧ генератора (он же СВЧ гетеродин).

Из соотношения (14) следует, что при формировании сигнала передатчика и СВЧ гетеродина от одного источника и при малых временах задержки τ_3 между их колебаниями, поступающими на СВЧ смеситель, $S_{\Delta f_{\text{пр}}}(F)$ мала. Порядок малости величины τ_3 определяется отношением $\frac{\tau_3}{T}$, где $T = \frac{1}{F}$. Для доплеровских РЛС 2—5 мксек $< T < 1-2$ мсек.

Под величиной τ_3 следует понимать время задержки между сигналом передатчика, просачивающимся в приемник, и колебаниями гетеродина или между сигналом передатчика, отраженным от пассивной помехи (от местных предметов), и колебаниями гетеродина, поступающими на СВЧ смеситель.

В первом случае для большинства типов РЛС величина τ_3 меньше 1 мксек, так как сам факт просачивания сигнала передатчика в приемник связан с близким расположением передающей и приемной антенн. Поэтому $\frac{\tau_3}{T} < 1$.

Следовательно, при формировании сигнала передатчика и колебаний гетеродина от одного генератора можно пренебречь влиянием сигнала, просачивающегося из передатчика в приемник, на нестабильность промежуточной частоты. Это является одним из преимуществ когерентных РЛС перед некогерентными. [Для некогерентных РЛС нестабильность промежуточной частоты определяется соотношением (13).]

При движении цели на фоне пассивных помех в приемник наряду с эхо-сигналом от цели поступают эхо-сигналы от этих помех, по мощности в 1000 и более раз превышающие мощность эхо-сигнала от цели.

Если сигналы передатчика и колебания гетеродина нестабильны по частоте, то спектральная плотность нестабильностей промежуточной частоты для некогерентных РЛС определяется соотношением (13), а для когерентных РЛС — соотношением (14). При этом τ_3 — есть время задержки между эхо-сигналом от пассивной помехи и колебаниями гетеродина, поступающими на СВЧ смеситель.

Эхо-сигнал от движущейся цели в УПЧ приемника смещен от частоты $f_{\text{пр}}$ на величину доплеровского смещения частоты $F_{\text{д}}$. Наличие в спектре сигнала приемника паразитных составляющих, связанных с нестабильностями частоты передатчика и гетеродина, ограничивает пороговый уровень обнаружения цели при движении ее на фоне пассивных помех.

Процесс выделения эхо-сигнала от цели связан с переносом его путем преобразования в диапазон частот от 0 до $F_{\text{д макс}}$. При таком преобразовании пороговый уровень обнаружения ограничивается суммарной мощностью составляющих спектров СВЧ гетеродина и передатчика, равноотстоящих от основной частоты соответственно гетеродина и передатчика.

Для уменьшения уровня помех на входе индикатора РЛС весь диапазон доплеровских частот разделяется на отдельные участки с помощью фильтров, перекрывающих диапазон частот от $F_{\text{д мин}}$ до $F_{\text{д макс}}$.

В этом случае отношение мощности помехи (шума) к мощности сигнала на выходе фильтра доплеровских частот равно:

для некогерентных РЛС

$$N_{P_{ш}/P_c} = \int_{F_{д_i \text{ мин}}}^{F_{д_i \text{ макс}}} \left[\frac{W_{\Delta f_{п}}(F)}{F^2} + \frac{W_{\Delta f_{г}}(F)}{F^2} \right] dF, \quad (15)$$

для когерентных РЛС

без учета фазовых нестабильностей СВЧ усилителя

$$K_{P_{ш}/P_c} = \int_{F_{д_i \text{ мин}}}^{F_{д_i \text{ макс}}} \frac{W_{\Delta f_{г}}(F)}{F^2} \sin^2 \pi F \tau_3 dF, \quad (16)$$

с учетом фазовых нестабильностей СВЧ усилителя

$$K_{P_{ш}/P_c} = \int_{F_{д_i \text{ мин}}}^{F_{д_i \text{ макс}}} \left[\frac{W_{\Delta f_{г}}(F)}{F^2} \sin^2 \pi F \tau_3 + W_{\Delta \varphi(t)_y}(F) \right] dF. \quad (17)$$

Здесь $\frac{W_{\Delta f_{п}}(F)}{F^2}$ и $\frac{W_{\Delta f_{г}}(F)}{F^2}$ — выраженные в относительных единицах суммарные мощности составляющих спектров колебаний соответственно передатчика и гетеродина, равноотстоящих от основных частот этих спектров,

$F_{д_i \text{ мин}}$ и $F_{д_i \text{ макс}}$ — крайние частоты i -го фильтра доплеровских частот.

В полосе фильтра доплеровских частот мощности шума можно считать постоянными. В этом случае

$$N_{P_{ш}/P_c} = \left[\frac{W_{\Delta f_{п}}(F_{0i})}{F_{0i}^2} + \frac{W_{\Delta f_{г}}(F_{0i})}{F_{0i}^2} \right] 2\Delta F_{д_i} \quad (15a)$$

и

$$K_{P_{ш}/P_c} = \frac{W_{\Delta f_{г}}(F_{0i})}{F_{0i}^2} 2\Delta F_{д_i} \sin^2 \pi F_{0i} \tau_3 + W_{\Delta \varphi(t)_y}(F_{0i}) 2\Delta F_{д_i}, \quad (17a)$$

где $2\Delta F_{д_i} = F_{д_i \text{ макс}} - F_{д_i \text{ мин}}$ — полоса частот i -го фильтра,
 F_{0i} — средняя частота i -го фильтра доплеровских частот.

При выводе соотношения (17a) предполагалось, что

$$\frac{F_{д_i \text{ макс}} + F_{д_i \text{ мин}}}{2} = F_{0i} \text{ и } \sin 2\pi \Delta F \tau_3 \approx 2\pi \Delta F \tau_3.$$

Требования к допустимым нестабильностям частоты СВЧ передатчика и гетеродина некогерентной РЛС непрерывного излучения по величине порогового уровня обнаружения определяются соотношением (15а).

Требования к допустимым нестабильностям частоты СВЧ гетеродина и фазовой нестабильности усилителя мощности когерентной РЛС определим для наиболее тяжелого случая, когда местные предметы (пассивные помехи) равномерно распределены по всей дальности работы РЛС. Очевидно, что среднее значение мощности помехи, поступающей в фильтр доплеровских частот, выраженное в относительных единицах, равно:

$$K_{P_{ш\text{ ср/Рс}}} = \frac{W_{\Delta f_r}(F_{0i})}{F_{0i}^2} 2\Delta F_{\Delta i} \frac{1}{F_{0i}\tau_3} \int_0^1 \sin^2 \pi F_{0i}\tau_3 d(F_{0i}\tau_3) + W_{\Delta f(t)_y}(F_{0i}) 2\Delta F_{\Delta i} =$$

$$= \frac{W_{\Delta f_r}(F_{0i})}{F_{0i}^2} \Delta F_{\Delta i} + W_{\Delta f(t)_y}(F_{0i}) 2\Delta F_{\Delta i}. \quad (18)$$

Из соотношения (18) следует, что чем меньше нестабильности частоты гетеродина и фазовые нестабильности усилителя мощности в передатчике, тем ниже пороговый уровень обнаружения цели, движущейся на фоне пассивных помех. Применение маломощных СВЧ усилителей (ЛБВ) на входе приемника РЛС не может улучшить отношение сигнал/шум на индикаторе РЛС, так как усилитель усиливает как эхо-сигнал от цели, так и от пассивной помехи. При этом полезная информация и помеха заложены в приемнике РЛС не в изменении амплитуды сигнала, а в изменении его частоты.

Функциональные зависимости между нестабильностями частоты задающего СВЧ генератора (гетеродина) и ошибками измерения радиальной составляющей скорости цели и дальности до нее для когерентных РЛС выражаются соотношениями [5]:

$$\frac{\sqrt{\Delta v_r^2}}{v_r} = \frac{2}{F_{\Delta}} \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{T_H}}^{F_B} W_{\Delta f_r}(F) \sin^2 \pi F \tau_3 dF} \quad (19)$$

и

$$\frac{\sqrt{\Delta d^2}}{d} = \frac{1}{f_n} \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{T_H}}^{F_B} W_{\Delta f_r}(F) \frac{\sin^2 \pi F \tau_3}{(\pi F \tau_3)^2} dF}. \quad (20)$$

Здесь F_B — верхняя частота пропускания индикатора РЛС,
 T_H — время наблюдения.

Из соотношения (19) следует, что ошибка измерения скорости цели зависит от технической ширины линии СВЧ гетеродина, ограниченной полосой частот от $\frac{1}{T_H}$ до F_B . При этом $\frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{T_H}}^{F_B} W_{\Delta f_r}(F) \sin^2 \pi F \tau_3 dF$ — есть дисперсия разностей частоты $f_r(t) - f_r(t - \tau_3)$ в этой полосе частот.

Ошибка измерения дальности до цели получается меньше ошибки измерения скорости цели. [Так как $f_n \gg f_d$ — см. (19) и (20).] Кроме того, из соотношения (20) видно, что ошибка измерения дальности до цели зависит от дисперсии средних за время τ значений частоты колебаний гетеродина. Объясняется это тем, что при фазовом методе измерения дальности до цели нестабильности частоты генератора усредняются.

Таким образом, кратковременная нестабильность частоты СВЧ генераторов применительно к РЛС выражается различным образом [см. соотношения (7), (8), (15), (15а), (16), (18), (19) и (20)]. Если к этим способам выражения кратковременной нестабильности частоты генераторов прибавить способы, перечисленные в разд. 2 [см. соотношения (1), (2), (2а) и (4)], то становится очевидным, что такой многочисленный набор ее определений, а следовательно, и набор методов ее контроля, оказывается неприемлемым для изготовителей генераторов. Потребителям СВЧ генераторов такой набор определений кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов также неприемлем, так как по результатам измерения ее для одной аппаратуры (одним способом) нельзя оценить возможность применения генератора в другой аппаратуре, для которой кратковременная нестабильность частоты определяется другим способом.

4. ЕДИНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРАТКОВРЕМЕННОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ НЕПРЕРЫВНОГО ГЕНЕРИРОВАНИЯ

Все выражения кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов, перечисленные в настоящей статье, выражены через спектры нестабильностей частоты $W_{\Delta f}(F)$ и параметры аппаратуры — радиолокационной или измерительной. Очевидно, что знание спектра нестабильностей частоты СВЧ генератора в диапазоне частот от $1/T_n$ до $F_{\text{д макс}}$ (примерно от единиц герц до 200—500 кГц) (см. например, [7, 8]) позволяет определить кратковременную нестабильность частоты генератора в любой аппаратуре, параметры которой заранее известны.

Из соотношений (1), (2а), (4), (7), (8), (15), (16), (19) и (20) следует, что нестабильности частоты на выходе радиоэлектронной аппаратуры определяются как нестабильностями частоты генератора $W_{\Delta f}(F)$, так и амплитудно-частотными характеристиками аппаратуры. Следовательно, кратковременную нестабильность частоты СВЧ генераторов непрерывного излучения целесообразно определить следующим образом: изменения частоты колебаний СВЧ генератора в течение небольшого промежутка времени условно меньше 1 сек.

Применительно к конкретной аппаратуре числовая мера нестабильности выражается дисперсией частоты колебаний на выходе радиоэлектронной аппаратуры.

Для определения кратковременной нестабильности частоты СВЧ генератора в аппаратуре в технической документации на СВЧ генератор должна быть приведена только одна характеристика нестабильности его частоты — спектр нестабильностей частоты $W_{\Delta f}(F)$ в диапазоне частот примерно от единиц герц до 200—500 кГц.

5. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ различных способов выражения кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов непрерывного излучения позволяет сделать следующие выводы.

1. Оценивать кратковременную нестабильность частоты СВЧ генераторов непрерывного излучения и сравнивать между собой различные типы и классы этих генераторов следует по спектрам нестабильностей частоты. Измерять эти спектры следует в диапазоне частот от единиц герц до сотен килогерц.

2. При приведенной оценке нестабильностей частоты СВЧ генераторов исключается многочисленный набор способов и аппаратуры ее измерения у изготовителей генераторов. Потребители генераторов по спектрам нестабильностей их частоты могут вычислить обеспечиваемую генератором нестабильность частоты в конкретном типе аппаратуры, в том числе и на стадии ее проектирования.

3. При обследовании внеполосных излучений СВЧ генераторов, изменяемых в передатчиках РЛС, наряду с мощностью и частотой этих излучений следует определять спектры их низкочастотных шумов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Катлер Л. С., Сирль К. Л. Некоторые аспекты теории и измерений частотных флуктуаций стандартов частоты. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, «Стабильность частоты», тематический выпуск 1966, № 2 (русский перевод).

2. Домбровский А. С. К вопросу о долговременной и кратковременной нестабильности частоты сигнала, стабильного по частоте. «Вопросы радиоэлектроники», серия «Радиоизмерительная техника», 1970, вып. 1.

3. Базаров Е. Н., Губин В. П. Кратковременная нестабильность частоты рубидиевого квантового генератора с оптической накачкой. «Радиотехника и электроника», 1970, т. XV, № 10.

4. Горбань Б. Г., Терехина Л. Б. К вопросу об оценке стабильности частоты генератора. «Радиотехника и электроника», 1957, № 5.

5. Багдади Е. И., Линкольн Р. Н., Нелин Б. Д. Кратковременная стабильность частоты: определение, теория, измерения. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1965, № 7 (русский перевод).

6. Бунин Г. Г. О параметрах, характеризующих нестабильности сигналов гетеродинных приборов СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 6.

7. Сиднор Р., Колдуэлл И., Роуз В. Требования к стабильности частоты в космических системах связи и слежения. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. «Стабильность частоты», тематический выпуск, 1966, № 2 (русский перевод).

8. Лисон Д. В., Джонсон Г. Ф. Кратковременная стабильность частоты доплеровских радиолокационных станций: требования, измерения, методы. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. «Стабильность частоты», тематический выпуск, 1966, № 2 (русский перевод).

Поступила в редакцию 16 апреля 1971 г.

КОНСТРУИРОВАНИЕ

УДК 621.385.6.001.2

В. Н. Бессмертных, Е. И. Ренч**РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ КОЛЛЕКТОРА
МОЩНЫХ ПРИБОРОВ СВЧ ТИПА О**

На основе аппроксимации распределения удельной мощности рассеивания вдоль образующей внутренней полости коллектора экспоненциальными и линейными функциями проведен расчет температуры стенки коллектора, позволяющий оценить температуру стенки на ранней стадии проектирования коллектора. Измерения температуры на реальном коллекторе показали хорошее совпадение с результатами расчета. Погрешность расчета не превышает 10%.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В практике конструирования мощных приборов О-типа возникает необходимость определения температуры стенки коллектора, которая в значительной мере определяет допустимую мощность рассеивания, надежность и долговечность приборов.

Для определения температуры стенки необходимо знать распределение мощности рассеивания по внутренней поверхности и граничные условия на внешней поверхности коллектора. Распределение мощности рассеивания по внутренней поверхности коллектора может быть задано на основании расчетов [1—4] или определено экспериментально на модели коллектора.

Так как реальные коллекторы приборов О-типа имеют сложную форму, неравномерную толщину стенок и разнообразное распределение мощности рассеивания по внутренней поверхности, аналитическое решение задачи о теплопроводности невозможно. Решение этой задачи возможно на ЭЦВМ или на моделях с использованием электротепловой аналогии, однако в начальной стадии проектирования применение этих методов затруднительно ввиду их большой трудоемкости. Поэтому целесообразнее использовать относительно простые аналитические расчеты, позволяющие проводить оценку температурного поля стенки коллектора.

Расчет температуры стенки коллектора можно свести к решению задачи о теплопроводности плоской стенки. Этот расчет справедлив и

для цилиндрической стенки при замене коэффициента теплопроводности материала стенки коллектора λ и коэффициента теплоотдачи α эквивалентными коэффициентами λ_0 и α_0 по формулам:

$$\lambda_0 = \lambda \frac{d}{r_0} \ln^{-1} \left[1 + \frac{d}{r_0} \right], \quad (1)$$

$$\alpha_0 = \alpha \left(1 + \frac{d}{r_0} \right), \quad (2)$$

где d — толщина плоской или цилиндрической стенки, см,
 r_0 — внутренний радиус цилиндра, см,
 λ — коэффициент теплопроводности, $\text{вт/см} \cdot \text{град}$,
 α — коэффициент теплоотдачи, $\text{вт/см}^2 \cdot \text{град}$.

Для расчета оребренных наружных поверхностей коллектора в формулу (2) необходимо ввести коэффициент теплоотдачи с учетом оребрения $\alpha_{ор}$ [5].

Распределение удельной мощности рассеивания по внутренней поверхности коллектора можно представить в виде комбинаций зависимостей:

$$Q(z) = \frac{Q_0}{2} \left(\frac{z}{l} + 1 \right), \quad (3a)$$

$$Q(z) = Q_0 e^{a(z-l)}, \quad (3б)$$

$$Q(z) = Q_0, \quad (3в)$$

где a — произвольная постоянная,

l — половина длины участка внутренней поверхности, на которой выделяется мощность, см.

Графики функции $Q(z)$ изображены на рис. 1. К одной из поверхностей плоской стенки толщиной d (рис. 2) подводится тепловой поток по одному из законов (3). С другой поверхности осуществляется теп-

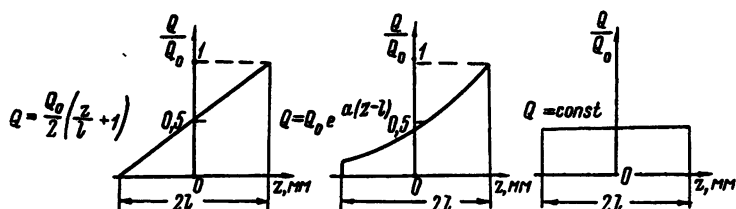


Рис. 1. Виды аппроксимации распределения удельной мощности рассеивания $Q(z)$.

лосъем с коэффициентом теплоотдачи α . Определим температуру стенки $T(x, z)$ и координату z_m , для которой $T = T_{\max}$.

Приток тепла на участки внутренней поверхности коллектора и отбор тепла с внешней поверхности приводят к тому, что максимум температуры стенки коллектора смещен относительно максимума удельной мощности рассеивания. Положение, величину максимума температуры и его ширину важно знать для выбора места пайки отдельных элементов коллектора.

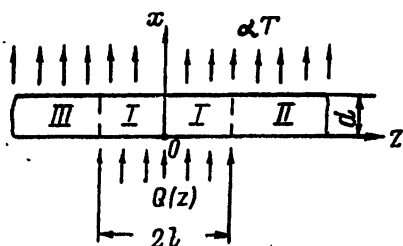


Рис. 2. Условия нагрева и охлаждения пластины.

2. ФОРМУЛА ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ СТенок КОЛЛЕКТОРА

Дифференциальное уравнение теплопроводности для нагреваемого участка коллектора I и ненагреваемых участков II и III (рис. 2), а также граничные условия на поверхностях $x=0$, $x=d$ имеют вид:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \begin{cases} -Q(z) & \text{на I участке,} \\ 0 & \text{на II и III участках,} \end{cases} \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial T}{\partial x} + hT \right]_{x=d} = 0 \text{ — на всех участках.} \quad (6)$$

На границах участков I—II и I—III имеет место непрерывность функции T и ее производных $\frac{\partial T}{\partial z}$.

Для решения задачи теплопроводности (4)—(6) применим косинус-преобразование Фурье [7].

В случае распределения мощности рассеивания по закону (3а) имеем:

$$T_I = \frac{Q_0}{2} \left(\frac{z}{l} + 1 \right) \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{d-x}{\lambda} \right) - Q_0 \sum_k A_k e^{-\mu_k L} \times \\ \times [(1 + 2\nu_k L) e^{\mu_k z} - e^{-\mu_k z}] \cos \mu_k X, \quad (7)$$

$$T_{II} = Q_0 \sum_k A_k (2\nu_k L - 1 - e^{-2\nu_k L}) e^{\mu_k (L-z)} \cos \mu_k X, \quad (8)$$

$$T_{III} = Q_0 \sum_k A_k [1 - (1 + 2\nu_k L) e^{-2\nu_k L}] e^{\mu_k (L+z)} \cos \mu_k X. \quad (9)$$

В случае распределения мощности рассеивания по закону (36) имеем:

$$T_I = Q_0 e^{\alpha(Z-l)} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{d-x}{\lambda} \right) - Q_0 \sum_k B_k e^{-\nu_k L} \left[\left(\frac{\nu_k}{d} + a \right) e^{\nu_k Z} + \right. \\ \left. + \left(\frac{\nu_k}{d} - a \right) e^{-2a l - \nu_k Z} \right] \cos \nu_k X, \quad (10)$$

$$T_{II} = Q_0 \sum_k B_k \left(\frac{\nu_k}{d} - a \right) \left(1 - e^{-2l \left(a + \frac{\nu_k}{d} \right)} \right) e^{\nu_k (L-Z)} \cos \nu_k X, \quad (11)$$

$$T_{III} = Q_0 \sum_k B_k \left(\frac{\nu_k}{d} - a \right) (e^{-2a l} - e^{-2\nu_k L}) e^{\nu_k (L+Z)} \cos \nu_k X. \quad (12)$$

В формулах (7)–(12)

$$A_k = \frac{2(\nu_k^2 + Bi^2)}{d(\nu_k^2 + Bi^2) + h d^2} \frac{d^3}{4\lambda l \nu_k^3}, \quad (13)$$

$$B_k = \frac{2(\nu_k^2 + Bi^2)}{d(\nu_k^2 + Bi^2) + h d^2} \frac{d}{2\lambda \nu_k \left(\frac{\nu_k^2}{d^2} - a^2 \right)}, \quad (14)$$

$$L = \frac{l}{d}, \quad Z = \frac{z}{d}, \quad X = \frac{x}{d}, \quad h = \frac{\alpha}{\lambda},$$

ν_k — положительные корни уравнения $\nu \operatorname{tg} \nu = Bi$,

$Bi = \frac{\alpha d}{\lambda}$ — критерий Био.

Случай распределения мощности рассеивания по закону (3в) рассматривается ниже.

Для того чтобы формулы (7)–(12) были пригодными для расчета температуры цилиндрической стенки коллектора, достаточно положить в них

$$\alpha = \alpha_0, \quad \lambda = \lambda_0, \quad h = h_0 = \frac{\alpha_0}{\lambda_0}, \quad Bi = Bi_0 = \frac{\alpha_0 d}{\lambda_0}.$$

Расчеты, проведенные по формулам (7)–(12), показали, что ряды быстро сходятся. При произвольном l и $\frac{d}{r_0} = 0,25$ величина второго члена не превышает 3% от первого, при $\frac{d}{r_0} = 1$ второй член составляет ~6% первого.

Таким образом для большинства исследуемых типов коллекторов при расчете температуры можно ограничиться первым членом рядов (7) — (12).

Ожидается, что координата максимума температуры z_m находится в пределах участка $I-I$ (рис. 2). Для ее определения можно вывести такие формулы:

при законе распределения (3а)

$$z_m = \frac{d}{\nu_1} \ln \frac{C + \sqrt{C^2 - \left(1 + 2\nu_1 \frac{l}{d}\right)}}{1 + 2\nu_1 \frac{l}{d}}, \quad (15)$$

где
$$C = e^{\nu_1 \frac{l}{d}} \left(\frac{\nu_1}{d}\right)^2 \left(\frac{1}{\alpha_s} + \frac{d-x}{\lambda_s}\right) \frac{d(\nu_1^2 + \text{Bi}_s^2) + h_s d^2}{2\lambda_s (\nu_1^2 + \text{Bi}_s^2) \cos \nu_1 \frac{x}{d}},$$

при законе распределения (3б)

$$z_m = \frac{1}{\frac{\nu_1}{d} - a} \ln \left\{ \frac{a \left(\frac{1}{\alpha_s} + \frac{d-x}{\lambda_s}\right) \left(\frac{\nu_1}{d} - a\right) 2\lambda_s}{2(\nu_1^2 + \text{Bi}_s^2) \cos \nu_1 \frac{x}{d}} [d(\nu_1^2 + \text{Bi}_s^2) + h_s d^2] \right\} + l. \quad (16)$$

При выводе формул (15), (16) были использованы первые члены рядов (7) и (10), что дало погрешность не более 3—5%.

В случае экспоненциального распределения удельной тепловой мощности формула для z_m выведена в предположении малости члена ряда с множителем $e^{-2al - \nu_1 \frac{z}{d}}$ при значениях z , близких к l . Величина логарифма в выражении (16) в этом случае отрицательна, т. е. модуль логарифма представляет собой смещение максимума температуры, отсчитанное от точки $z=l$.

Задача теплопроводности для конической части не имеет аналитического решения из-за сложности задания граничных условий. Однако в случае малого угла наклона образующей конуса (до 10°) возможно применение формул (7) — (12) и к расчету температуры конической части при замене ее цилиндрической стенкой с толщиной d и внутренним радиусом r_0 , полученными как средние значения толщины стенки и внутреннего радиуса коллектора в пределах конического участка, на котором выделяется мощность.

При углах наклона более 10° и неравномерной толщине стенки следует производить расчет распределения температур не для усредненных значений d и r_0 по всей длине конической части, а разбивать ее на отдельные секции и рассчитывать температуру по усредненным значениям d и r_0 для каждой секции. Это подтверждается сравнением результатов, полученных на модели (сетке сопротивлений), с результатами аналитических расчетов по предложенным формулам.

На рис. 3 приведены схематическое изображение коллектора и распределение температуры по его поверхностям.

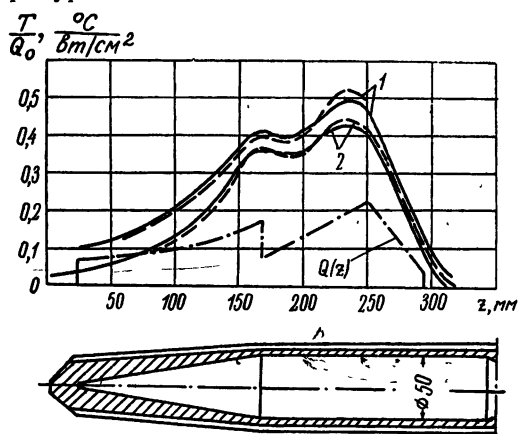


Рис. 3. Распределение температуры по внутренней (1) и наружной (2) поверхностям коллектора при заданной удельной тепловой мощности на внутренней поверхности коллектора $Q(z)$ (— — —):
 — расчет с помощью модели (сетки сопротивлений), — — — расчет по формулам (7) — (12).

Очевидно, что результаты расчета по формулам и на модели хорошо согласуются. Расхождение наблюдается лишь в области пика температуры, что является следствием усреднения мощности в пределах одной ячейки модели.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА КОЛЛЕКТОРА

Применимость предложенных формул к расчету температурного поля стенки коллектора при произвольном распределении удельной мощности рассеивания по внутренней поверхности коллектора проверялась экспериментально на специальном приборе со сменными коллекторами (секционированным и обычным).

Секционированный коллектор, показанный на рис. 4, состоит из 12 секций, каждая из которых имеет индивидуальное охлаждение. Сек-

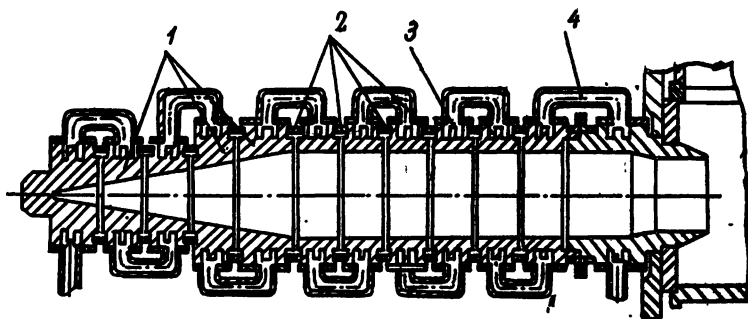


Рис. 4. Секционированный коллектор экспериментального прибора:

1 — секции коллектора, 2 — кольца из стали X18H9T, 3 — каналы водяного охлаждения секций, 4 — соединительные трубки охлаждения.

ции соединены между собой кольцами из нержавеющей стали Х18Н9Т, имеющей теплопроводность в 23 раза более низкую, чем у меди, благодаря чему поток тепла между секциями практически отсутствует. Толщина колец 1 мм, высота 12 мм. Количество тепла, выделявшееся на каждой секции, измерялось калориметрическим способом. Разность температуры охлаждающей воды на входе и выходе каждой секции измерялась дифференциальными термопарами из хромель-конеля.

Исследование распределения удельной мощности рассеивания по внутренней поверхности секционированного коллектора проводилось в статическом и динамическом режимах работы; результаты этого исследования представлены на рис. 5.

Измерения температуры стенки проводились на обычном коллекторе прибора, который был поставлен на тот же прибор вместо секционированного, причем катодная ножка не менялась, что позволяло полностью сохранять условия рассеивания тепловой мощности. Температура измерялась термопарами хромель-конель, которые зачеканивались в стенку коллектора на расстоянии 3 мм от внутренней поверхности стенки.

На рис. 6 показаны три варианта распределения удельной мощности

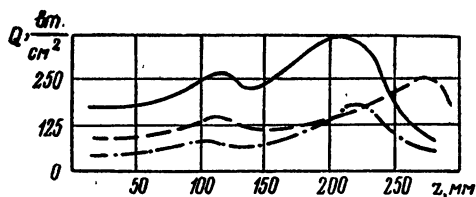


Рис. 5. Измеренное распределение усредненной удельной мощности рассеивания Q по секциям коллектора:

— статический режим, $U_a = 220$ и 150 кВ,
 --- динамический режим, $U_a = 220$ кВ,
 $\eta = 30\%$.

рассеивания по внутренней поверхности коллектора, аппроксимированные участками, состоящими из наклонных линий и экспонент, и соответствующие им результаты измерения температуры стенки коллектора (экспериментальные точки). Для сравнения на этом же графике приведены распределения температуры, рассчитанные по предложенным формулам.

Из приведенных данных следует, что результаты измерений распределения мощности рассеивания с помощью секционированного коллектора достаточно точны, так же как и приведенные формулы для расчета теплового поля цилиндрических и конических коллекторов. При

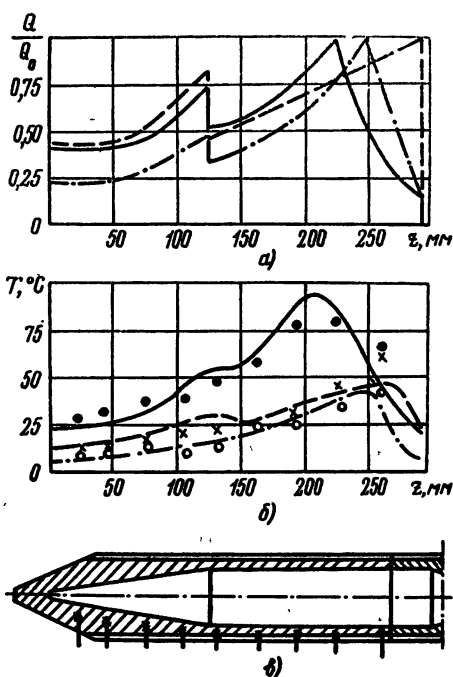


Рис. 6. Аппроксимированное распределение мощности рассеивания по внутренней поверхности коллектора (а) и рассчитанное распределение температуры по наружной стенке коллектора (б) для точек, обозначенных * (в):

— статический режим, $U_a = 220$ и 150 кВ,
 --- динамический режим, $U_a = 220$ кВ,
 $\eta = 30\%$. Точки, обозначенные $\bullet$, $\times$, $\square$, — экспериментальные.

равномерном распределении мощности на поверхности коллектора применимы формулы работы [6] с учетом эквивалентных параметров.

Если распределение мощности рассеивания может быть представлено линейным законом:

$$Q(z) = Q_0' + \frac{Q_0''}{2} \left(\frac{z}{l} + 1 \right), \quad (17)$$

то температура стенки коллектора рассчитывается как сумма температур, вычисленных по формулам работы [6] и (7) — (9).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведены формулы, позволяющие рассчитывать распределение температуры по стенке коллектора, а также определять координаты максимума температуры при произвольном заданном распределении удельной мощности рассеивания по внутренней поверхности коллектора.

Экспериментальная проверка результатов расчета по предложенным формулам показала, что погрешность расчета не превышает 10% и что формулы пригодны для инженерного расчета без привлечения средств вычислительной техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Е., Овчаров В. Т. Расчет коллектора немодулированного электронного пучка. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 1, стр. 22—34.
2. Гинзбург В. Е., Овчаров В. Т. Расчет коллектора многоскоростного электронного пучка. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», вып. 2, стр. 19—29.
3. Гинзбург В. Е. Вопросы расчета и проектирования коллектора, непонтошью экранированного от магнитного поля. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 12, стр. 26—35.
4. Гинзбург В. Е., Овчаров В. Т. Экспериментальное исследование электронных пучков в коллекторе. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 5, стр. 59—67.
5. Кутателадзе С. С., Боришанский Б. М. Справочник по теплопередаче. Госэнергиздат, 1959, стр. 51—53.
6. Чакрыгин В. Г. Концевой эффект и стационарное распределение температуры в пластине, обогреваемой на участке конечной длины. «Теплоэнергетика», 1964, № 3, стр. 88—91.
7. Грантер К. Дж. Интегральные преобразования в математической физике. Гостехиздат, 1956.

Поступила в редакцию 5 января 1971 г.,
после переработки — 16 марта 1971 г

УДК 621.3.032.266

А. В. Вашковский, В. Т. Овчаров

К НАХОЖДЕНИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В ОБЛАСТИ, ОГРАНИЧЕННОЙ ЭЛЕКТРОДАМИ ЗАДАННОЙ ФОРМЫ С ЗАДАНЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

Распределение потенциала в области, ограниченной плоскими или осесимметричными электродами заданной формы с заданными потенциалами, определяется с помощью вспомогательных зарядов, находящихся вне рассматриваемой области. При определенном выборе местоположения зарядов относительно электродов отклонение вычисленных значений потенциалов вдоль поверхностей электродов от точных составляет доли процента.

В работе [1] предложен метод нахождения распределения потенциала внутри области, ограниченной осесимметричными электродами заданной формы с заданными потенциалами, с помощью кольцевых зарядов, находящихся на поверхности электродов. Получено выражение (2) для потенциала в любой точке внутри области. Однако это выражение, удовлетворяющее уравнению Лапласа, не удовлетворяет точно граничным условиям. Вычисленные по формулам (2), (3) эквипотенциальные поверхности вблизи поверхности электродов получаются волнистыми, так как в точках расположения зарядов величина потенциала стремится к бесконечности. Эти неприятности связаны с заменой непрерывного распределения заряда на поверхностях электродов дискретным.

Для устранения их в работе [1] граничные условия задаются не на самой поверхности электродов, а на некоторой другой, близкой поверхности. Можно поступить, однако, иначе. Возьмем какую-то систему зарядов, расположенных на поверхности, окружающей систему электродов. Величины зарядов выбираем так, чтобы в выбранных точках на поверхностях электродов значения потенциалов, создаваемых этой системой зарядов, принимали нужные значения. Выражение для потенциала в этом случае будет аналогично выражению (2), приведенному в [1]:

$$U(r, z) = \sum_{i=1}^N \frac{2Q_i}{\pi\epsilon_0} \frac{K(k)}{\sqrt{(r+r_i)^2 + (z-z_i)^2}},$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода,

$$k^2 = \frac{4rr_i}{(r+r_i)^2 + (z-z_i)^2},$$

$(r, z), (r_i, z_i)$ — цилиндрические координаты точки наблюдения и кольца,

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Однако Q_i теперь представляет собой систему вспомогательных зарядов, а не поверхностные заряды на заданных электродах.

Определение потенциала изложенным способом дает возможность свободно выбирать расположение зарядов относительно заданной системы электродов. Заряды можно расположить таким образом, что на заданных поверхностях, несмотря на дискретность граничных условий, значения потенциалов будут выдерживаться с высокой степенью точности.

Как показали проведенные нами расчеты, заряды следует располагать от поверхности электродов на расстояниях, равных или несколько больших расстояний между точками на поверхности электродов, где заданы потенциалы. Если эти расстояния много больше расстояния между точками с заданными потенциалами, то значения зарядов вычисляются недостаточно точно. Эта неточность будет связана с тем, что матрица системы (3) [1] недостаточно хорошо обусловлена, так как значение потенциала в точке a на поверхности электрода (рис. 1) определяется в основном не только величиной заряда A , но и в значительной степени зарядами B, C, D, E .

Если же расстояния зарядов от поверхности электродов выбрать меньшими расстояния между точками на поверхности электродов, где заданы потенциалы, то значение потенциала в точке a определяется в основном величиной заряда A . Матрица системы (3) будет хорошо обусловленной и значения зарядов будут вычисляться достаточно точно.

Однако при таком выборе местоположения зарядов значения потенциалов, вычисленные вдоль поверхности, сильно отличаются от точных значений, что обусловлено волнистостью эквипотенциальных поверхностей вблизи зарядов (рис. 1).

При выборе расстояний зарядов от поверхности электродов, равных или несколько больших расстояний между точками на поверхности электродов с заданными потенциалами, отклонения вычисленных значений потенциалов на поверхности электродов от точных составляют, как показали расчеты, доли процента. Значения зарядов вычисляются точно, так как матрица еще достаточно хорошо обусловлена.

В качестве примера на рис. 2 показано расположение зарядов от-

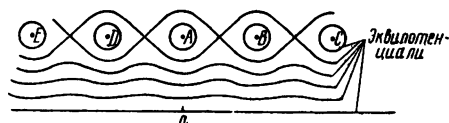


Рис. 1. К выбору расположения вспомогательных зарядов (A, B, C, D, E) относительно поверхности электрода.

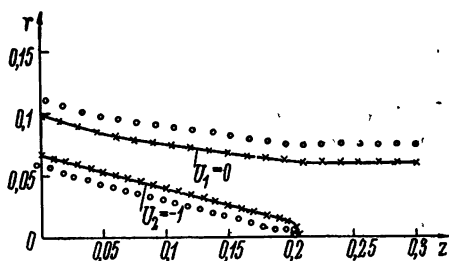


Рис. 2. Расположение вспомогательных зарядов для определения распределения потенциала в области, ограниченной осесимметричной системой электродов с заданными потенциалами $U_1=0$ и $U_2=-1$: $\times \times \times$ — точки на поверхности электродов с заданными потенциалами, по которым вычисляются значения вспомогательных зарядов. $\circ \circ \circ$ — точки расположения зарядов.

носителем осесимметричной системы электродов для определения распределения потенциала в этой системе. Значения потенциалов, вычисленные вдоль поверхностей с потенциалами $U_1=0$ и $U_2=-1$, приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Значения z	Вычисленные значения потенциалов	Значения z	Вычисленные значения потенциалов
0,01	+ 0,002413 — 0,99986	0,16	— 0,00025 — 1,00049
0,02	— 0,001622 — 1,0001186	0,17	— 0,000025 — 1,0005
0,03	— 0,00013 — 1,000295	0,18	— 0,00063 — 1,0012
0,04	— 0,000174 — 1,0003	0,19	+ 0,00089 — 1,0008
0,05	— 0,002317 — 1,000093	0,20	+ 0,00098 — 0,9979
0,06	+ 0,000251 — 1,000396	0,21	— 0,00237
0,07	+ 0,0009 — 1,00034	0,22	+ 0,00045
0,08	— 0,001 — 1,00025	0,23	— 0,000266
0,09	— 0,000078 — 1,00041	0,24	$0,65 \cdot 10^{-10}$
0,10	— 0,00061 — 1,00065	0,25	+ 0,000056
0,11	— 0,00029 — 1,00019	0,26	+ 0,000018
0,12	— 0,00011 — 1,00054	0,27	+ 0,000012
0,13	— 0,0002 — 1,00034	0,28	+ 0,000012
0,14	— 0,00018 — 1,00033	0,29	$0,9 \cdot 10^{-6}$
0,15	— 0,000084 — 1,00069	0,30	$0,9 \cdot 10^{-4}$

Метод зарядов можно использовать и для нахождения распределения потенциала в области, ограниченной электродами, бесконечными вдоль одной из осей декартовой системы координат, например оси z . В этом случае потенциал зависит только от двух переменных x, y . Тогда для нахождения распределения потенциала в плоскости xy можно воспользоваться системой заряженных нитей, бесконечных вдоль оси z и находящихся вне рассматриваемой области.

Выражение для потенциала, создаваемого этой системой в точке x, y , имеет вид:

$$U(x, y) = \sum_{i=1}^N Q_i \ln \frac{1}{\sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}},$$

где Q — заряд на единицу длины i -й нити,
 x_i, y_i — координаты i -й нити.

Величины погонных зарядов выбираются так, чтобы в выбранных точках на поверхностях электродов значения потенциалов, создаваемых заряженными нитями, принимали нужные значения.

При выборе местоположения нитей относительно поверхностей электродов следует руководствоваться теми же соображениями, которые мы привели для осесимметричного случая.

В качестве примера на рис. 3 приведены вычисленные изложенным способом эквипотенциалы в системе электродов, симметричных относительно плоскости $x=0$.

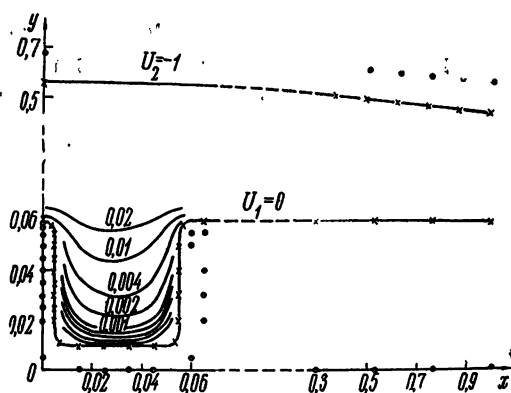


Рис. 3. Расположение вспомогательных заряженных нитей и эквипотенциалов, вычисленных с их помощью:

xxx — точки на поверхностях электродов с заданными потенциалами, по которым вычислялись значения вспомогательных погонных зарядов нитей, ooo — точки расположения заряженных нитей, бесконечно протяженных вдоль оси z.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пензяков В. В. Расчет электронных пушек на электронных цифровых машинах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 1, стр. 41—50.

Поступила в редакцию 1 июня 1971 г.

УДК 621.382.8

Н. В. Ярип, Э. А. Городецкий, Л. А. Романенко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДУКТИВНЫХ ПОТЕРЬ В МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМОДЕЛИРОВАНИЯ

Дан расчет кондуктивных потерь в проводниках микрополосковой линии методом электро моделирования линии на электропроводной бумаге. Сравнение полученных результатов для микрополосковой линии на подложке с $\epsilon_r = 11,7$ с известной простейшей аппроксимацией, предполагающей, что весь ток сосредоточен на обращенных друг к другу поверхностях полоски и заземленной плоскости и распределен равномерно, показывает, что погрешность определения потерь для указанной аппроксимации значительна и нарастает по мере уменьшения отношения ширины полоски к толщине подложки.

Данная работа развивает метод моделирования микрополосковых линий, изложенный в [1].

В микрополосковых линиях кондуктивные потери определяются значением поверхностного сопротивления металла и законом распределения поверхностной плотности тока в поперечном сечении проводников.

В случае, когда проводимость металлов полоски и заземленной плоскости микрополосковой линии одинакова, постоянная затухания α_c , выражающая величину кондуктивных потерь, определяется формулой:

$$\alpha_c = \frac{R_s}{2Z_0 I} \left(\oint J_1^2 dl + \int_{-\infty}^{+\infty} J_2^2 dl \right), \quad (1)$$

где R_s — поверхностное сопротивление проводников,
 Z_0 — волновое сопротивление микрополосковой линии,
 I — полный ток в линии,

J_1 и J_2 — удельные поверхностные плотности токов в проводниках микрополосковой линии,

$\oint J_1^2 dl$ — интеграл по периметру полоски,

$\int_{-\infty}^{+\infty} J_2^2 dl$ — интеграл по токонесущей поверхности заземленной плоскости.

Для расчета α_c по формуле (1) необходимо знать распределение поверхностной плотности тока в поперечном сечении проводников. В микрополосковой линии плотность тока неоднородна в поперечном

сечении проводников, она резко возрастает у краев полоски, где радиус изгиба поверхности проводника меньше толщины скин-слоя. Точных выражений для распределения поверхностной плотности тока в микрополосковой линии нет. В некоторых работах [2, 3] распределение поверхностной плотности тока принимается однородным и считается, что ток полностью сосредоточен в области под полоской ($J_1 = J_2 = \frac{I}{W}$, где W — ширина полоски). При этом

$$\alpha_c = \frac{R_s}{Z_0 W}. \quad (2)$$

Это простое выражение справедливо только для очень широкой полоски, когда $\frac{W}{h} \gg 1$ (h — толщина диэлектрической подложки микрополосковой линии).

Эксперименты [4] показывают, что для реальных микрополосковых линий, когда $\frac{W}{h} < 2$, ошибка в определении α_c при использовании последнего выражения может быть значительна. Для таких линий необходимо учитывать неоднородность распределения плотности тока по сечению проводников.

Для определения действительного распределения плотности тока в проводниках микрополосковой линии был применен метод моделирования на электропроводной бумаге [1]. Сущность этого метода состоит в том, что на полученной при моделировании нормированной картине распределения электрических силовых линий в микрополосковой линии периметр сечения полоски и поверхность заземленной плоскости разбиваются на интервалы, содержащие одинаковые частные поверхностные токи δI . При достаточно большом числе n интервалов разбиения можно полагать, что плотность тока в пределах одного интервала постоянна и равна:

$$J_{l(1,2)} = \frac{\delta I}{\delta l_{l(1,2)}}, \quad (3)$$

где $\delta l_{l(1,2)}$ — длина i -го интервала полоски и заземленной плоскости, а полный ток проводников равен:

$$I = n\delta I.$$

Выражение (3) при большом числе n позволяет определить точное распределение плотности тока по поверхности проводников микрополосковой линии для основного типа волны в линии (ТЕМ-моды), а следовательно, и затухание этой волны вследствие кондуктивных потерь.

С учетом (3) выражение (1) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_c &= \frac{R_s}{2Z_0 \delta I^2 n^2} \left(\sum_{i=1}^n \frac{\delta I^2}{\delta l_{l(1)}^2} \delta l_{l(1)} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta I^2}{\delta l_{l(2)}^2} \delta l_{l(2)} \right) = \\ &= \frac{R_s}{2Z_0} \frac{1}{n^2} \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\delta l_{l(1)}} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\delta l_{l(2)}} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

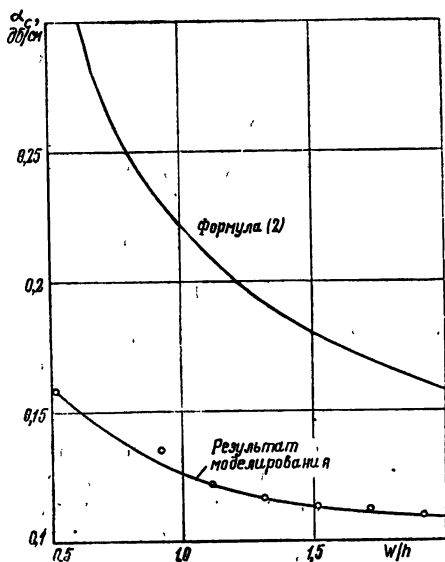
Таким образом, измерив длину δl_i интервалов на поверхности проводников модели и учтя масштаб модели относительно размеров реальной микрополосковой линии, т.е. приведя размеры проводников на модели к соответствующим размерам микрополосковой линии, можно определить постоянную затухания α_c этой линии.

Выражение (4) справедливо при толщине проводников микрополосковой линии, превышающей толщину скин-слоя в 6—10 раз.

Результаты определения α_c этим

методом в функции отношения $\frac{W}{h}$

для микрополосковой линии с медными проводниками толщиной 5 мкм, имеющей подложку высотой $h = 0,25$ мм и диэлектрическую постоянную $\epsilon_r = 11,7$, на частоте 10 ГГц представлены на рисунке. Здесь же представлена кривая, соответствующая формуле (2) в предположении однородного распределения плотности тока, сосредоточенного полностью в области под полоской. Как видно, учет реального распределения плотности тока по поверхности проводников дает существенную поправку вычисления кондуктивных потерь микрополосковых линий, по сравнению с формулой (2). Погрешность результатов, определяемых формулой (2), растет с уменьшением отношения W/h и для приведенной линии с волновым сопротивлением $Z_0 = 50$ ом (что соответствует $\frac{W}{h} = 0,8$) составляет $\sim 80\%$.



Зависимость параметра кондуктивных потерь α_c микрополосковой линии от W/h для частоты 10 ГГц; металл проводников — медь; толщина проводников — 5 мкм; $R_s = 2,8 \cdot 10^{-2}$ ом; $\epsilon_r = 11,7$; $h = 0,25$. Нижняя кривая получена в результате моделирования микрополосковой линии; верхняя вычислена по формуле (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярин Н. В., Городецкий Э. А., Романенко Л. А. Применение методов электромоделирования при разработке интегральных схем СВЧ. «Электронная техника», серия VI, «Микроэлектроника», 1970, вып. 4(19), стр. 104.
2. Caultan M., Hughes J. J., Sobol H. Measurements on the properties of microstrip transmission lines for microwave integrated circuits. RCA Rev., 1966, vol. XXVII, No 3, p. 377.
3. Presser A. RF properties of microstrip line. Microwaves, March 1968, pp. 53—55.
4. Pucel R. A., Masse D. J., Hartwig C. P. Losses in microstrip. IEEE Trans., 1968, vol. MTT-16, No 6, p. 342.

Поступила в редакцию 23 ноября 1970 г.,
после переработки — 17 мая 1971 г.

НАДЕЖНОСТЬ. ДОЛГОВЕЧНОСТЬ

УДК 621.385.6 : 621.3 019.3

Н. В. Князев, М. П. Косых

**ПРОСТОЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНФОРМАТИВНОСТИ
ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ
В ОТНОШЕНИИ ИХ ИНДИВИДУАЛЬНОЙ ДОЛГОВЕЧНОСТИ**

Показано, что для эффективного прогнозирования индивидуальной долговечности выпускаемых предприятиями изделий необходимо выделять наиболее информативные параметры

Приведен простой способ определения информативности параметров электронных приборов, опробованный на лампах типа ГС-11.

Повышения надежности электронных приборов можно достигнуть совершенствованием конструкции и технологического процесса изготовления приборов, а также улучшением методов контроля их качества. Совершенствование технологического процесса улучшает качество приборов, но не дает гарантии сохранения в течение срока службы этого качества каждым выпущенным прибором. Введение методов индивидуального прогнозирования долговечности приборов при выходном контроле может дать такую гарантию.

В настоящее время в ряде работ [1, 2] хорошо разработан математический аппарат прогнозирования индивидуальной долговечности электронных приборов, однако способам определения наиболее информативных параметров из совокупности контролируемых уделяется слишком мало внимания. Выделение наиболее информативных параметров для прогнозирования долговечности позволяет резко сократить объем вычислительных работ, уменьшить количество контролируемых параметров и повысить точность прогнозирования. В технических условиях на изделия для оценки качества часто записываются два уровня относительно выбранного критерия: неудовлетворительный и удовлетворительный. Такой подход не отображает истинного изменения качества изделий. Целесообразнее вести контроль качества по трем или более уровням [3].

Рассмотрим контроль качества приборов по нескольким уровням: $I, II, III, \dots, L$. Каждому уровню качества поставим в соответствие определенную область значений определяющего параметра Y :

$$\left. \begin{array}{l} I. \quad Y \leq Y_{I,II}; \\ II. \quad Y_{I,II} < Y \leq Y_{II,III}; \\ III. \quad Y_{II,III} < Y \leq Y_{III,IV}; \\ \vdots \\ L. \quad Y_{L-1,L} < Y. \end{array} \right\} \quad (1)$$

II, III). Наоборот, у соответствующих функций распределения $F_K(x_j)$ могут быть совпадающие значения x_j при различных значениях K (см. рис. 1,б).

Определим для каждого четного класса K «противоположную» интегральную функцию распределения j -го параметра по формуле:

$$Q_K(x_j) = 1 - F_K(x_j)$$

и найдем графическими или аналитическими методами точку пересечения кривых $F_{K-1}(x_j)$ и $Q_K(x_j)$ (см., например, рис. 1,б, где $K=I, II, III$). Абсциссу этой точки пересечения целесообразно обозначить $x_{j, K-1, K}$.

Ордината точки пересечения $P_{K-1, K}(x_{j, K-1, K} = F_K(x_{j, K-1, K})$ представляет вероятность различимости приборов соседних классов $K-1, K$ по параметру x_j при его значении $x_j = x_{j, K-1, K}$. Одновременно абсциссу этой точки пересечения $x_j = x_{j, K-1, K}$ можно рассматривать как нижнюю границу четного класса K по параметру x_j (рис. 1,б). Верхнюю границу того же четного класса по параметру x_j , обозначенную $x_{j, K, K+1}$, можно определить абсциссой точки пересечения кривых $Q_K(x_j)$ и $F_{K+1}(x_j)$ (рис. 1,б). Значение $F_K(x_j)$ при этой абсциссе представляет аналогично вероятность $P_{K, K+1}$ различимости приборов классов $K, K+1$ по параметру x_j при его значении $x_j = x_{j, K, K+1}$. Аналогично может быть определена вероятность различимости по параметру x_j приборов любых классов. Чем ближе вероятность различимости $P_{K-1, K}$ к единице, тем эффективнее может быть прогнозирование по данному параметру x_j .

Определяя вероятность различимости приборов по классам по каждому параметру x_j , можем определить, какие из этих параметров содержат наибольшую информацию о качестве Y . Это позволяет свести к минимуму количество параметров, используемых для прогнозирования. Указанный способ определения информативности параметров является более простым и наглядным по сравнению с другими (см., например, [5]).

Функции распределения $F_K(x_j)$ и $Q_{K+1}(x_j)$ дают наглядное представление о соотношении доли приборов, попадающих из одного класса качества в другой, и позволяют определить оптимальное поле допуска на контролируемый параметр с учетом обеспечения заданного качества.

Проверка изложенного способа определения информативности параметров, используемых для прогнозирования качества, проводилась на металлокерамических лампах типа ГС-11, предназначенных для работы в режиме автогенерации.

Критерием годности при испытании на долговечность ламп типа ГС-11 был принят уровень полезной мощности $P_{\sim} > 100$ мвт.

Предварительные испытания 50 шт. ламп в течение 500 ч с измерением совокупности параметров до и после испытаний позволяли определить наиболее информативные параметры, характеризующие качество ламп (по уровню полезной колебательной мощности) после испытаний.

По качественным признакам испытанные лампы были разбиты на три класса:

- I — неудовлетворительное качество, $P_{\sim} \leq 100$ мвт,
- II — удовлетворительное качество, $100 < P_{\sim} \leq 120$ мвт,
- III — хорошее качество, $P_{\sim} > 120$ мвт.

Для каждого класса были построены интегральные функции распределения по параметрам (рис. 2) и определены точки пересечения прямых и противоположных функций распределения. Ординаты точек пересечения дают вероятности $P_{I, II}$ и $P_{II, III}$ различимости между классами I, II и II, III соответственно. К наиболее информативным параметрам,

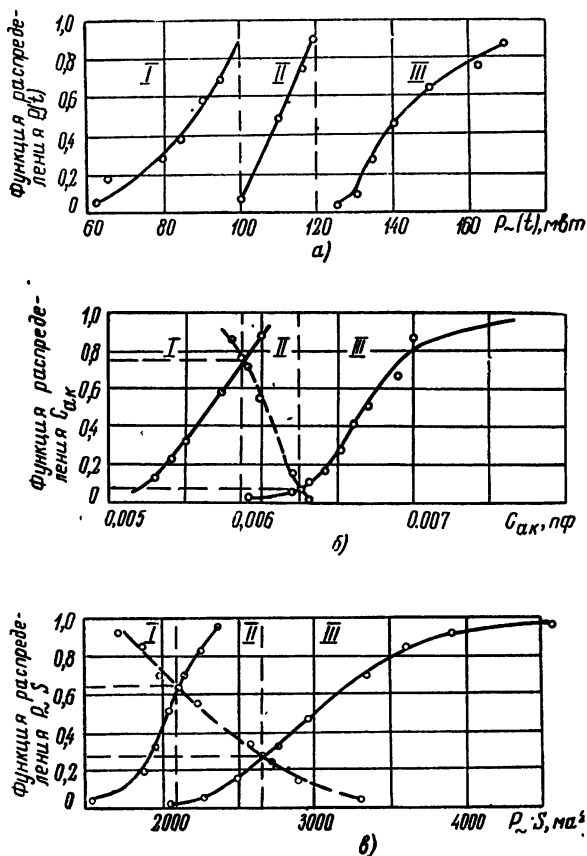


Рис. 2. Интегральные функции распределения параметров ламп типа ГС-11:

а — полезной колебательной мощности $P_{\sim}(t)$ после испытаний на срок службы; б — междуэлектродной емкости анод—катод $C_{ак}$ до испытаний; в — произведения $P_{\sim}S$ полезной колебательной мощности на крутизну анодно-сеточной характеристики до испытаний; — — «прямые» функции распределения, — — — «противоположные» функции распределения.

измеренным до испытания ламп типа ГС-11, можно отнести междуэлектродную емкость анод—катод $C_{ак}$ и произведение полезной мощности на крутизну анодно-сеточной характеристики $P_{\sim}S$.

Вероятность различимости по этим параметрам (рис. 2):
по емкости $C_{ак}$

$$P_{I, II}(C_{ак}) = 0,75 \text{ при } C_{ак} = 0,0059 \text{ нф},$$

$$P_{II, III}(C_{ак}) = 0,93 \text{ при } C_{ак} = 0,0063 \text{ нф},$$

$$P_{I, III}(C_{ак}) = 0,96 \text{ при } C_{ак} = 0,0061 \text{ нф};$$

и по произведению $P \sim S$

$$P_{I, II}(P \sim S) = 0,65 \text{ при } P \sim S = 2100,$$

$$P_{II, III}(P \sim S) = 0,72 \text{ при } P \sim S = 2670,$$

$$P_{I, III}(P \sim S) = 0,90 \text{ при } P \sim S = 2350.$$

Приведенные результаты показывают, что вероятность различимости ламп по емкости $C_{ак}$ и произведению $P \sim S$ для неудовлетворительного и хорошего качества весьма существенная. Следовательно, указанные параметры можно использовать для прогнозирования уровня полезной мощности при испытании на долговечность.

Дополнительно была проведена проверка наличия статистической связи между уровнем полезной колебательной мощности после испытания и параметрами, измеренными до испытаний. Наибольший коэффициент корреляции получен для этих же параметров: между $P \sim$ и $C_{ак}$ коэффициент корреляции равен 0,78; между $P \sim$ и $P \sim S$ коэффициент корреляции равен 0,84.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Контроль качества электронных приборов по трем—четырем уровням является более совершенным способом оценки качества по сравнению с контролем по двум уровням.

С целью эффективного контроля качества электронных приборов целесообразно выбирать только те параметры, которые содержат информацию об основных происходящих в них процессах старения.

Предлагаемый способ определения информативности параметров с помощью интегральных кривых распределения прост, нагляден и может быть использован для любых изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов В. С., Морозова В. А. и др. Прогнозирование индивидуального срока службы электровакуумных приборов с помощью метода обобщенных параметров. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 9.
2. Поповкин В. Е. Кибернетический подход к решению задач индивидуального прогнозирования надежности электронных приборов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 6.
3. Контроль—гарантия качества. Изд. Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, М., 1969.
4. Герцбах И. Б., Кордонский Х. Б. Модели отказов. «Советское радио», М., 1966.
5. Люблинский Р. Н. Об эффективности прогнозирования параметра. Известия ЛЭТИ, 1969, вып. 68.

Поступила в редакцию 19 марта 1970 г.,
после переработки — 6 мая 1971 г.

ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.385.002.72

В. Н. Сазонов**АНАЛИЗ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ
ПРИ ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ
КАК МЕТОД КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ**

Метод электронной десорбции использован для контроля качества очистки поверхности металлов после различных видов обработки.

Показано, что этот метод может быть применен для контроля сорбционных процессов на всех этапах изготовления ЭВП.

В работающих ЭВП в условиях сравнительно невысоких температур и, следовательно, малой скорости протекания диффузионных процессов, поток газов из деталей прибора определяется состоянием их поверхности. На приповерхностный слой в первую очередь воздействуют технологические обработки (предварительная очистка, операции, составляющие режим откачки прибора, сорбционно-десорбционные процессы на деталях приборов во время тренировки и срока службы). Контроль изменений, вносимых этими обработками в состояние поверхности деталей, — актуальная задача, для решения которой следует отдать предпочтение [1] методу, включающему анализ газовыделения деталей при нагреве и электронной бомбардировке. По концентрации примесей, а следовательно, и по физико-химическим свойствам приповерхностный слой металлов значительно отличается от объемного. Так в работе [2] показано, что с увеличением глубины приповерхностного слоя ленты сплава Pt—Ba на 2 мкм концентрация O_2 и C падает в 10^2 — 10^3 раз. Поэтому исследование газовыделения приповерхностных слоев деталей нам представляется особенно интересным и важным. Для проведения их метод электронной десорбции имеет два существенных преимущества:

— электронный поток активизирует процессы разложения пленок, образовавшихся в результате сорбции газов и окисных пленок на поверхности образца;

— подбором мощности облучающего электронного потока можно создать условия, при которых в диффузии примесей, определяющих газовыделение образца будет участвовать приповерхностный слой металла.

Метод электронной десорбции был применен для анализа качества очистки образцов в работах [3, 4]. В работе [3] была высказана идея применения метода электронной десорбции для решения практических

задач технологии изготовления электровакуумных приборов. Однако в зарубежной и отечественной литературе и практике эта идея не получила развития.

В настоящей работе показано, что метод электронной десорбции может быть применен для контроля сорбционных процессов на всех этапах изготовления ЭВП. Проведена работа по отысканию оптимальных условий такого анализа.

Исследование проводилось на установке, использованной в [5]. Анализ газовыделения осуществлялся на образцах меди МБ, молибдена МЧ и молибдена, покрытого пленкой рения толщиной 6—7 мкм, после различных обработок.

Наши исследования и данные работ [3, 4] показали, что скорость газовыделения и количество газов, выделившихся при электронной бомбардировке зависят от качества предварительной очистки образца. Однако существующее представление о механизме электронной десорбции не позволяет судить о характере изменений в состоянии поверхности, вносимых обработками.

Проведенные исследования по отысканию оптимальных условий такого анализа показали, что чувствительность метода не зависит существенно от плотности бомбардирующего электронного тока и падает с увеличением энергии электронов. На рис. 1 представлены кривые изменения во времени скорости выделения CO из медных образцов, прошедших: а) обезжиривание; б) обезжиривание, травление отжиг в водороде, для двух значений энергий бомбардирующих электронов (50 и 300 эв).

Из рисунка видно, что значенные относительного изменения скорости газовыделения и количества выделившихся газов при изменении предварительной очистки образца выше для случая анализа газовыделения при энергии бомбардирующих электронов 50 эв. Для выделяющихся H_2 и CO_2 характер описываемой зависимости такой же.

Если для контроля качества предварительной очистки известно несколько физических и химических методов [1], то для решения подобных задач в условиях откачиваемого или отпаянного прибора метод электронной десорбции единственный практически применимый.

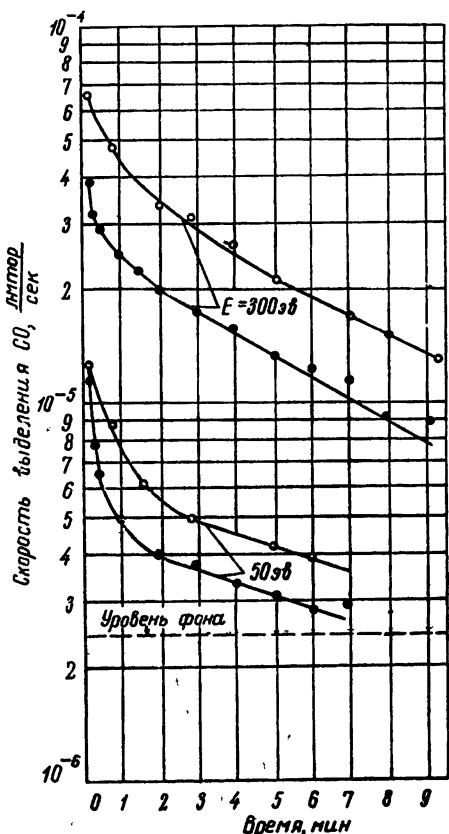


Рис. 1. Зависимость скорости выделения CO из медного образца для двух режимов очистки:

○ ○ ○ — обезжиривание, ● ● ● — обезжиривание, травление, отжиг в водороде.

В работе было проведено исследование газовыделения образцов молибдена марки МЧ после трех различных режимов откачки экспериментального прибора. Режим откачки характеризовался двумя параметрами: временем пребывания прибора в откачанном состоянии, временем прогрева его под печью (табл. 1). Результаты анализа приведены в табл. 2.

Расчет количества выделившихся газов проводился графическим интегрированием площади, ограниченной кривой скорости газовыделения от времени. Продолжительность анализа образцов при каждом значении энергии электронов E составляла 25 мин. При общей площади образца 1 см^2 площадь бомбардируемого участка составляла $0,05 \text{ см}^2$; плотность тока луча 30 ма/см^2 . Исследование прово-

Таблица 2

Значения E , эв	Выделяющиеся газы	Количество выделившихся газов, $\text{л} \cdot \text{м тор} \cdot 10^3$			
		молибден МЧ			молибден, покрытый пленкой рения
		режим 1	режим 2	режим 3	режим 1
50	H_2	25,4	19,5	3,1	2,7
	СО	4	2,7	2,7	4,5
	CO_2	1,4	1,0	0,7	1,8
	Общее количество	30,8	23,2	5,5	9,0
300	H_2	62,0	30	6,1	7,1
	СО	26,2	20,6	9,5	11,5
	CO_2	4,5	3,0	0,9	6,1
	Общее количество	92,7	53,6	16,5	24,7
600	H_2	42	40	6	34
	СО	8,9	8,4	8	8
	CO_2	1,2	0,8	0,6	1,7
	Общее количество	52,1	49,2	14,6	43,7

Таблица 1

Режим откачки	Характеристики режимов откачки	
	полное время пребывания эксперимент. прибора в вакууме при давлении 10^{-4} тор , ч	время прогрева эксперимент. прибора при $T = 250^\circ \text{C}$, ч
1	5	1,5
2	19	1,5
3	19	3

дилось на трех образцах для каждого режима откачки экспериментального прибора. Разброс результатов составлял 20—30%. Анализ газовыделения каждого образца проводился последовательно при энергиях электронов 50, 300 и 600 эв.

Из приведенных результатов видно, что изменение времени нахождения образца в вакууме и времени прогрева экспериментального прибора при 250°C существенно изменяет количество выделившихся H_2 , СО, CO_2 при энергии электронов 50 и 300 эв. При энергии электронов 600 эв эта зависимость выражена слабее, что связано, видимо, с преобладанием объемных газов в регистрируемом газовыделении. Увеличение времени прогрева прибора в два раза привело к уменьшению общего газовыделения образца в 4—5 раз, а количества H_2 почти на порядок. Для молибдена, покрытого пленкой рения, уровень газовыделения приближался к величинам, соответствующим газовыделению образцов молибдена без покрытия, подвергнутых обработке во время откачки прибора по наиболее длительному циклу (см. табл. 1).

ПРИМЕЧАНИЕ. Приведены усредненные результаты по данным анализа трех образцов.

Методом электронной десорбции было проведено также исследование эффективности сорбции газов поверхностью медных образцов в процессе нахождения в вакууме и на воздухе. Анализ газовыделения образцов проводился после обезжиривания, травления, отжига в водороде; обезгаживания электронным лучом, пребывания на воздухе в течение 16 ч; обезгаживания электронным лучом ($E=1000$ эв, $j=50$ а/см², $t=2$ ч), пребывания в вакууме при $p=10^{-6} \div 10^{-4}$ тор в течение 16 ч.

На рис. 2 представлены кривые изменения скорости выделения CO , H_2 из медных образцов во времени при различных энергиях электронов. Плотность тока электронного луча составляла 30 ма/см². Экспериментальные результаты свидетельствуют, что при работе с технически чистыми поверх-

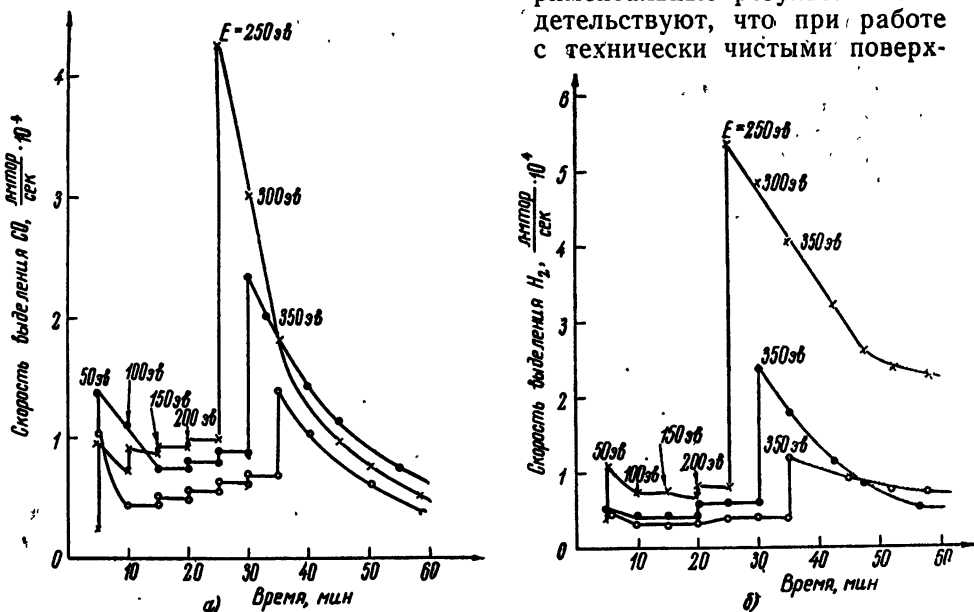


Рис. 2. Зависимость скорости выделения CO (а) и H_2 (б) из медных образцов от времени при различных энергиях электронов E для трех режимов обработки:

××× — обезжиривание, травление, отжиг в водороде, ●●● — обезгаживание электронным лучом, пребывание на воздухе в течение 16 ч, ○○○ — обезгаживание электронным лучом, пребывание в вакууме при $p=10^{-6} \div 10^{-4}$ тор в течение 16 ч.

ностями метод электронной десорбции чувствителен к сорбционным процессам, происходящим на поверхности деталей. Расчет количества выделяющихся газов позволит изучать эффективность процессов на поверхности деталей при хранении их в вакууме и различных средах.

Итак, в результате проведенной работы установлено, что

— исследование газовыделения металлов при электронной бомбардировке позволяет определить оптимальные условия обработки деталей ЭВП с точки зрения их вакуумных свойств;

— режим электронной бомбардировки образца в процессе анализа газовыделения должен определяться видом обработок, которым подвергался образец;

— покрытие деталей ЭВП защитными металлами (пленкой рения) дает возможность сократить время их обезгаживания в условиях откачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черепнин Н. В. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технологии. М., «Советское радио», 1967, стр. 109.
2. Груздев В. Ф., Катюргин Е. А., Воронченков А. А. Послойный масс-спектральный анализ образцов из ленты Pt—Ва. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 10, стр. 8.
3. Masiewicz B. Pomiar wydzielania garow z anod podczas bombardowania elektronowego. Proce przemysłowego instytut elektroniki, 1964, nr. 3/4, s. 197.
4. Шишкина Л. В. Определение газовыделения никеля и стали после различных способов очистки. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 8, стр. 151—158.
5. Сазонов В. Н. Влияние энергии бомбардирующих электронов на скорость газовыделения металла. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 6, стр. 106—110.

Поступила в редакцию 8 апреля 1971 г.

УДК 621.385.002.72

Л. Г. Молчанова, Л. В. Лопато

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАЛОГАБАРИТНОГО ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО НАСОСА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ ТЕЧЕЙ В ОТПАЙНЫХ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРАХ

Экспериментально показано, что места течи в отпаянных ЭВП можно обнаружить с помощью встроенного электроразрядного насоса путем обдува оболочки прибора струей инертного газа. Наилучшим газом считается аргон. Описанный метод дает возможность быстро и достаточно точно установить места течи.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория обнаружения течей по изменению разрядного тока электроразрядного насоса при обдуве течи струей пробного газа описана в работах [1—3]. Вопросы практического применения этого метода течеискания рассмотрены в работе [4].

В работах [5—7] рассматривается возможность обнаружения натекания в отпаянных приборах с применением электроразрядных насосов, но в них не используется одно из основных свойств электроразрядных насосов — более низкие скорости откачки инертных газов по сравнению с воздухом и активными газами. Так, в работе [5] натекание отпаянных приборов обнаруживается путем их опрессовки в азоте, а в работах [6, 7] о натекании судят по изменению разрядного тока насоса в момент включения после выдержки прибора на воздухе. Для обнаружения мест натекания, как правило [5—7], используются специальные сложные приспособления.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию возможности обнаружения натекания с определением места течи в отпаянной ЛБВ с встроенным электроразрядным насосом путем обдува оболочки прибора струей инертного газа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Относительное изменение разрядного тока электроразрядного насоса при прохождении через течь пробного газа определяется формулой [2]:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\left(\frac{I}{p}\right)_2}{\left(\frac{I}{p}\right)_1} \frac{S_1 q_2}{S_2 q_2} - 1, \quad (1)$$

где I — разрядный ток электроразрядного насоса до воздействия на течь пробным газом, а,

$\left(\frac{I}{p}\right)_1$ — коэффициент, учитывающий чувствительность электроразрядного насоса по воздуху,

$\left(\frac{I}{p}\right)_2$ — коэффициент, учитывающий чувствительность электроразрядного насоса по пробному газу,

S_1 — скорость откачки воздуха электроразрядным насосом, л/сек,

S_2 — скорость откачки пробного газа электроразрядным насосом, л/сек,

q_1 — скорость натекания воздуха через течь, л·мм рт. ст./сек,

q_2 — скорость натекания пробного газа через течь, л·мм рт. ст./сек.

Отработка методики течеискания проводилась на экспериментальном макете. Макет представляет собой металлокерамическую ЛБВ объемом 0,15 л, которая соединена с ионизационным манометром типа ЛМ-2, малогабаритным электроразрядным насосом, конструкция и принцип действия которого описаны в работе [8], и натекателем с регулируемой течью. Прогреваемый натекатель состоит из коварового корпуса и запрессованного в него молибденового стержня. При нагревании за счет разности коэффициентов термического расширения между корпусом и стержнем натекателя образуется зазор, величину которого можно регулировать изменением температуры. Для нагревания натекателя использовалась спираль из нихромовой проволоки, навитая на керамическую трубку, которая надевалась на корпус натекателя.

Градуировка электроразрядного насоса по воздуху и аргону проводилась с помощью ионизационного манометра типа ЛМ-2 методом постоянного потока в диапазоне давлений 10^{-7} — 10^{-4} мм рт. ст. На рис. 1 изображена блок-схема установки для градуировки электроразрядного насоса. Перед напуском воздуха или аргона макет откачивался электроразрядным насосом до давления 10^{-7} мм рт. ст. с одновременной откачкой форвакуумным насосом трубопровода перед камерой с газом. При давлении в трубопроводе 10^{-2} мм рт. ст. закрывали вентиль 1 (рис. 1) и открывали вентиль 2 для подачи газа.

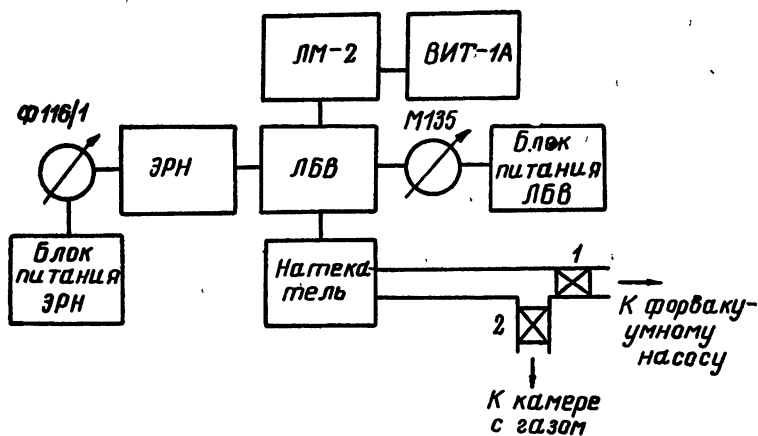


Рис. 1. Блок-схема установки для градуировки электроразрядного насоса.

Градуировочные зависимости тока электроразрядного насоса от давления воздуха и аргона представлены на рис. 2.

Для индикации течи в макете применялся обдув ее пробным газом (аргоном, гелием), вызывающим изменение разрядного тока электроразрядного насоса; изменение разрядного тока насоса регистрировалось самопишущим милливольтметром ИЗ9. Обдув течи проводили тонкой струей пробного газа, сформированной с помощью стеклянной трубки диаметром 0,6—0,8 мм.

Давление пробного газа и положение трубки относительно места течи при проведении эксперимента с гелием и аргоном были одинаковы.

Зависимости разрядного тока насоса от времени при воздействии в течение 20 сек на течь величиной 10^{-4} л·мкм рт. ст./сек аргоном и гелием при давлении в макете до воздействия пробным газом соответственно $1,1 \cdot 10^{-5}$ и $6 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что при обдуве течи аргоном рост разрядного тока наблюдается длительное время даже после прекращения подачи аргона в течь. При обдуве течи гелием рост разрядного тока довольно быстро прекращается после того, как доступ гелия в течь закрыт. Величина изменения разрядного тока насоса при обдуве течи величиной 10^{-4} л·мкм рт. ст./сек аргоном в 20 раз больше, чем при обдуве этой же течи в течение такого же времени (20 сек) гелием.

Аналогичная зависимость для течи величиной $5 \cdot 10^{-6}$ л·мкм рт. ст./сек при использовании в качестве пробного газа аргона приведена на рис. 4. При обдуве этой же течи гелием на ленте самопишущего милливольтметра не было зарегистрировано изменения разрядного тока насоса. Давление в приборе до воздействия пробным газом составляло $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Для течи величиной 10^{-4} л·мкм рт. ст./сек выяснялось влияние времени воздействия газа на течь на величину из-

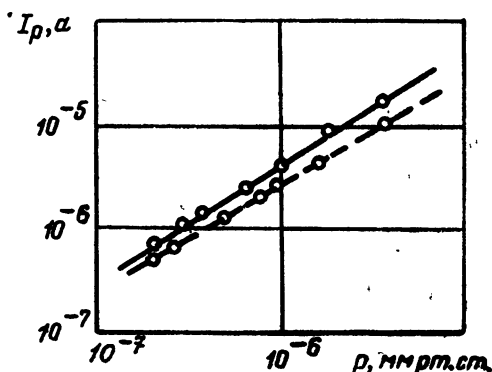


Рис. 2. Градуировочные зависимости тока электроразрядного насоса от давления для аргона (сплошная кривая) и воздуха (пунктир).

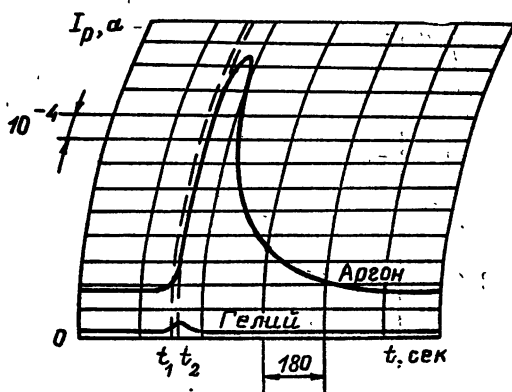


Рис. 3. Зависимости разрядного тока насоса от времени при воздействии на течь величиной 10^{-4} л·мкм рт. ст./сек пробным газом: t_1 — пробный газ поступает в течь, t_2 — доступ пробному газу закрыт.

менения разрядного тока насоса. Величина изменения разрядного тока насоса определялась по разности токов после воздействия на течь пробным газом и до воздействия.

Зависимости изменения разрядного тока насоса от времени воздействия на течь аргоном и гелием приведены на рис. 5. Из этого рисунка

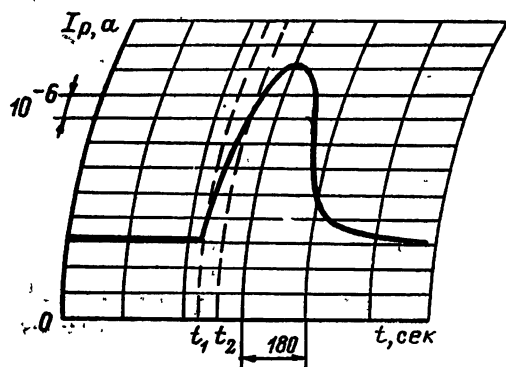


Рис. 4. Зависимость разрядного тока насоса от времени при обдуве течи величиной $5 \cdot 10^{-6}$ л · мкм рт. ст./сек аргоном.

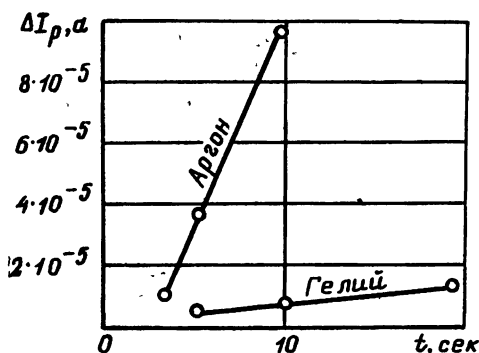


Рис. 5. Зависимость изменения разрядного тока насоса от времени воздействия пробным газом.

видно, что увеличение времени воздействия гелием на течь мало влияет на величину изменения разрядного тока насоса в отличие от случая воздействия аргоном. Это можно объяснить тем, что аргон откачивается электроразрядным насосом со скоростью, приблизительно в 8 раз меньшей, чем гелий, и лучше ионизируется (I/p для аргона — 1,45, для гелия — 0,18). Результаты, приведенные на рис. 5, хорошо согласуются с теорией [1—3].

Метод обнаружения течей по изменению разрядного тока электроразрядного насоса был опробован в реальных условиях для обнаружения места течи в отпаянной ЛБВ средней мощности с объемом 200 мл.

По величине разрядного тока электроразрядного насоса в момент включения и градуировочной зависимости разрядного тока насоса от давления (рис. 2) было определено давление в испытуемой ЛБВ; после выдержки ЛБВ на воздухе в течение суток вновь было определено давление. Скорость натекания прибора по воздуху была подсчитана по формуле:

$$Q = \frac{\Delta p V}{t}, \quad (2)$$

где Q — скорость натекания, л · мкм рт. ст./сек,

Δp — изменение давления, мкм рт. ст.,

V — объем прибора, л,

t — время выдержки, сек,

и составляла 10^{-5} л · мкм рт. ст./сек. При откачке прибора встроенным электроразрядным насосом путем обдува аргоном была обнаружена

течь по изменению тока электроразрядного насоса. На рис. 6 приведена кривая изменения разрядного тока насоса, зарегистрированная сампишущим милливольтметром.

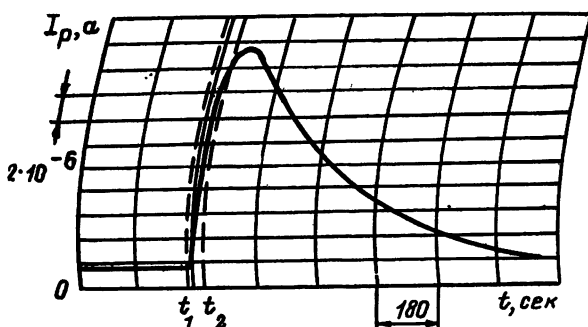


Рис. 6. Иллюстрация обнаружения течи величиной 10^{-5} л · мкм рт. ст./сек в отпаянной ЛБВ. Пробный газ — аргон.

Достоверность результатов, приведенных на рис. 6, была подтверждена многократным повторением поиска места течи с воспроизведением изменения разрядного тока насоса при использовании аргона в качестве пробного газа.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально подтверждена возможность обнаружения места течи в отпаянной ЛБВ со встроенным электроразрядным насосом путем обдува оболочки струей инертного газа. Наилучшим пробным газом для обнаружения течи можно считать аргон. Он позволяет наблюдать изменение разрядного тока насоса при наличии течи в течение продолжительного времени после прекращения подачи аргона, что облегчает индизирование течи.

Описанный метод позволяет быстро обнаруживать натекание с достаточно точным установлением места течи в отпаянных приборах. Так, течи величиной порядка 10^{-4} — 10^{-5} л · мкм рт. ст. /сек обнаруживаются за несколько секунд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kienel G. Lecksuche an Hochvakuum und Ultravacuum-Anlagen. *Vakuum-Technik* 13. Jahrgang, Ht. 2, März 1964, S. 47—53.
2. Ackluy J. W., Barrington A. S. Leak detection using sputten—ionpumps. 1962, Transactions of the Ninth National Vacuum Symposium, p. 380.
3. Young J. R. Use of an jon pump as a leak detector. *Rev. Sci. Instr.*, 1961, vol. 32, p. 85.
4. Stolz W. A. Microwave tube processing using ion-getter pumps. *Vacuum*, 1963, No 13, p. 223.
5. Щелкунов Г. П., Зусмановский С. А., Кармазин В. Г. Способы обнаружения медленных натеканий с применением избыточного давления. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 3, стр. 157—161.

6. Закиров Ф. Т., Ильин В. Н. Некоторые вопросы течения в производстве электровакуумных приборов СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 7, стр. 110—115.

7. Закиров Ф. Т., Ильин В. Н. Анализ источников натекания в отпаянных электровакуумных приборах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 7, стр. 85—90.

8. Скакун А. И., Маханов В. И. Встроенный магнитоэлектрический насос для мощных ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 136—145.

Поступила в редакцию 2 марта 1971 г.

ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 621.317.765.8 : 621.373.432

Б. Н. Швецов, В. Е. Швецова, Ф. С. Паршин

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ШУМА
В МОДУЛИРОВАННОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ**

В результате экспериментального исследования газоразрядных генераторов шума типов ГШ-1, ГШ-2, ГШ-3, ГШ-10, ГШ-11 в модулированном режиме работы (частота модуляции 80 гц) определены поправочные коэффициенты величины спектральной плотности мощности шумов при переходе от непрерывного режима работы к модулированному.

Даны рекомендации по применению указанных типов ГШ в модулированном режиме.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для автоматизации измерений коэффициента шума СВЧ усилителей требуется модуляция шумовых генераторов, которые используются в качестве источников шумового сигнала с известным уровнем излучения. Наиболее распространенными источниками шумового сигнала в СВЧ диапазоне являются газоразрядные генераторы с высокой стабильностью и равномерной мощностью шумового радиоизлучения по диапазону и высокой сходимостью по электронной температуре. Однако при использовании газоразрядных генераторов в модулированном режиме было обнаружено, что спектральная плотность мощности шумов (СПМШ) в них не устанавливается мгновенно, а наблюдается некоторый переходный процесс, который обуславливает приращение значения СПМШ в модулированном режиме работы $\Delta N_{\text{мод}}$ по сравнению с непрерывным режимом.

Характер изменения мощности шумов ГШ от момента поджига изображен на рис. 1. Изменение СПМШ в течение длительности импульса $\tau_{\text{имп}}$ вызывает изменение интегрального значения мощности ГШ на выходе измерительного приемника; причем это изменение зависит еще от особенностей приемника: если усилитель частоты модуляции ГШ в измерительном приемнике широкополосный и без заметных искажений воспроизводит импульс $N(\tau)$, то выражение для приращения СПМШ $\Delta N'$ над значением ее в установившемся режиме $N_{\text{непр}}$ имеет вид:

$$\Delta N' = \frac{1}{\tau_{\text{имп}}} \int_0^{\tau_{\text{имп}}} [N(\tau) - N_{\text{непр}}] d\tau. \quad (1)$$

При наличии в усилителе частоты модуляции избирательного фильтра (типа резонансного) напряжение на выходе фазового детектора измерительного приемника пропорционально амплитуде первого члена разложения в ряд Фурье функции $N(\tau)$ по синусам (косинусоидальные члены разложения дают на выходе фазового детектора нулевое значение средней составляющей). Приращение СПМШ в этом случае выражается величиной:

$$\Delta N'' = \frac{2}{T} \int_0^T [N(\tau) - N_{\text{непр}}] \sin \omega t dt, \quad (2)$$

где $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота модуляции,
 T — период модуляции.

Таким образом, определение приращения мощности шумов ΔN на выходе измерительного устройства сводится во всех случаях к определению функции распределения СПМШ в импульсе $N(\tau)$ от момента поджига ГШ ($\tau = 0$) до времени, равного длительности импульса ($\tau = \tau_{\text{имп}}$). Если известно $N(\tau)$, то по формуле (1) или (2) можно определить величины приращения

Рис. 1. Характер изменения СПМШ газоразрядного генератора шума в течение импульса модуляции:

$\tau_{\text{имп}}$ — длительность импульса модуляции ГШ, $N_{\text{непр}}$ — величина СПМШ в непрерывном режиме, $\Delta N'$ и $\Delta N''$ — средние приращения СПМШ в течение импульса модуляции, $N_{\text{мод}}$ — величина СПМШ в модулированном режиме; пунктир — среднее приращение СПМШ за время длительности импульса (результат обработки).

щения мощности шумов ГШ в модулированном режиме по отношению к непрерывному режиму работы. Как показали исследования, функция $N(\tau)$ для всех типов газоразрядных ламп имеет вид (см. рис. 1), при котором значения поправок, вычисленные по формулам (1) и (2), различаются на пренебрежимо малую величину, т.е. $\Delta N' \approx \Delta N'' = \Delta N$. Поэтому обработка результатов измерений проводилась в соответствии с формулой (1).

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ И АППАРАТУРА

При снятии кривой распределения $N(\tau)$ использовался метод стробирования, аналогичный описанному в работе [1]. Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 2. Установка для исследования газоразрядных генераторов шума в модулированном режиме создана на базе измерительного приемника ИП-3 [2]. Для стробирования и задержки импульса тока ГШ разработана специальная приставка. Для обеспечения возможности измерения СПМШ в непрерывном режиме, а также для увеличения разрешающей способности установки применен разностный метод измерения, когда измеряется не сама величина

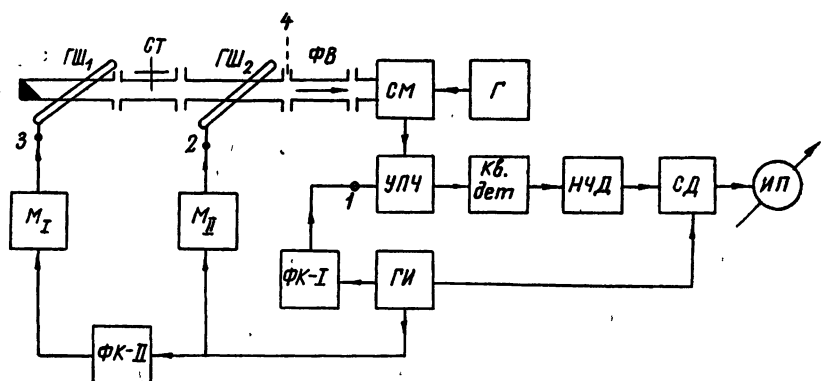


Рис. 2 Блок-схема измерительной установки:

ГШ₁ — исследуемый генератор шума, ГШ₂ — промежуточный генератор шума, ФВ — ферритовый вентиль, СТ — согласующий трансформатор, СМ — смеситель, Г — гетеродин, УПЧ — усилитель промежуточной частоты, Кв. дет. — квадратичный детектор, ИП — индикатор, ФК-I и ФК-II — формирующие каскады, M_I и M_{II} — модуляторы, ГИ — генератор импульсов; 1, 2, 3, 4 — сечения.

$N(\tau)$, а разность $\Delta N(\tau) = N_{\text{пр}} - N(\tau)$, где $N_{\text{пр}}$ — СПМШ специально введенного в схему промежуточного генератора шума ГШ₂ (см. рис. 2). На рис. 3 приведены эпюры управляющих импульсов и напряжений сигналов, поясняющие принцип работы измерительной установки.

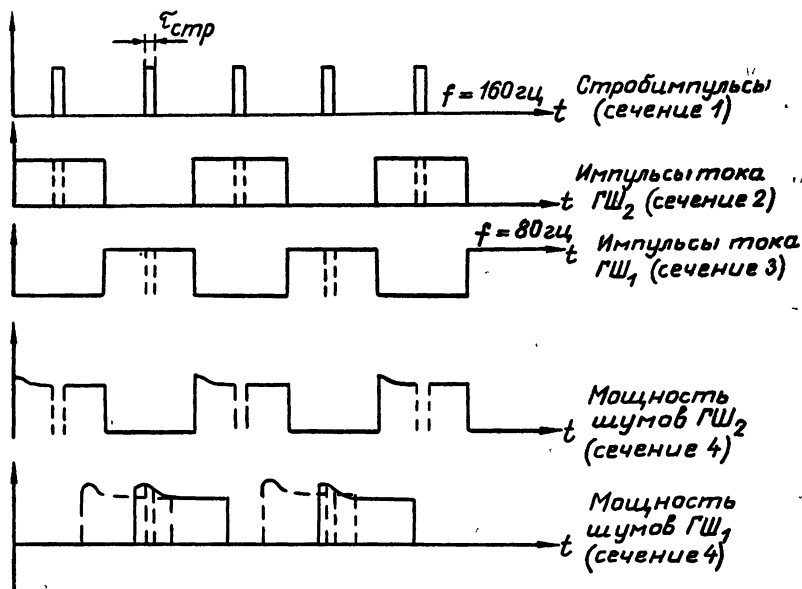


Рис. 3. Эпюры управляющих импульсов и проходящих сигналов.

Стробящие импульсы с частотой следования 160 гц, идущие с формирующего каскада ФК-I, поступают на УПЧ измерительного приемника, открывая его в определенный момент на короткий промежуток времени, равный длительности стробирующего импульса $\tau_{\text{стр}}$. Начало

стробирующих импульсов сдвигается так, чтобы они располагались в середине импульсов тока промежуточного генератора шума ГШ₂ (см. рис. 2, сечение 4), что обеспечивает постоянство мощности шумов, поступающих от ГШ₂. Импульс тока исследуемого генератора ГШ₁ с помощью формирующего каскада ФК-II смещается по отношению к стробирующему импульсу (см. рис. 3, сечение 4). Таким перемещением импульса тока ГШ₁ относительно стробимпульса и измерением в каждый момент разности $N_{пр} - N(\tau)$ снимается картина распределения СПМШ в импульсе $N(\tau)$. При переводе генератора ГШ₁ в непрерывный режим измеряется величина $N_{пр} - N_{непр}$, определяющая уровень СПМШ в непрерывном режиме (при горячем затухании ГШ₂ более 25 дБ просачиванием сигнала ГШ₁ во время работы ГШ₂ можно пренебречь).

По приращению ΔN и величине СПМШ в непрерывном режиме $N_{непр}$ определяются величина СПМШ в модулированном режиме $N_{мод} = N_{непр} + \Delta N$ и поправочный коэффициент:

$$K = \frac{N_{мод}}{N_{непр}} = 1 + \frac{\Delta N}{N_{непр}},$$

где ΔN — приращение, вычисленное по формуле (1). Практически вычисление интеграла (1) сводилось к измерению площади, ограниченной нормированной кривой $N(\tau)$ и уровнем $N_{непр}$ в пределах от $\tau=0$ до $\tau=\tau_{имп}$ с помощью планиметра. Измерения проводились многократно с последующей статистической обработкой. Предельная погрешность определения поправочного коэффициента не превышает 0,1 дБ. Кроме того, измерения приращения в модулированном режиме проводились на установке для сличения газоразрядных генераторов шума в модулированном и непрерывном режимах, разработанной по теме «Марс» инженером Раковым В. И., погрешность которой также оценивается величиной примерно 0,1 дБ. Расхождение результатов, полученных двумя методами, не превышает $\pm 0,035$ дБ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования проводились на газоразрядных лампах типов ГШ-1, ГШ-2, ГШ-3, ГШ-10, ГШ-11 (по 10—20 шт. каждого типа) при длительности импульса тока ГШ порядка 6 мсек, что соответствует частоте модуляции 80 гц. Результаты исследования показали, что почти все типы ГШ после импульса поджига имеют всплеск СПМШ, а затем следует затухающий процесс установления стационарного режима. Наиболее ярко этот переходный процесс выражен у ламп типа ГШ-3 (рис. 4): длительность его 2—2,5 мсек, величина всплеска СПМШ в начале импульса до 15—20% (от уровня непрерывного режима). У этого типа ламп обнаружена значительная разница в уровнях СПМШ в модулированном и непрерывном режимах работы (в среднем около 6%). Кроме того, наблюдается большой разброс Δ (порядка 0,13 дБ) между величинами поправочного коэффициента для разных экземпляров ламп, что затрудняет введение общего поправочного коэффициента. У ламп типа ГШ-10 переходный процесс длится 2—2,5 мсек (рис. 5,б), и величина всплеска достигает 10%. Среднее значение по-

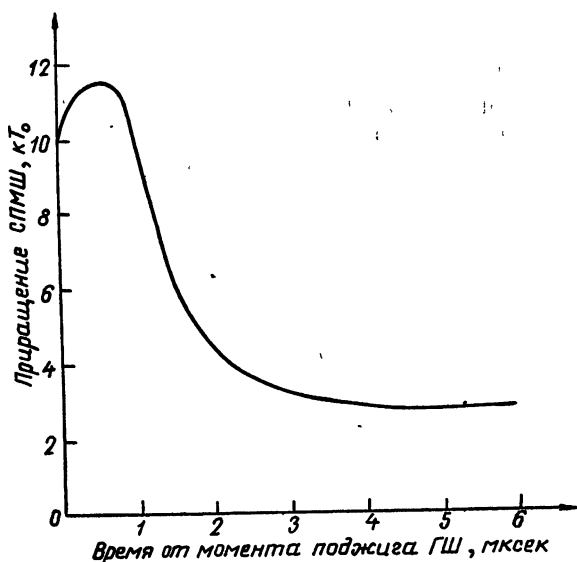


Рис. 4. Приращение СПМШ в импульсе $\Delta N(\tau)$ над уровнем непрерывного режима для ламп типа ГШ-3.

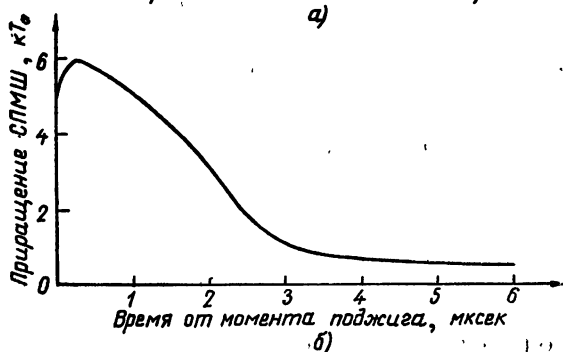
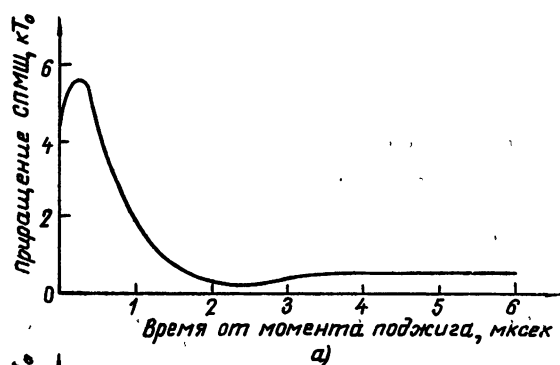
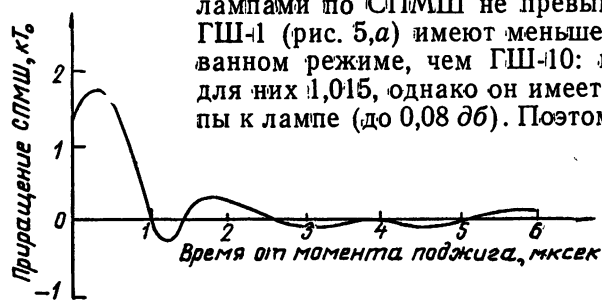


Рис. 5. Приращение СПМШ в импульсе $\Delta N(\tau)$ над уровнем непрерывного режима для ламп типов ГШ-1 (а) и ГШ-10 (б).

правочного коэффициента от непрерывного режима к модулированному составляет 1,038. У этих ламп хорошая сходимость: разброс между лампами по СПМШ не превышает 0,04 дБ. Лампы типа ГШ-1 (рис. 5,а) имеют меньшее приращение в модулированном режиме, чем ГШ-10: поправочный коэффициент для них 1,015, однако он имеет заметный разброс от лампы к лампе (до 0,08 дБ). Поэтому при дальнейшем использовании этих ламп следует определять поправочный коэффициент для каждой лампы индивидуально. Для ламп ГШ-2 (рис. 6,а) в волноводном генераторе длительность переходного процесса не превышает 1 мсек, а величина всплеска 6%. В рассматриваемых условиях модуляции это приводит к пренебрежимо малой величине приращения, и поправочный коэффициент для ламп ГШ-2 принимается равным единице. У ламп ГШ-11 переходного процесса не наблюдается и



а)



б)

Рис. 6. Приращение СПМШ в импульсе $\Delta N(\tau)$ над уровнем непрерывного режима для ламп типов ГШ-2 (а) и ГШ-11 (б).

СПМШ в модулированном режиме равна величине СПМШ в непрерывном режиме (рис. 6,б).

Результаты измерений сведены в таблицу.

Т а б л и ц а

Средние значения поправочного коэффициента K и его разброса Δ для разных типов ламп

Тип лампы	ГШ-1	ГШ-2	ГШ-3	ГШ-10	ГШ-11
K	1,015	1,004	1,061	1,038	1,000
Δ	+ 0,082	+ 0,030	+ 0,126	+ 0,030	—
	— 0,052	— 0,018	— 0,019	— 0,035	—

4. ВЫВОДЫ

1. При использовании газоразрядных генераторов шума и при повышении точности измерений коэффициента шума усилительных или приемных устройств необходимо учитывать поправочный коэффициент для величины СПМШ при переходе от непрерывного к модулированному режиму работы.

2. Лампы типов ГШ-2, ГШ-10, ГШ-11 имеют малый разброс поправочных коэффициентов, поэтому для них может быть дано среднее значение его для каждого типа ламп в целом.

3. Для лампы типа ГШ-1 не может быть дано среднего значения поправочного коэффициента. На каждый генератор должен даваться поправочный коэффициент индивидуально.

4. Лампы типа ГШ-3 имеют большую величину поправочного коэффициента и большой разброс его от лампы к лампе. Поэтому генераторы на лампах ГШ-3 не следует рекомендовать к применению.

ЛИТЕРАТУРА

1. K u h n N. J., N e g r e t e M. R. Gas discharge noise sources in pulsed operation. IRE International Convention Records, 1961, Pt. 3, pp. 166—173.

2. Швецов Б. Н., Аблязов В. С. Автоматическое устройство радиометрического типа для измерения коэффициента шума усилителей и приемников СВЧ диапазона волн при их настройке. Авторское свидетельство № 133930, «Бюллетень изобретений», № 23, 1960.

3. Черепанов В. П., Коневских В. М., Львов В. Н. Газоразрядные источники шумов. М., «Советское радио», 1968.

4. Аблязов В. С., Швецов Б. Н. Автоматический измеритель коэффициента шума приемных СВЧ устройств. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1961, вып. 12, стр. 53—66.

Поступила в редакцию 23 марта 1971 г.

ФИЗИКА ЯВЛЕНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.385.624

В. И. Канавец, А. Н. Сандалов**ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ ГРУППИРОВАТЕЛЕЙ
С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ НА ЧАСТОТЕ ВТОРОЙ
ГАРМОНИКИ СИГНАЛА ПРИ УЧЕТЕ ЭФФЕКТА РАССЛОЕНИЯ**

Модуляция пучка второй гармоникой приводит к увеличению показателей качества, если длины областей дрейфа меньше оптимальных значений, определяемых одночастотной теорией. При оптимальных параметрах группирователя максимальные значения амплитуды первой гармоникой тока и показателя качества различных слоев становятся примерно равными при одной и той же длине пространства дрейфа, т.е. происходит компенсация расслоения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты расслоения пучка, вызванные убыванием высокочастотных полей зазоров резонаторов от периферии пучка к центру и перекрестным воздействием отдельных слоев, ухудшают группировку электронов в клистроне. Расслоение можно уменьшить, если применить дополнительное воздействие на пучок полем резонатора, возбуждаемого на частоте второй гармоникой входного сигнала. Исследование группировки электронов в области дрейфа за двумя близко расположенными резонаторами с полями на частотах ω и 2ω позволило выяснить физику процесса. Уменьшение расслоения связано с преимущественным воздействием поля дополнительного резонатора на внешние слои и увеличением координаты максимумов амплитуд первой гармоникой тока этих слоев при возрастании поля [1].

Увеличение длины участка группирования при возрастании напряжения на частоте 2ω является необходимым условием компенсации расслоения. Выполнение этого условия, а также нахождение режимов, характеризующихся максимальным значением показателя качества группировки, может быть проведено в одномерном приближении. Соответствующие расчеты группирователей показали, что расстояние между ближайшими основными резонаторами следует выбирать примерно равным половине оптимального расстояния, определяемого результатами одномерного рассмотрения для системы резонаторов, возбуждаемых только на частоте сигнала [2]. В этом случае показатель качества группирования достигает максимального значения и возможна компенсация

расслоения. Был сделан вывод о желательности помещения дополнительного резонатора в центр областей дрейфа. Наибольший эффект получается при помещении его в центр предпоследней области.

Ниже проводится проверка выводов одномерного рассмотрения. Используется многослойная модель электронного пучка.

2. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ

Рассматривается аксиально-симметричный электронный пучок. Считается, что электроны могут перемещаться только в направлении оси Z . Радиальное движение отсутствует. Выбраны типичные использованные в работе [2] значения пространственного заряда одномерной теории $\frac{\omega_p}{\omega} = 0,28$ и $k = 2,5$, где $\frac{\omega_p}{\omega}$ — отношение плазменной частоты к рабочей, k — параметр убывания кулоновских сил с расстоянием.

Соответствующее значение микропереванса близко к единице. При таком микроперевансе провисание постоянной составляющей потенциала в поперечном сечении мало и им можно пренебречь [3].

Электронный пучок разбивается на M слоев равной площади. Каждый слой делится на N заряженных колец (дисков для внутреннего слоя). Заряды элементов считаются одинаковыми. Решаются записанные в [1] уравнения движения с учетом конечного значения переменных составляющих скорости электронов. Кулоновское взаимодействие зарядов описывается функциями Грина, усредненными по сечениям.

Считается, что модуляция пучка производится полями бессеточных зазоров. Усредненные по слоям коэффициенты модуляции зависят от рабочей частоты резонатора.

Скорость n -го электрона m -го слоя на выходе l -го зазора определяется скоростью на входе в зазор и переменной разностью потенциала в зазоре по формуле, аналогичной соответствующей формуле одномерной теории [4]:

$$\frac{v_{nm}}{v_0} = \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{d\Phi_{nm}}{dy}\right)^2} - M_{ml} \frac{V_l}{V_0} \sin(\Phi_{nm} - \varphi_l - \psi)}, \quad (1)$$

где $\frac{v_{nm}}{v_0}$ — отношение скорости n -го элемента заряда m -го слоя к постоянной составляющей скорости,

$\Phi_{nm} = \omega t_{mn}(Z, t_{0mn}) - \frac{\omega}{v_0} Z$ — текущее значение фазы;

$\frac{V_l}{V_0}$ — отношение амплитуды напряжений в l -м зазоре к ускоряющему напряжению,

$y = \frac{\omega}{v_0} Z$ — безразмерная координата,

φ_l — заданный сдвиг фаз (при расчетах считается $\varphi_l = 0$);

ψ — фаза первой гармоники тока, усредненной по сечению;

M_{ml} — коэффициент модуляции l -го зазора m -го слоя, определяемый выражением [1]:

$$M_{ml} = J_0 \left(\alpha_l \frac{\omega}{2v_0} d \right) \frac{I_1 \left(\alpha_l \frac{2}{k} \sqrt{\frac{m}{M}} \right) - \sqrt{\frac{m-1}{M}} I_1 \left(\alpha_l \frac{2}{k} \sqrt{\frac{m-1}{M}} \right)}{\alpha_l \sqrt{\frac{m}{M}} I_0 \left(\alpha_l \frac{2}{kx} \right) \frac{1}{km}}, \quad (2)$$

где $\alpha_l = 1$ для резонатора основной частоты,
 $\alpha_l = 2$ для резонатора на частоте 2ω ,
 I_0, I_1, J — функции Бесселя,
 x — отношение радиусов пучка и трубы дрейфа,
 d — ширина зазора.

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. В большинстве случаев использовались модель 24 электронов на период и двухслойная модель. В рамках такой модели можно описать основные особенности задачи [1].

В процессе расчета вычислялись отношения амплитуд первой гармоники тока к постоянной составляющей для каждого слоя $\frac{I_{1m}}{I_0}$ и среднее значение $\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{I_{1m}}{I_0}$. Находились также показатели качества отдельных слоев:

$$\eta_m = \frac{1}{2} \frac{I_{1m}}{I_0} \left(\frac{v_{\min}}{v_0} \right)_m, \quad (3)$$

где $v_{\min}$ — минимальная скорость электронов m -го слоя.

Определялись также показатели, выражающиеся через усредненные значения амплитуды первой гармоники тока:

$$\bar{\eta}_m = 2 \frac{1}{M} \left(\sum_{m=1}^M \frac{I_{1m}}{I_0} \right) \left(\frac{v_{\min}}{v_0} \right)_m. \quad (4)$$

В дальнейшем будем называть показатель $\bar{\eta}_m$ усредненным показателем качества m -го слоя.

Можно предположить, что выбор номера m для нахождения $\bar{\eta}_m$ определяется типом выходного устройства. Ограничимся рассмотрением двухслойной модели. Коэффициент полезного действия выходного резонатора определяется характером движения медленных электронов. Максимум к. п. д. достигается при остановке и начале движения в обратном направлении самых медленных электронов [5]. Если используется однозачорный выходной резонатор и оседание электронов отсутствует, то следует брать показатель $\bar{\eta}_2$, поскольку самые медленные электроны находятся во внешнем слое. Если в выходном резонаторе происходит оседание медленных электронов внешнего слоя, то следует использовать показатель $\bar{\eta}_1$. Окончательное суждение о выборе показателя качества можно сделать только после совместных расчетов группирователя и выходного резонатора, которые выходят за рамки данной статьи.

3. ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЙ ГРУППИРОВАТЕЛЬ

Покажем возможность компенсации расслоения в пучке, характеризующемся выбранными значениями параметров пространственного заряда. Рассмотрим группировку электронов в трубе дрейфа за двумя

близко расположенными резонаторами с бессеточными зазорами, возбуждаемыми на частотах ω и 2ω .

Из результатов одномерной теории группировки следует, что при увеличении отношения напряжений $\frac{V_2}{V_0}$ от 0 до 0,1 максимальное значение показателя качества возрастает. Увеличивается также и координата максимума. Абсолютный максимум амплитуды первой гармоники тока и показателя качества достигается при $\frac{V_2}{V_0} \approx 0,1$, $\frac{V_1}{V_0} \approx 0,15$ [2].

Проверка результатов одномерной теории проводилась при изменении отношения напряжений $\frac{V_2}{V_0}$ в широких пределах (0—0,4) и вариаций $\frac{V_1}{V_0}$ вблизи оптимального значения (по одномерной теории) $\frac{V_1}{V_0} = 0,15$. На рис. 1 даны зависимости максимальных значений отношения амплитуды первой гармоники тока к постоянной составляющей для первого слоя $\frac{I_{11}}{I_0}$ и для второго слоя $\frac{I_{12}}{I_0}$ двухслойной модели. Показано также изменение координат максимумов. Как следует из рисунка, существует определенное оптимальное значение напряжения ($\frac{V_2}{V_0} \approx 0,24$), при кото-

ром максимумы амплитуд первой гармоники тока слоев совпадают и достигаются в одном и том же сечении. Происходит компенсация расслоения.

Эффективность группировки зависит от разброса скоростей электронов. В рамках слоистой модели следует рассматривать разброс скоростей в каждом слое и вычислять показатели качества отдельных слоев.

На рис. 2 показано изменение значений и координат максимумов показателей качества, вычисленных по формулам (3) и (4), в зависимости от $\frac{V_2}{V_0}$. Кривые, относящиеся к различным слоям, пересекаются. Таким образом, расслоение можно уменьшить. Можно получить близкие значения соответствующих показателей в одном и том же сечении. При напряжении $\frac{V_2}{V_0}$, несколько меньшем 0,2, близки не только амплитуды первых гармоник $\frac{I_{1m}}{I_0}$. Оказываются также близкими и показатели качества η_1 и η_2 . Усредненные показатели $\bar{\eta}_1$ и $\bar{\eta}_2$ равны при $\frac{V_2}{V_0} \approx 0,1$.

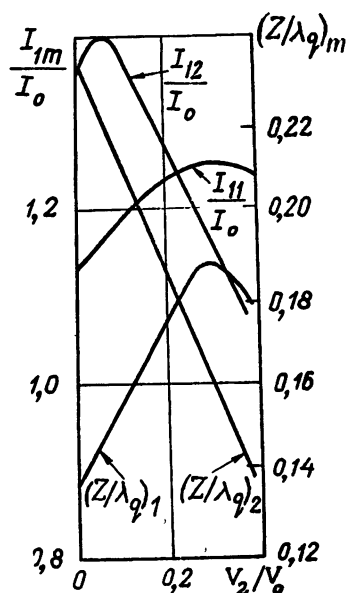


Рис. 1. Зависимости максимальных значений отношения амплитуды первой гармоники тока к постоянной составляющей для первого слоя I_{11}/I_0 и для второго слоя I_{12}/I_0 , а также координат максимумов первого слоя $(Z/\lambda q)_1$ и второго слоя $(Z/\lambda q)_2$ от напряжения в зазоре дополнительного резонатора V_2/V_0 .

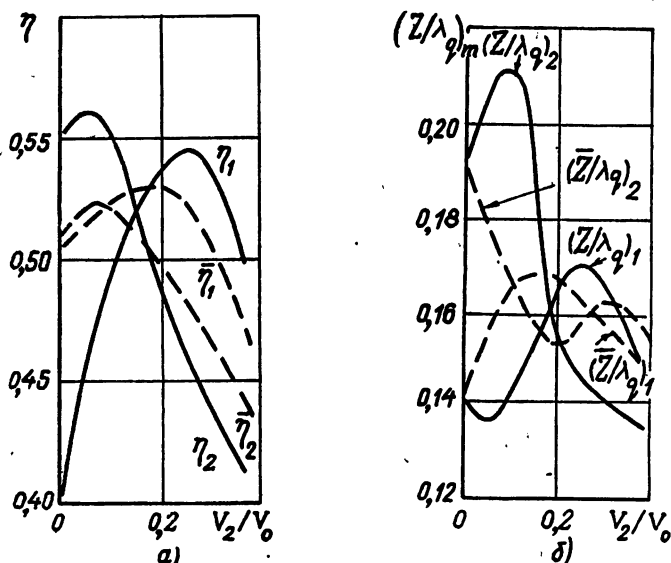


Рис. 2. Зависимость максимальных значений показателей качества η_1 , η_2 и $\bar{\eta}_1$, $\bar{\eta}_2$ (а) и координат максимумов показателей качества $(Z/\lambda)_m$ различных слоев (б) от напряжения в зазоре дополнительного резонатора V_2/V_0 .

Таким образом, в зависимости от процессов в выходном резонаторе расслоение оказывается скомпенсированным при относительной амплитуде напряжения второй гармоники в интервале $\frac{V_2}{V_0} = 0,1 \div 0,2$.

4. ОПТИМИЗИРОВАННЫЙ ГРУППИРОВАТЕЛЬ ТРЕХРЕЗОНАТОРНОГО КЛИСТРОНА БЕЗ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Оптимизированный многорезонаторный группирователь с резонаторами, возбуждаемыми на основной частоте, имеет увеличенные длины всех участков дрейфа, за исключением последней. В конце участков электронный поток несколько разгруппировывается, образуются характерные двугорбые зависимости тока от фазы [4]. Увеличение длин способствует проявлению эффекта расслоения.

Влияние эффекта расслоения в оптимизированном группирователе можно проследить на примере группирователя трехрезонаторного клистрона с однозазорными резонаторами. При выбранных параметрах пространственного заряда оптимальная длина первой области дрейфа $0,28\lambda_q$ [2]. Была задана эта длина и проведена оптимизация параметров группирователя с учетом расслоения. Оказалось, что расслоение существенно уменьшает амплитуду первой гармоники тока и показателя качества на выходе. Наблюдается следующая картина группировки. Внешний слой, находящийся под воздействием более сильного поля резонатора, группируется быстрее. Кулоновские силы отталкивания сгустка этого слоя препятствуют группировке внутреннего слоя. Сред-

нее значение амплитуды первой гармоники тока на выходе группирователя оказывается уменьшенным. Максимумы амплитуд первой гармоники различных слоев достигаются в разных сечениях (рис. 3,а). Данные на рис. 3,а зависимости относятся к напряжениям, соответствующим максимуму среднего значения амплитуд первой гармоники тока. Зависимости показателей качества от координат в оптимуме (показатели качества близки и максимальны) показаны на рис. 3,б. Максимум η_2 достигается при меньших координатах по сравнению с максимумом η_1 . Значение η_1 в максимуме несколько меньше. Более сильное

поле резонатора в области внешнего слоя увеличивает разброс скоростей и уменьшает показатель качества. Ввиду меньшего разброса скоростей во внутреннем слое кривая для η_1 идет выше кривой для η_2 .

Средние величины показателей качества в оптимуме близки к 0,6.

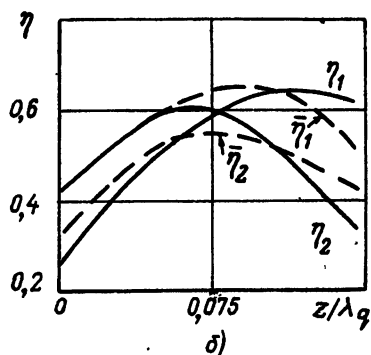
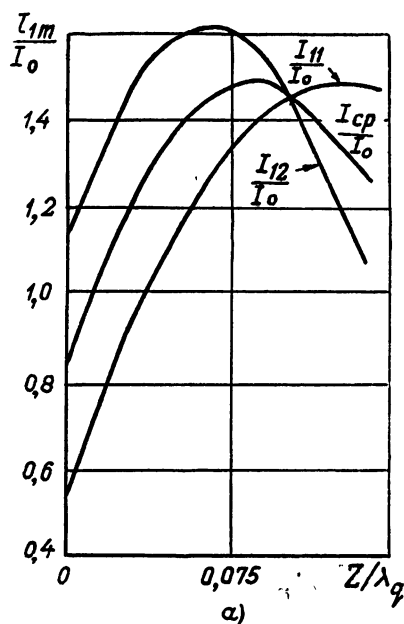


Рис. 3. Зависимость амплитуд первой гармоники тока различных слоев I_{1m}/I_0 (а) и показателей качества η_1 , η_2 и $\bar{\eta}_1$, $\bar{\eta}_2$ (б) от координаты Z/λ_q .

Эта величина значительно меньше оптимального значения показателя качества, полученного при одномерном рассмотрении $\eta_{\max} \approx 0,75$ [2]. Таким образом, оптимальные параметры, полученные при одномерном рассмотрении группирователей в приближении эквивалентных узких зазоров резонаторов, возбуждаемых на основной частоте, в системе реальных однозачорных резонаторов без специальных мер не реализуются.

5. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ ГРУППИРОВАТЕЛЬ

Исследование группирователя трехрезонаторного клистрона показало, что введение дополнительной модуляции на частоте 2ω целесообразно только тогда, когда длины труб дрейфа меньше оптимальных [2].

Рассмотрим влияние дополнительной модуляции на группировку электронов в трехрезонаторном клистроне с оптимальными длинами. На рис. 4 показаны зависимости максимальных значений амплитуд пер-

вой гармонике тока и координат максимумов амплитуд от напряжения $\frac{V_2}{V_0}$ на частоте 2ω . Кривые, относящиеся к различным слоям, не

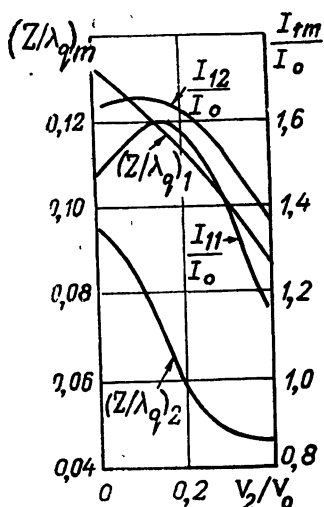


Рис. 4. Зависимость максимальных значений амплитуд первой гармоники тока I_{1m}/I_0 и координат максимумов тока $(Z/\lambda_q)_m$ от напряжения в зазоре дополнительного резонатора V_2/V_0 .

(рис. 5,а). Кривые зависимостей координат максимумов $\frac{I_{1m}}{I_0}$ от $\frac{V_2}{V_0}$ пересекаются (рис. 5,б). Таким образом, введение модуляции на частоте 2ω способствует компенсации расслоения.

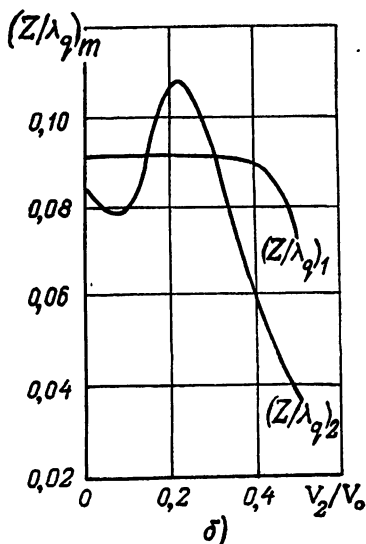
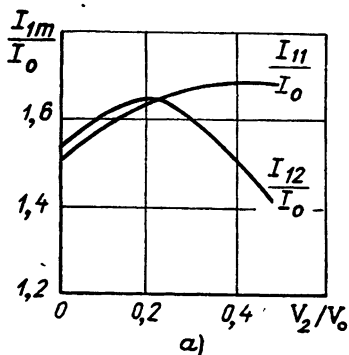


Рис. 5. Зависимость амплитуд первой гармоники тока I_{1m}/I_0 (а) и координаты максимумов тока $(Z/\lambda_q)_m$ (б) от напряжения в зазоре дополнительного резонатора V_2/V_0 .

пересекаются. Аналогично ведут себя и зависимости показателей качества от $\frac{V_2}{V_0}$. При увеличении $\frac{V_2}{V_0}$ среднее значение амплитуды первой гармоники тока уменьшается. Таким образом, в соответствии с результатами одномерного рассмотрения [2] введение дополнительной модуляции в группирователь с оптимизированными длинами приводит к ухудшению группировки и не способствует компенсации расслоения.

Рассмотрим результаты расчета влияния дополнительной модуляции на работу группирователя с укороченными трубами дрейфа. В соответствии с выводами одномерного рассмотрения [2] длину трубы следует брать вдвое меньшей оптимальной длины. Дополнительный резонатор помещается в центре области дрейфа. Расстояние между ними и соседними резонаторами взято равным $0,07\lambda_q$.

Введение дополнительной модуляции увеличивает максимальные значения амплитуд первой гармоники тока различных слоев

Действие поля дополнительного резонатора приводит к увеличению показателей качества. Рассмотрим зависимости показателей от координат для оптимальных напряжений зазоров в отсутствии дополнитель-

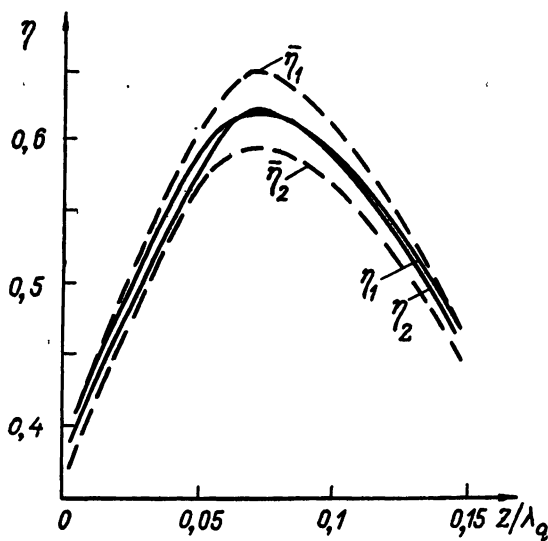


Рис. 6. Зависимости показателей качества η_1 , η_2 и $\bar{\eta}_1$, $\bar{\eta}_2$ от координаты Z/λ_q .

ной модуляции, показанные на рис. 6. Кривые идут почти рядом. Максимальные значения показателей близки к 0,6. При введении дополнительной модуляции средние величины показателей возрастают и при $V_2^2/V_0^2 = 0,2$ достигают наибольших значений, близких к 0,7. Вблизи оптимума, как видно из рис. 7, изменение напряжения третьего зазора су-

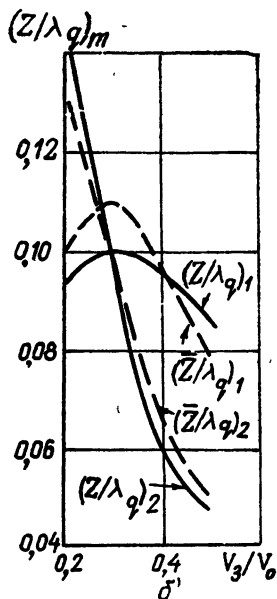
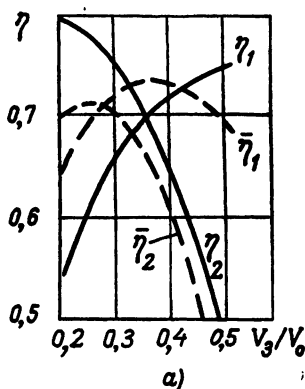


Рис. 7. Зависимость показателей качества η_1 , η_2 и $\bar{\eta}_1$, $\bar{\eta}_2$ (а) и координат максимумов показателей качества различных слоев $(Z/\lambda_q)_m$ (б) от напряжения в зазоре третьего резонатора V_3/V_0 .

щественно изменяет картину группировки. Линии зависимостей η_1 и η_2 , а также $\bar{\eta}_1$ и $\bar{\eta}_2$ от $\frac{V_3}{V_0}$ пересекаются. Наблюдается также пересечение зависимостей координат максимумов показателей от $\frac{V_3}{V_0}$. Таким образом, происходит компенсация расслоения.

Исследование группировки электронов в четырехрезонаторном клистроне, содержащем дополнительный резонатор на частоте 2ω , также подтвердило выводы одномерной теории о возможности компенсации расслоения [2]. В соответствии с рекомендациями, данными в [2], длины областей дрейфа взяты равными половине оптимальной длины, установленной при одночастотном рассмотрении. Дополнительный резонатор был помещен в центре первой области дрейфа. Группирователь имеет следующие длины областей дрейфа: $\frac{l_{12}}{\lambda_q} = 0,08$, $\frac{l_{23}}{\lambda_q} = 0,08$, $\frac{l_{34}}{\lambda_q} = 0,12$, $\frac{l_{45}}{\lambda_q} = 0,15$. Введение дополнительной модуляции приводит к некоторому увеличению средних значений показателей качества. В оптимуме средние значения близки к 0,73.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование группирователей электронов с учетом эффекта расслоения подтвердило выводы одномерного рассмотрения.

Дополнительная модуляция пучка полем резонатора на частоте второй гармоники приводит к увеличению показателей качества, если длины областей дрейфа меньше оптимальных значений, определяемых одночастотной теорией.

При оптимально выбранных параметрах группирователя максимальные значения амплитуд первой гармоники тока, а также показателей качества различных слоев становятся примерно равными и достигаются в одном и том же сечении. Происходит компенсация расслоения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канавец В. И., Сандалов А. Н. Компенсация эффекта расслоения в клистронном группирователе при дополнительной модуляции на двойной частоте. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 3, стр. 33—39.
2. Канавец В. И., Сандалов А. Н. Исследование одномерной модели многорезонаторного группирователя электронов при дополнительном воздействии на частоте второй гармоники. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 8, стр. 11—17.
3. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Советское радио», 1966.
4. Бурнейка К. П., Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Сандалов А. Н. Об оптимальных параметрах многорезонаторных группирователей. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 2, стр. 29—37.
5. Васильев Е. И., Канавец В. И., Лопухин В. М. Об оптимизации параметров выходного однозачастотного резонатора клистрона. «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, стр. 1189.

Поступила в редакцию 14 января 1971 г.

МАШИННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ

УДК 621.385.624 : 681.3.06

В. Г. Габышев, В. А. Карнаух, А. И. Карнаух, Д. М. Петров**ПРИМЕНЕНИЕ ЭВМ ДЛЯ РАСЧЕТА
УСИЛИТЕЛЬНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА
С МОДУЛЯЦИЕЙ КАТОДНОГО ТОКА****(оптимизация в полосе частот)**

На основе ранее рассмотренной теории усилительно-преобразовательного клистрона с модуляцией катодного тока составлены программы для расчета на ЭВМ эксплуатационных параметров этого прибора по заданным режиму и конструкции (программа анализа) и для определения параметров конструкции по заданным эксплуатационным параметрам с оптимизацией последних в полосе частот (программа синтеза). Проведенное сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными свидетельствует об их удовлетворительном соответствии.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Изложенная в [1] теория усилительно-преобразовательного клистрона с комбинированным модуляционным воздействием на катодный ток позволяет проанализировать работу такого прибора и рассчитать основные эксплуатационные параметры (мощность, к. п. д., неравномерность коэффициента преобразования, коэффициент подавления сигнала несущей частоты) в некоторой заданной (или максимальной) полосе частот.

Возможно решение двух задач. Первая, более простая задача — задача анализа — при заданных параметрах электрического режима (ускоряющее напряжение, катодный ток, подводимая мощность несущей частоты), геометрии пролетных труб и параметрах резонаторов рассчитываются эксплуатационные параметры прибора. Эта задача может быть решена в принципе и без применения ЭВМ. Однако сложность теории рассматриваемого прибора и громоздкость формул для расчета эксплуатационных параметров (что отмечалось в [1]) указывают на естественную целесообразность применения ЭВМ, что позволит значительно ускорить решение задачи анализа.

Вторая задача — задача синтеза: определение (теми или иными способами) основных параметров прибора (в частности, геометрии пролетных труб и параметров резонаторов), при которых комплекс значений эксплуатационных параметров (мощность сигнала преобразован-

ной частоты, подавление сигнала несущей частоты, полоса частот и т. д.) при заданных электрических параметрах был бы оптимальным. Такая задача несравненно сложнее, чем первая, и без применения ЭВМ ее решить невозможно.

Ниже приводится методика решения с помощью ЭВМ задачи синтеза (задача анализа является ее частным случаем). Результаты расчета сопоставляются с экспериментальными данными (при решении задачи анализа) и используются для улучшения эксплуатационных параметров прибора (на основе решения задачи синтеза).

Следует заметить, что хотя рассматривается усилительно-преобразовательный клистрон с комбинированной модуляцией катодного тока, фактически описанная методика применима для расчета любого усилительно-преобразовательного клистрона с модуляцией катодного тока, так как сигнал дополнительной преобразованной частоты мал (он используется только для автоматической подстройки режима возбуждения).

2. МЕТОД РАСЧЕТА УСИЛИТЕЛЬНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА ПРИ ПОМОЩИ ЭВМ

По формулам изложенной в [1] теории усилительно-преобразовательного клистрона с комбинированной модуляцией катодного тока составлена (для ЭВМ М-220) программа расчета такого клистрона на основе метода прямого поиска (метод Хука [2, 3]). При заданных параметрах электрического режима (ускоряющее напряжение, первеанс луча, подводимая мощность несущей частоты) программа позволяет находить длины труб дрейфа, добротности резонаторов и их расстройки, при которых основные эксплуатационные параметры (мощность и к. п. д. колебаний преобразованной частоты, неравномерность коэффициента преобразования, коэффициент подавления сигнала несущей частоты) являются оптимальными в максимально возможной полосе частот. Следует отметить, что в программе предусмотрена возможность оптимизации эксплуатационных параметров либо по комплексу параметров (длины труб дрейфа, добротности резонаторов, их расстройки), либо только по одной группе параметров, в частности по расстройкам резонаторов (что целесообразно использовать для уже готового прибора).

В программе с оптимизацией важную роль играет целевая функция. Оптимизация основных эксплуатационных параметров прибора считается выполненной, если целевая функция с заданной точностью в заданной или в максимальной полосе частот (полоса оптимизации) равна нулю. В качестве целевой выбрана функция:

$$F_{ц} = \left| \frac{P_{\max}}{U_0 I_0} - \frac{P_{\max}(2\Delta\Omega)}{U_0 I_0} \right| + \left| \left(\frac{K_{\text{пр макс}}}{K_{\text{пр мин}}} \right)_{\text{доп}} - \frac{K_{\text{пр макс}}(2\Delta\Omega)}{K_{\text{пр мин}}(2\Delta\Omega)} \right| + \\ + \left| 1 - \frac{A_{\min}(2\Delta\Omega)}{A_{\min}} \right|,$$

где $P_{\text{макс}}$ — заданная максимальная мощность преобразованной частоты в полосе оптимизации,
 $P_{\text{макс}}(2\Delta\Omega)$ — реализуемая максимальная мощность в полосе частот,
 U_0, I_0 — анодное напряжение и ток катода соответственно,
 $\left(\frac{K_{\text{пр макс}}}{K_{\text{пр мин}}}\right)_{\text{доп}}$ — допустимая неравномерность коэффициента преобразования на преобразованной частоте $\omega_2 = \omega_1 + \Omega_1$ (ω_1 — частота возбуждающего клистрон сигнала, Ω_1 — частота основного сигнала модуляции);
 $\frac{K_{\text{пр макс}}(2\Delta\Omega)}{K_{\text{пр мин}}(2\Delta\Omega)}$ — реализуемая неравномерность коэффициента преобразования в полосе оптимизации,
 $A_{\text{мин}}, A_{\text{мин}}(2\Delta\Omega)$ — минимально допустимый и реализуемый коэффициент подавления сигнала несущей частоты,
 $2\Delta\Omega$ — полоса частот, в которой оптимизируются эксплуатационные параметры (полоса оптимизации).

Целевая функция включает в себя фактически три целевые функции: максимальную мощность в заданной (или максимальной) полосе частот, заданную неравномерность коэффициента преобразования, заданную величину коэффициента подавления мощности несущей частоты.

Условие равенства нулю целевой функции проверяется в некоторых фиксированных точках полосы частот $2\Delta\Omega = (\omega_1 + \Omega_{1\text{ макс}}) - (\omega_1 + \Omega_{1\text{ мин}})$. Количество точек и интервал между ними определяются полосой, соответствующей самому высокодобротному резонатору. Практически достаточно брать примерно 5 точек на полосу частот, соответствующую собственной холодной добротности резонатора. При выполнении расчетов, результаты которых приведены ниже, целевая функция проверялась в 15 точках, и таким образом осуществлялась оптимизация в полосе частот.

Следует отметить, что при оптимизации мощности преобразованной частоты учитывается с помощью приближенной формулы уменьшение мощности, связанное с нелинейным взаимодействием электронов с СВЧ полем в зазоре выходного резонатора клистрона при больших амплитудах. Эта формула найдена Г. А. Самородовой на основе приближенной аппроксимации результатов численных расчетов. В соответствии с этим мощность, идущая в нагрузку, определяется соотношением:

$$P = K_{\text{пр}} P_{\text{вх}} - \Delta P,$$

где $K_{\text{пр}}$ — коэффициент преобразования по мощности на преобразованной частоте ω_2 ,

$$\Delta P = p_0 U_0^{5/2} \left(1 - \frac{Q_{\text{вых}}}{Q_0 \text{ вых}}\right) \times (\xi - 1)^2 \quad \text{при } \xi > 1,0,$$

$$\Delta P = 0 \quad \text{при } \xi < 1,0,$$

p_0 — первеанс луча,

$Q_{\text{вых}}$ — нагруженная добротность выходного резонатора,

$Q_{0 \text{ вых}}$ — собственная добротность выходного резонатора (с учетом электронной нагрузки),

$\xi = \frac{U_{\text{вых}}}{U_0}$ — относительная амплитуда напряжения в выходном резонаторе,

x — постоянный коэффициент, для клистронов с однозачорными резонаторами равный $0,6 \div 0,7$ (получен Г. А. Самородовой эмпирическим путем),

$P_{\text{вх}}$ — входная мощность несущей частоты.

Программа целевой функции оформлена блоком, и в зависимости от требований ее можно изменять, не затрагивая основную программу.

На основе составленной программы по заданным параметрам электрического режима прибора, заданным параметрам резонаторов, а также длинам труб дрейфа можно с помощью ЭВМ рассчитать эксплуатационные параметры (выходную мощность преобразованной частоты, неравномерность коэффициента преобразования, коэффициент подавления сигнала несущей частоты) в полосе частот (задача анализа). Следует отметить, что время счета функции цели в одной точке полосы частот по программе анализа (на основе используемой в настоящей работе аналитической теории [1]) меньше одной секунды, время счета той же функции численными методами (в частности, на основе дисковой модели электронного потока) составляет 10—15 мин, т. е. на несколько порядков больше.

Программа — самовосстанавливающаяся, что дает возможность протестировать несколько нулевых приближений, не вводя в ЭВМ программу заново. Нулевому приближению соответствуют некоторые данные для конструкции прибора, основные параметры которого были выбраны на основе требований, предъявленных к прибору.

По существу программа оптимизации в полосе частот позволяет решать задачи в плане поиска локального экстремума функции многих переменных. Однако малое время счета (около 15 мин*) позволяет оперативно рассмотреть ряд локальных экстремумов, соответствующих различным начальным условиям, и сделать соответствующий выбор с учетом конструктивно-технологических соображений. Нельзя не заметить, что поиск наилучшего варианта (наилучшего локального экстремума) определяется опытом, который приобретается при решении подобных задач**.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Изложенная в предыдущем разделе методика расчета усилительно-преобразовательного клистрона с оптимизацией его основных эксплуатационных параметров приводит к выводу о возможности предварительного расчета параметров будущего прибора при его разработке.

* Упомянутые выше соотношения между временами счета по аналитической теории и на основе численных методов сохраняются и при оптимизации эксплуатационных параметров.

** Проблема определения глобального экстремума функции многих переменных в математике, к сожалению, пока не решена.

Но перед тем как проводить соответствующие расчеты, необходимо убедиться в том, что теория, положенная в основу расчета, с удовлетворительной погрешностью описывает процессы в усилительно-преобразовательном клистроне. Представлялось далее целесообразным в процессе отработки программы оптимизации провести сопоставление промежуточных результатов расчета и эксперимента, так как ранее подобных расчетов и разработок усилительно-преобразовательных клистронов на основе предварительного расчета эксплуатационных параметров с оптимизацией их в полосе частот не проводилось.

Ниже для одного усилительно-преобразовательного клистрона дано сопоставление результатов расчета (на основе решения задачи анализа) и результатов эксперимента и изложены результаты оптимизации эксплуатационных параметров на основе расчетов с помощью ЭВМ с последующим сопоставлением их с экспериментальными данными.

На первом этапе был выполнен расчет (в плане анализа) конкретной конструкции усилительно-преобразовательного клистрона при номинальном электрическом режиме ($U_0=8,5$ кв, $I_0 \approx 0,5$ а), геометрии пролетных труб (угол пролета по редуцированной плазменной частоте $\frac{\pi}{2}$), добротностях ($Q_{0, \text{хол}}=2500$) и расстройках резонаторов ($f_{01}=f_1$; $f_{02}=f_1+65$ Мгц; $f_{03}=f_1+55$ Мгц; $f_{04}=f_1+80$ Мгц; $f_{05}=f_1+65$ Мгц; f_{0i} — резонансная частота i -го резонатора, f_1 — несущая частота). На рис. 1 приведены зависимости выходной мощности преобразованной

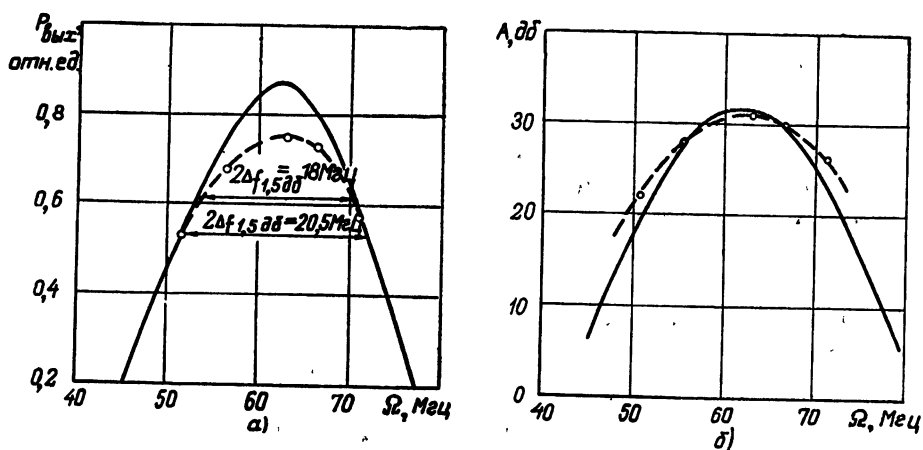


Рис. 1. Рассчитанная (—) и экспериментальная (---) зависимости выходной мощности преобразованной частоты $P_{\text{вых}}$ (а) и коэффициента подавления A (б) от частоты модуляции Ω (анализ, первый вариант).

частоты $P_{\text{вых}}$ и коэффициента подавления сигнала несущей частоты A от частоты модуляции Ω . Видно, что рассчитанные (сплошные линии) и экспериментальные (пунктирные линии) зависимости взаимно соответствуют друг другу. Выходная мощность преобразованной частоты измерялась при оптимальной входной мощности, устанавливаемой, в частности, при помощи оптимизатора [1].

Из физических соображений ясно, что комплекс основных эксплуатационных параметров может быть улучшен (в частности, мала полоса частот: по расчету — 18 МГц, экспериментально — 20,5 МГц). Поэтому были проведены дополнительные теоретические и экспериментальные исследования. Уже при втором варианте расстройке ($f_{01}=f_1$; $f_{02}=f_1+78$ МГц; $f_{03}=f_1+67$ МГц; $f_{04}=f_1+82$ МГц; $f_{05}=f_1+70$ МГц), заданном на ЭВМ, удалось расширить полосу пропускания на 15% (рис. 2). Эксперимент, поставленный на том же приборе при указанных рас-

стройках, практически с той же погрешностью, что и в первом варианте, подтвердил результаты расчета. Расхождение по мощности не превышает 15%, по полосе частот — 10%, по коэффициенту подавления — 2 дБ (рис. 2).

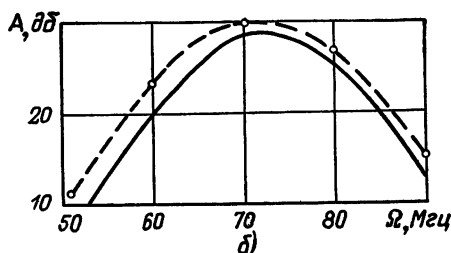
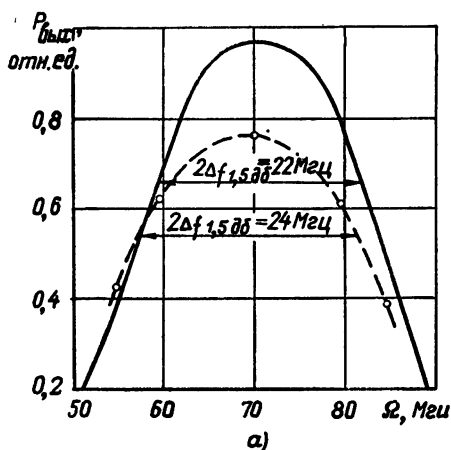


Рис. 2. Рассчитанная (—) и экспериментальная (---) зависимости выходной мощности преобразованной частоты $P_{\text{вых}}$ (а) и коэффициента подавления A (б) от частоты модуляции Ω (анализ, второй вариант).

4. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСИЛИТЕЛЬНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ ПО РАССТРОЙКАМ РЕЗОНАТОРОВ (РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТ)

Программа рассчитана на оптимизацию основных эксплуатационных характеристик по нескольким группам параметров, связанных с геометрией прибора (длины труб дрейфа, добротности резонаторов, их расстройки). Однако, как уже указывалось, в программе предусмотрена оптимизация и по тем параметрам, которыми легко управлять в реальном приборе (без всяких переделок). Оптимизация эксплуатационных параметров в полосе частот была опробована при указанных в п. 3 параметрах электрического режима, геометрии труб дрейфа и добротностях резонаторов при оптимизации по расстройкам 2, 3, 4 и 5-го резонаторов (первый настроен на частоту f_1 возбуждающего клистрон сигнала). По составленной программе ЭВМ ведет поиск расстроек резонаторов, при которых эксплуатационные параметры (входящие в целевую функцию) были бы оптимальными.

Сплошные линии на рис. 3 представляют зависимость мощности преобразованного сигнала (при оптимальной входной мощности) и коэффициента подавления от частоты Ω модулирующего напряжения при следующих расстройках резонаторов, найденных в результате оптими-

зации: $f_{01}=f_1$, $f_{02}=f_1+95,1 \text{ МГц}$, $f_{03}=f_1+61 \text{ МГц}$, $f_{04}=f_1+93 \text{ МГц}$, $f_{05}=f_1+70 \text{ МГц}$. Из рис. 3 видно, что оптимизация позволила расширить полосу пропускания до 31,5 МГц, т. е. более чем в 1,6 раза

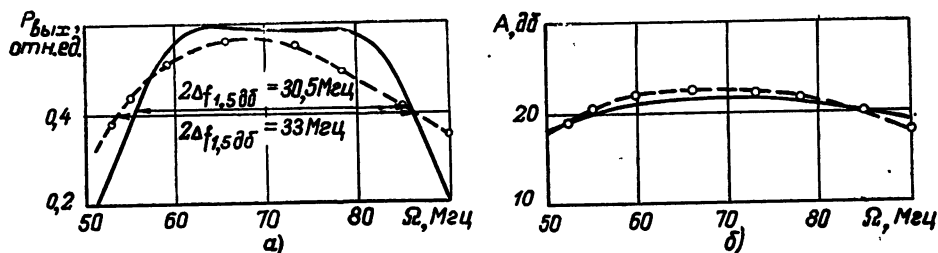


Рис. 3. Рассчитанная (—) и экспериментальная (---) зависимости выходной мощности преобразованной частоты $P_{\text{вых}}$ (а) и коэффициента подавления A (б) от частоты модуляции (после оптимизации).

по сравнению с исходной (рис. 1). Экспериментальная зависимость выходной мощности преобразованной частоты от частоты модуляции при найденных на ЭВМ расстройках резонаторов, изображенная на рис. 3 пунктирной линией, показывает, что полоса пропускания с 20,5 МГц возросла до 33 МГц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе соотношений для эксплуатационных параметров, представленных в [1], составлены программы для определения с помощью ЭВМ параметров приборов как для задач анализа (расчет эксплуатационных характеристик по заданным режиму и конструкции), так и для задач синтеза (определение параметров конструкции по заданным эксплуатационным характеристикам и режиму) с оптимизацией в полосе частот основных эксплуатационных характеристик по нескольким группам параметров (длины труб дрейфа, добротности резонаторов, их расстройки).

Сопоставление результатов расчета на основе развитой теории усилительно-преобразовательного клистрона с комбинированной модуляцией катодного тока (по программе анализа) с экспериментальными данными подтвердило правильность теории и тем самым указало на целесообразность применения этой теории для расчета усилительно-преобразовательных клистронов при их разработке.

Предложенная методика расчета с оптимизацией в полосе частот основных эксплуатационных параметров (мощности, к. п. д., неравномерности коэффициента преобразования, коэффициента подавления сигнала несущей частоты) по расстройкам резонаторов позволила существенно расширить полосу частот усилительно-преобразовательного клистрона (в 1,6 раза по сравнению с исходной).

Результаты расчета с оптимизацией и экспериментальные данные хорошо согласуются друг с другом: расхождение по мощности в пределах 15%, по полосе частот — 10%, по коэффициенту подавления сигнала несущей частоты — 2 дБ.

Расчет усилительно-преобразовательного клистрона с оптимизацией основных эксплуатационных параметров в полосе частот выполнен, по-видимому, впервые.

Так как проблема определения глобального экстремума функции многих переменных в математике не решена, то и данная работа решает задачу поиска локального экстремума. Однако относительно малое время счета (около 15 мин) позволяет достаточно оперативно рассмотреть ряд локальных экстремумов, соответствующих различным начальным условиям, и выбрать наиболее подходящий с точки зрения конструктивно-технологических соображений.

Опыт применения программ при разработке усилительно-преобразовательного клистрона свидетельствует о целесообразности их использования при создании таких приборов: клистрон с параметрами, рассчитанными по этим программам, будет соответствовать предъявленным к нему требованиям; использование программ резко сократит количество экспериментальных образцов прибора и время, необходимое для разработки прибора с требуемыми эксплуатационными характеристиками.

Нельзя не заметить, что при использовании всякой теории необходимо контролировать, выполняются ли основные исходные предположения и допущения теории*. Поэтому представляется целесообразным и естественным для контроля справедливости теории, проводить сравнение частотных и амплитудных характеристик, рассчитанных по программе анализа и полученных экспериментально для первых же образцов разрабатываемых приборов, параметры которых определены на основе предварительного расчета по программе синтеза. Это обеспечит «жесткую» обратную связь между теорией и экспериментом, позволит своевременно обнаружить «неувязки» между рассчитанными и экспериментальными данными и ввести необходимые уточнения в результаты расчета или соответствующую конструкцию разрабатываемого прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карнаух А. И., Петров Д. М. Усилительно-преобразовательный клистрон с комбинированной модуляцией катодного тока (теория, основы расчета). «Электронная техника», серия 1, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 3, стр. 16—32.
2. Hooke R., Jeeves T. A. Direct search solution of numerical and statistical problems, J. ACM, 1961, vol. 8, No 2.
3. Малькова Н. Я., Победоносцев А. С., Бородин В. Г. Оптимизация на ЭЦВМ выходных параметров электронных приборов СВЧ. «Электронная техника», серия 1, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 3—18.

Поступила в редакцию 4 июня 1971 г.

* Все основные величины выводятся на печать ЭВМ, что и позволяет осуществлять необходимый контроль (см. [1]).

МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 621.385.01

А. Л. Гольденберг, Т. Б. Панкратова

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК МЦР

Методом адиабатического приближения определены осцилляторные скорости электронов в плоской пушке МЦР с пространственным зарядом в прикатодной области и аксиально-симметричной пушке. Выведена уточненная формула для вычисления радиуса ведущего центра электронной орбиты в рабочем пространстве.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Формирование интенсивных пучков электронов для мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) [1] в последнее время наиболее часто осуществляется при помощи электронных пушек магнетронного типа. В МЦР используются пучки электронов, движущихся по винтовым траекториям, и этим определяются отличия режима работы и конструкции пушек МЦР от магнетронных пушек, применяемых для создания прямолинейных электронных потоков. Устройство пушки МЦР и траектория электрона (без учета азимутального дрейфа) схематически показаны на рис. 1.

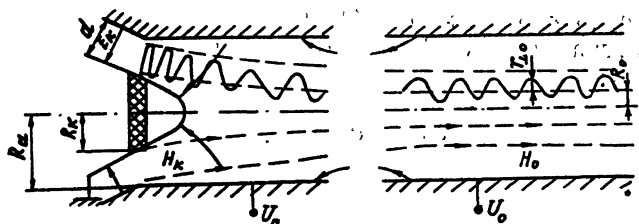


Рис. 1. Принципиальная схема электронной пушки МЦР.

Метод расчета таких пушек, основанный на использовании адиабатического приближения, был описан в [2]. При этом предполагалось, что на всей траектории электрона электрические и магнитные поля являются квазиоднородными, т.е. меняются настолько плавно, что выполняются условия:

$$r_{\perp} \ll L_{\perp}$$

(1a)

$$\hbar \ll L_2, \quad (16)$$

где $r_\perp$ — радиус электронной орбиты,
 $\hbar$ — шаг траектории (продольное смещение за период колебания электрона),

L_1 и L_2 — наименьшие характерные размеры неоднородностей полей в направлениях, перпендикулярном и параллельном направлению магнитного поля.

В этом случае сохраняется адиабатический инвариант:

$$\frac{v_\perp^2}{\omega_H} = \text{const}, \quad (2)$$

где $v_\perp$ — осцилляторная скорость электрона,
 ω_H — циклотронная частота.

В квазиоднородных скрещенных полях прикатодной области движение электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, происходит по траектории, близкой к циклоидальной. Поэтому начальная осцилляторная скорость электрона $v_{\perp k}$ равна:

$$v_{\perp k} \simeq c \frac{|\vec{E}_k \vec{H}_k|}{H_k^2} = c \frac{E_{\perp k}}{H_k}. \quad (3)$$

Здесь E_k и H_k — напряженности электрического и магнитного полей на катоде,
 c — скорость света.

Колебательная энергия электрона увеличивается при его движении в нарастающем магнитном поле и достигает максимального значения в рабочем пространстве с однородным магнитным полем, где электрические поля, в том числе поле пространственного заряда пучка, как правило, пренебрежимо малы. Осцилляторную скорость электрона в рабочем пространстве МЦР $v_{\perp 0}$ можно определить, используя выражения (2) и (3):

$$v_{\perp 0} = v_{\perp k} \sqrt{\alpha}, \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{H_0}{H_k}$.

Поступательная скорость в рабочем пространстве равна:

$$v_{\parallel 0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0 - v_{\perp 0}^2}, \quad (5)$$

где U_0 — полное напряжение пучка.

Ведущий центр электронной орбиты R_0 нетрудно приближенно определить с помощью уравнений дрейфового движения [3]. Если магнит-

ное поле вдоль траектории электрона можно считать параксиальным, то

$$R_0 \approx \frac{R_k + a_k}{\sqrt{\alpha}}, \quad (6)$$

где a_k — радиус циклоиды над катодом,

R_k — радиальная координата вылета электрона из катода (см. рис. 1).

Адиабатическое приближение может быть использовано для расчета электронных пушек МЦР и в тех случаях, когда поля нельзя считать квазиоднородными и выполняется только условие (16). Тогда адиабатический инвариант I вычисляется следующим образом [4]:

$$I = \frac{1}{2\pi} \oint \vec{P}_\perp d\vec{q}_\perp, \quad (7)$$

где $P_\perp$ и $q_\perp$ — обобщенные импульсы и координаты.

В данной работе этот метод применяется для определения осцилляторных скоростей электронов в плоской пушке МЦР с пространственным зарядом в прикатодной области и аксиально-симметричной пушке. Кроме того, выводится уточненная формула для вычисления радиуса ведущего центра электронной орбиты в рабочем пространстве.

2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД В ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ

Рассмотрим движение электрона в пушке магнетронного типа, в которой при малой плотности тока выполняются оба условия (1). При увеличении тока электрическое поле вблизи эмиттирующего пояaska становится весьма неоднородным вдоль поверхности катода, но если длина эмиттирующего пояaska много больше, чем продольное смещение электрона за период колебаний, то изменение напряженности электрического поля вдоль магнитной силовой линии происходит достаточно плавно и условие (16) соблюдается. Если, кроме того, угол пересечения поверхности катода магнитной силовой линией достаточно мал, то движение электрона над эмиттирующей поверхностью катода происходит по траектории, близкой к траектории электрона в плоском магнетроне. Тогда координаты электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля ($\vec{H}_k = H_k \vec{z}_0$, $\vec{E}_k = E_k \vec{x}_0$), могут быть определены при произвольном пространственном заряде [5]:

$$x = \frac{v_{\perp k}}{\omega_{Hk}} [\gamma (1 - \cos \omega_{Hk} t) + \delta (\omega_{Hk} t - \sin \omega_{Hk} t)], \quad (8)$$

$$y = \frac{v_{\perp k}}{\omega_{Hk}} \left[\gamma (\omega_{Hk} t - \sin \omega_{Hk} t) - \delta \left(1 - \cos \omega_{Hk} t - \frac{\omega_{Hk}^2 t^2}{2} \right) \right]. \quad (9)$$

Константы γ и δ определяются из следующих соотношений:

$$\gamma = \frac{E_k d}{U_a} = 2p \frac{1-k}{k(2-k)} [p - \sqrt{p^2 - k(2-k)}], \quad (10)$$

$$\delta = \frac{4j}{9j_{\Lambda} p} = \frac{2p}{(2-k)\varphi} [p - \sqrt{p^2 - k(2-k)}], \quad (11)$$

где

$$k = \frac{\varphi}{\varphi - \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}, \quad p = \frac{H_k}{H_{kp}}, \quad \varphi = \frac{\omega_{Hk} T}{2}, \quad \omega_{Hk} = \frac{eH_k}{mc},$$

H_{kp} — критическая напряженность магнитного поля,

E_k — напряженность электрического поля на поверхности катода,

j — плотность тока, текущего от поверхности катода,

j_{Λ} — предельная плотность тока без магнитного поля,

T — период движения.

Траектория электрона является периодической и симметричной относительно плоскостей $y = y\left(n \frac{T}{2}\right)$ при $n=0, 1, 2 \dots$, поэтому выражения (8) и (9) справедливы в общем случае в интервале времени $0 \leq t \leq \frac{T}{2}$ (до вершины квазициклоиды). На вершине траектории x -компонента скорости обращается в нуль и период T можно найти из соотношения:

$$\gamma \sin \omega_{Hk} \frac{T}{2} + \delta \left(1 - \cos \omega_{Hk} \frac{T}{2}\right) = 0.$$

При исчезающе малом пространственном заряде ($\delta=0$) электроны движутся по циклоидальной траектории с периодом $\frac{2\pi}{\omega_{Hk}}$. В случае полного пространственного заряда $\gamma=0$, при этом период движения электрона является наибольшим и равен $\frac{4\pi}{\omega_{Hk}}$.

Для вычисления адиабатического инварианта следует перейти к системе координат, движущейся вдоль оси y со средней скоростью дрейфа $\bar{y}$. Из выражения (9) находим:

$$\bar{y} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \dot{y} dT = v_{\perp k} \left(\gamma + \frac{\delta \varphi}{2} \right). \quad (12)$$

Проинтегрировав (7) в системе координат $(x, y - \bar{y}t)$, находим инвариант движения электрона в прикатодной области:

$$I_p = \frac{eU_a}{4\omega_{Hk}} F(\varphi, p), \quad (13)$$

$$F(\varphi, p) = \frac{\gamma^2}{\pi} \left(\varphi - \frac{\sin^3 \varphi}{2} - 4 \sin \varphi \right) + \frac{\delta^2}{\pi} \left(3\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} - 2 \sin \varphi \right). \quad (14)$$

В однородном магнитном поле адиабатический инвариант, согласно [4], равен:

$$I = \frac{eU_{\perp}}{\omega_H}, \quad (2a)$$

где $U_{\perp} = \frac{mv_{\perp}^2}{2e}$ — поперечное напряжение.

Приравнявая адиабатические инварианты в однородном магнитном поле (2a) и прикатодной области (13), находим поперечное напряжение в сформированном пучке:

$$U_{\perp 0} = \frac{\alpha F(\varphi, p)}{4} U_a. \quad (15)$$

Зависимость осцилляторной скорости $v_{\perp p}$ и напряженности электрического поля E_{κ} от плотности тока j , вычисленная для режима работы, близкого к критическому, приведена на рис. 2. График показывает, что с увеличением плотности тока $v_{\perp p}$ монотонно уменьшается и достигает $0,78v_{\perp \kappa}$ при полном пространственном заряде. В закрыточном режиме ($p > 1$) относительное уменьшение начальной осцилляторной скорости оказывается еще более значительным. Само уменьшение начальной осцилляторной скорости не имеет существенного значения, поскольку необходимая величина $U_{\perp 0}$ может быть достигнута благодаря увеличению коэффициента перемангничивания α . Но так как плотность пространственного заряда над эмиттером возрастает в направлении движения пучка (см. рис. 1), то увеличение тока приводит к изменению осцилляторных скоростей электронов, т. е. может быть причиной увеличения разброса скоростей. Вероятно, этот эффект можно компенсировать путем подбора распределения полей в прикатодной области.

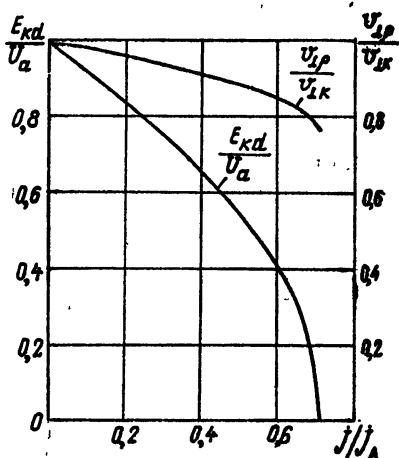


Рис. 2. Зависимость начальной осцилляторной скорости электрона $\frac{v_{\perp p}}{v_{\perp \kappa}}$ и напряженности электрического поля на поверхности эмиттера $\frac{E_{\kappa d}}{U_a}$ от плотности тока j/j_{κ} .

3. АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНАЯ ПУШКА

В аксиально-симметричной пушке (см. рис. 1), для которой неравенство $r_{\perp \kappa} \ll R_{\kappa}$ не выполняется, электрическое поле вдоль электронной траектории является существенно неоднородным. Если по оси z

электрическое и магнитное поля меняются достаточно плавно, то движение электрона вблизи эмиттера происходит так же, как в цилиндрическом магнетроне. При этом радиальная и азимутальная компоненты скорости электрона определяются следующим образом (см., например, [6]):

$$\frac{\dot{r}}{R_k} = \frac{\omega_{Hk}}{2} \left[A \ln x - x \left(1 - \frac{1}{x} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\omega_{Hk}}{2} \left(1 - \frac{1}{x} \right), \quad (17)$$

где $x = \frac{r^2}{R_k^2}$, $A = a \left(1 - \frac{1}{a} \right)^2 \frac{1}{\ln a}$, $a = \frac{R_m^2}{R_k^2}$.

Радиус вершины траектории электрона R_m определяется из соотношения:

$$\frac{1}{p^2} \frac{\ln \frac{R_m}{R_k}}{\ln \frac{R_a}{R_k}} \frac{R_a^2 \left(1 - \frac{R_k^2}{R_a^2} \right)^2}{R_m^2 \left(1 - \frac{R_k^2}{R_m^2} \right)^2} = 1. \quad (18)$$

Период движения электрона T и угол θ_r , на который электрон смещается за период, находим из (16) и (17):

$$T = \frac{2}{\omega_{Hk}} \int_1^a \frac{dx}{\sqrt{Ax \ln x - (x-1)^2}}, \quad (19)$$

$$\theta_r = \int_1^a \frac{\frac{x-1}{x} dx}{\sqrt{Ax \ln x - (x-1)^2}}. \quad (20)$$

Определив среднюю угловую скорость $\bar{\dot{\theta}}_r = \frac{\theta_r}{T}$, находим новую систему координат, в которой определяется движение электрона: r , $\theta - \bar{\theta}_r t$. Наконец, адиабатический инвариант в аксиально-симметричной пушке получаем в виде:

$$I_{a.c} = \frac{eU_m}{4\omega_{Hk}} x(a), \quad (21)$$

$$\kappa(a) = \frac{8}{\pi} \frac{a}{(a-1)^2} \int_1^a \frac{[A \ln x - x(1 + 2\bar{\theta} - 4\bar{\theta}^2)] + 1 + 4\bar{\theta}}{\sqrt{Ax \ln x - (x-1)^2}} dx, \quad (22)$$

где $\bar{\theta} = \bar{\theta}_r \frac{1}{\omega_{HK}}$, а U_m — потенциал на вершине орбиты электрона:

$$U_m = U_a \frac{\ln \frac{R_m}{R_k}}{\ln \frac{R_a}{R_k}}. \quad (23)$$

Приравнивая инварианты (2а) и (21), находим поперечное напряжение в рабочем пространстве:

$$U_{\perp 0} = \frac{\kappa(a)}{4} U_m. \quad (24)$$

На рис. 3 приведена зависимость κ от отношения $\frac{R_m}{R_k}$, причем значения $\frac{R_m}{R_k} < 1$ соответствуют случаю обращенной пушки. График показывает, что κ отличается от 1 не более чем на $\pm 0,2$ при изменении $\frac{R_m}{R_k}$ в широких пределах от 0,2 до 4. Следует отметить, что чем больше $\frac{R_m}{R_k}$, тем сложнее обеспечить плавность изменения электрического поля вблизи

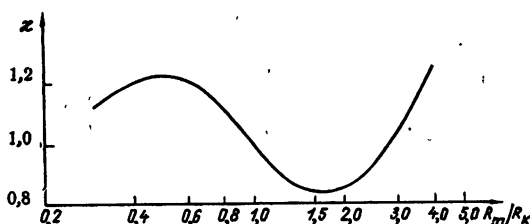


Рис. 3. График для определения поправочного коэффициента адиабатического инварианта κ в аксиально-симметричной пушке.

зи конца катода. Сильные неоднородности электрического поля вблизи конца катода могут быть причиной отличия величин осцилляторных скоростей электронов от вычисленных в адиабатическом приближении.

4. РАДИУС ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА ЭЛЕКТРОННОЙ ОРБИТЫ

Формула (5) для определения радиуса пучка R_0 в рабочем пространстве была получена в адиабатическом приближении. Более точно ведущий радиус R_0 можно найти с помощью теоремы Буша [7]:

$$\dot{\theta} = \frac{e}{2\pi r^2} (\psi - \psi_k), \quad (25)$$

где ψ, ψ_k — магнитный поток внутри поверхности, образованной вращением магнитной силовой линии, проходящей через данную точку электронной траектории, вокруг оси z и точку вылета электрона с катода (на катоде $\dot{\theta} = 0$) соответственно.

В однородном магнитном поле H_0 электрон движется по винтовой линии с радиусом $r_{\perp 0}$ вокруг ведущего центра с радиальной координатой R_0 . Введем новую систему координат, начало отсчета которой находится на оси системы, а ось x проходит через центр электронной орбиты. В этой системе координат осцилляторное движение электрона описывается следующим образом:

$$x = R_0 + r_{\perp 0} \cos \omega_H t, \quad y = -r_{\perp 0} \sin \omega_H t. \quad (26)$$

Записав в (25) r в виде явной функции времени с помощью (26), усредним правую и левую части (25) по периоду вращения электрона. Поскольку в рабочем пространстве средняя азимутальная скорость равна нулю, усреднение (25) приводит к такому результату:

$$\pi H_0 (R_0^2 - r_{\perp 0}^2) = \psi_k. \quad (27)$$

Полученное соотношение означает, что разность магнитных потоков, охватываемых окружностью, на которой расположены ведущие центры электронов в однородном магнитном поле, и ларморовской окружностью электрона, равна потоку, проходящему внутри эмиттирующего пояса катода. Формула (27) справедлива при любом неразрывном распределении статических магнитных и электрических полей, обладающих аксиальной симметрией. Напомним, что в рабочем пространстве МЦР напряженность электрического поля пренебрежимо мала. Если магнитное поле является параксиальным, то радиус пучка R_0 равен:

$$R_0 = \sqrt{\frac{1}{\alpha} R_k^2 + r_{\perp 0}^2}. \quad (28)$$

Таким образом, приближенное соотношение (6) дает значение R_0 , которое в некоторых случаях отличается от точной на величину порядка $r_{\perp 0}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбуждаемых классических осцилляторов и его использование в СВЧ электронике. Изв. вузов, «Радиофизика», 1967, № 10, № 9—10, стр. 1414.
2. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Панкратова Т. Б., Петелин М. И. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1965, т. 2, № 9, стр. 430.

3. Нортроп Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. М., Атомиздат, 1967.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., Физматгиз, 1962.
5. Брауде С. Я. К вопросу о действии магнитного поля на пространственный заряд в плоском и цилиндрическом диодах. ЖТФ, 1940, т. 10, стр. 217.
6. Гапонов В. И. Электроника. Ч. II. М., Физматгиз, 1960.
7. Пирс Д. ж. Р. Теория и расчет электронных пучков, М., «Советское радио», 1956.

Поступила в редакцию 12 апреля 1971 г.

УДК 621.385.632.001.2

В. В. Машников, Б. Е. Железовский

ПРИБЛИЖЕННЫЙ НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ЛБВ В МНОГОСИГНАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Получены аналитические выражения для безразмерного поля и электронной мощности взаимодействия на основных и комбинационных частотах при одновременном усилении ЛБВ нескольких гармонических сигналов различных частот.

Для двухчастотного режима результаты теоретического расчета хорошо совпадают с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретическому исследованию многочастотных режимов работы СВЧ приборов посвящен целый ряд работ. В некоторых из них [1—3, 10] применяется метод обобщения уравнений нелинейной теории ЛБВ на многосигнальный режим. Анализ спектра выходного сигнала производится на основе численного решения полученных уравнений на ЭВМ. Однако следует отметить, что время машинного счета резко возрастает при варьировании параметров усилителей и сигналов, а расчет некоторых составляющих спектра значительно затруднен [2].

Аналитические методы расчета, проводимые иногда с меньшей степенью точности, позволяют в ряде случаев выявить наиболее интересные явления, количественная оценка которых может быть произведена на основе более строгих уравнений на ЭВМ.

Метод аппроксимаций экспериментальных амплитудных и фазовых характеристик ЛБВ, примененный [4—7] при исследовании многосигнальных режимов [4—7], не позволяет проанализировать поведение сигнала разностной частоты [8].

Обобщение нелинейной теории ЛБВ, использующей приближение «заданного движения», проведенное в [8] на случай усиления двух сигналов близких частот, удачно связывает выходные характеристики ЛБВ с ее внутренними параметрами и режимом работы.

В данной работе дано приближенное аналитическое решение системы обобщенных нелинейных уравнений ЛБВ в широком диапазоне изменения частот входных сигналов.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ

Анализируемая система представляет собой одномерную модель лампы бегущей волны, на вход которой подано n сигналов различных частот и амплитуд.

Для решения данной задачи воспользуемся уравнениями нелинейной теории ЛБВ, обобщенными на многосигнальный случай [1, 2]. Для малых параметров усиления эти уравнения могут быть записаны в виде:

$$\frac{dF_K}{d\theta} + jKr_K F_K = -K^2 \delta_K I_K (1 + b_K C_1)^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} = \text{Re} \left\{ \sum_K [F_K + jq_K I_K] e^{jKu} \right\}, \quad (2)$$

$$I_K = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{jKu} d\varphi_0, \quad (3)$$

где F_K — безразмерная комплексная амплитуда k -й гармоники поля частоты ω_i , связанная с мощностью соотношением:

$$\frac{P_K}{C_K I_0 V_0} = -\text{Re} \int F_K^* I_K d\xi = \frac{|F_K|^2}{2K^2 (1 + b_K C_1)^2 \delta_K}, \quad (4)$$

I_K — безразмерная амплитуда тока,

C_K — параметр усиления,

b_K — параметр несинхронности,

$r_K = b_K - jd_K$,

d_K — параметр потерь,

$u = \varphi_0 + \vartheta(\theta, \varphi_0)$ — величина, характеризующая возмущенное значение фазы электрона,

$$\theta = 2\pi C_1 N, \quad \delta_K = \frac{R_K}{R_1}, \quad 2\pi N = \frac{\Omega}{v_1} z,$$

R_K — сопротивление связи соответствующей гармоники,

$$K = \sum_{i=1}^n k_i - \infty < k_i < \infty,$$

q_K — параметр пространственного заряда.

В данной системе уравнение (2) записано относительно фундаментальной частоты Ω , связанной с частотами действующих сигналов соотношениями $\omega_i = \lambda_i \Omega$, где λ_i — любые положительные числа. Такая запись позволяет найти возмущенное значение фазы электрона по любой из частот простым умножением $u_i = \lambda_i u$.

Для решения уравнений (1)–(3) используем метод последовательных приближений, развитый в [9], обобщив его на случай n -сигнального взаимодействия. В первом приближении выражения для поля и тока, полученные из решения линеаризованной системы уравнений ЛБВ, в соответствии с [9] имеют вид:

$$F_i' \approx A_i F_{0i} e^{j\lambda_i \theta},$$

$$I_i' \approx B_i e^{j\lambda_i \theta}.$$

Возмущенная фаза электрона для случая малых входных сигналов и большого усиления может быть получена в виде:

$$\theta(\theta\varphi_0) = - \sum_{l=1}^n \frac{D_l(\theta)}{\lambda_l} \sin[\lambda_l \varphi_0 + \gamma_l(\theta)], \quad (5)$$

где

$$D_l(\theta) = A_l F_{0l} e^{\lambda_l x_l \theta} \{ [\lambda_l^2 (x_l^2 - y_l^2) + q_l]^2 + 4\lambda_l^4 x_l^2 y_l^2 \}^{-1/2},$$

$$\gamma_l(\theta) = y_l \lambda_l \theta + \phi_l, \quad \operatorname{tg} \phi_l = \frac{\lambda_l^2 (x_l^2 - y_l^2) + q_l}{2\lambda_l^2 x_l y_l},$$

A_l — параметр начальных потерь,

$\gamma_l = x_l + j y_l$ — постоянная распространения усиливаемой волны.

Подставляя (5) в (3), получаем выражение для амплитуды переменной составляющей сгруппированного тока во втором приближении:

$$I_K' = 2 \sum_{k_l=-\infty}^{\infty} \prod_{l=1}^n J_{k_l} \left[K \frac{D_l(\theta)}{\lambda_l} \right] e^{j \sum_{l=1}^n k_l \gamma_l(\theta)}, \quad (6)$$

штрих у знака суммы означает, что суммируются только члены, для которых выполняется условие:

$$K = \sum_{l=1}^n \lambda_l k_l.$$

Интегрируя (1) с учетом (6), нетрудно получить:

$$F_K' = -e^{-jKr_K\theta} \left\{ F_{0K} + 2K^2 (1 + b_K C_1)^2 \delta_K \int_0^\theta \sum_{k_l} \prod_{l=1}^n J_{k_l} \left[K \frac{D_l(\xi)}{\lambda_l} \right] \times \right. \\ \left. \times e^{j \sum_{l=1}^n k_l \gamma_l(\xi)} e^{jKr_K\xi} d\xi \right\}. \quad (7)$$

Для вычисления интеграла в правой части представим функции Бесселя в виде степенного ряда:

$$J_n \left(\frac{a}{2} \right) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{a^{n+2s} (-1)^s}{n! s! (n+s)!}. \quad (8)$$

После несложных вычислений запишем второе приближение для поля гармоник:

$$F_K' = -e^{-jKr_K\theta} \left\{ F_{0K} + 2\delta_K K^2 (1 + b_K C_1)^2 \times \right. \\ \left. \times \sum_{k_l=-\infty}^{\infty} \prod_{l=1}^n J_{k_l} \left[K \frac{D_l(\theta)}{\lambda_l} \right] e^{j \sum_{l=1}^n k_l \psi_l} \left[e^{j \left[\sum_{l=1}^n k_l y_l + Kr_K \right] \theta} - 1 \right] \right\} \cdot \quad (9)$$

$$\frac{1}{\sum_{s=0}^{\infty} (k_l + 2s) \lambda_l x_l + j [Kr_K + k_l y_l]}$$

Отметим, что при $n=1$ из (9) нетрудно получить выражение для первой гармоники ($k_1=1$) поля одночастотного режима, совпадающее с соответствующим выражением работы [9].

3. РЕЖИМ ОДНОВРЕМЕННОГО УСИЛЕНИЯ ДВУХ ГАРМОНИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Расчетные формулы для любой гармоники поля (основных и комбинационных частот) двухсигнального режима ЛБВ могут быть получены непосредственно из (9), если положить $n=2$ и задать номер гармоники K . Однако представлялось интересным получить аналитическое решение системы уравнений (1)–(3) и избежать при расчетах суммирования по бесконечным рядам.

Для простоты анализа пренебрежем затуханием в системе и влиянием пространственного заряда ($d_K = q_K = 0$). Уравнение (2) тогда примет вид: $\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} = \text{Re} \left\{ \left[\sum_K F_K \right] e^{jKu} \right\}$. Оно может быть решено аналитически при начальных условиях $\theta = 0$, $u = \varphi_0$, $\frac{\partial u}{\partial \theta} = 0$, если в правой части положить $F_K = F_{0i}$:

$$u = \varphi_0 + b_i \theta_{0i},$$

где F_{0i} — амплитуда i -го входного сигнала,

$$\theta_{0i} = 2\pi C_i N_i.$$

Подставив решение (2) в уравнение (3), найдем амплитуду сгруппированного тока:

$$I_K = 2 \sum_{p,q=-\infty}^{\infty} J_p \left[K \frac{B_1(\theta)}{\lambda_1} \right] J_q \left[K \frac{B_2(\theta)}{\lambda_2} \right] e^{j(p\psi_1 + q\psi_2)}, \quad (10)$$

где

$$B_i = F_{0i} \frac{2 \sin \frac{b_i \theta_i}{2}}{b_i^2} \left(1 - \text{ctg} \frac{b_i \theta_i}{2} \right)^{1/2},$$

$$\text{tg} \psi_i = \frac{2 \sin^2 \frac{b_i \theta_i}{2}}{b_i \theta_i - \sin b_i \theta_i}, \quad \theta_i = \lambda_i \theta_{0i} = 2\pi C_i N_i,$$

Используя уравнения (1), (4) и учитывая (10), при аппроксимации $J_1(B) = a \sin c_1 B$, $J_0(B) \cos c_2 B$, $\psi_i = \frac{\pi}{2} - (1-m)b_i \theta_i$ следующими функциями:

$$\alpha_{11} = c_1 B_1 + c_2 \frac{1}{v} B_2 - m b_1 \theta_1, \quad \alpha_{12} = c_1 B_1 + c_2 \frac{1}{v} B_2 + m b_1 \theta_1,$$

$$\alpha_{13} = c_1 B_1 - c_2 \frac{1}{v} B_2 - m b_1 \theta_1, \quad \alpha_{14} = c_1 B_1 - c_2 \frac{1}{v} B_2 + m b_1 \theta_1,$$

$$\alpha_{21} = c_2 B_2 + c_1 v B_1 - m b_2 \theta_2, \quad \alpha_{22} = c_2 B_2 + c_1 v B_1 + m b_2 \theta_2,$$

$$\alpha_{23} = c_2 B_2 - c_1 v B_1 - m b_2 \theta_2, \quad \alpha_{24} = c_2 B_2 - c_1 v B_1 + m b_2 \theta_2,$$

$$v = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} (i = 1, 2) \text{ при } c_1 = 0,855; \quad a = 0,58; \quad c_2 = 0,655; \quad m = 0,75,$$

получаем приведенную высокочастотную мощность взаимодействия основных сигналов:

$$\frac{P_i}{I_0 V_0} = - \frac{(2\pi C_i N_i)^2}{2\varphi_i^2} F_0 a \sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{\sin \alpha_{in}}{\alpha_{in}}, \quad (11)$$

где

$$\varphi_i = 2\pi N_i.$$

Отметим, что приведенные аппроксимации функций Бесселя дают ошибку, значительно меньшую ($\approx 5\%$), чем пять членов ряда (8) до значений аргумента ≈ 3 . При дальнейшем росте B_i (большее усиление) лучшее совпадение наблюдается при использовании аппроксимаций в виде ряда.

Расчет по формулам (11) показал, что достаточно простые аналитические зависимости первого приближения качественно правильно описывают известные [2, 4—8] закономерности процесса одновременного усиления двух сигналов в ЛБВ.

Значение коэффициента подавления, определенного как $K_n = \frac{P_{1 \text{ макс}}}{P_{2 \text{ макс}}}$,

(где $P_{1 \text{ макс}}$, $P_{2 \text{ макс}}$ — мощность на выходе ЛБВ в режиме насыщения при усилении одного и двух сигналов [8]), было равно 1,27—1,84 для различных режимов и хорошо совпадало с результатами работы [8].

Количественное сравнение теоретических и экспериментальных результатов показывает, что максимальное их расхождение не превышает 20% (рис. 1), причем эта погрешность относится к случаю больших входных сигналов (режим насыщения по мощности), когда нелинейные эффекты, не учитываемые данной теорией, могут быть значительными. Следует отметить,

что параметры экспериментальной лампы соответствовали приближениям теории ($C_1 = 0,036$, $q = 0,1$, $d = 0,08$).

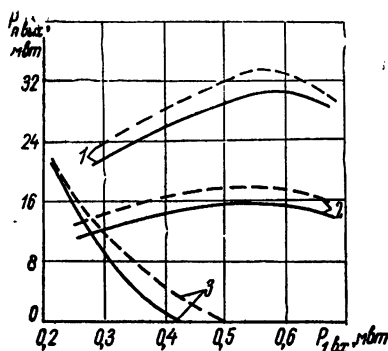


Рис. 1. Теоретические (---) и экспериментальные (—) зависимости выходной мощности $P_{л \text{ вых}}$ от входной мощности первого сигнала: кривая 1 — $P_{1 \text{ вых}}$ при $P_{2 \text{ вх}} = 0$, кривые 2, 3 — $P_{2 \text{ вых}}$ и $P_{1 \text{ вых}}$ при $P_{2 \text{ вх}} = 0,27 \text{ мВт}$; $f_1 = 2200 \text{ МГц}$, $\nu = 0,915$, $\delta_2 = 1,56$, $C_1 = 0,036$, $C_2 = 0,04$, $b_1 = 0,25$, $b_2 = 0,2$.

4. АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

Режим преобразования частоты характеризуется наличием в спектре выходного сигнала наряду с основными составляющими комбинационных частот достаточно больших амплитуд. Наибольший интерес представляет получение аналитических выражений для поля и мощности сигнала разностной частоты $\omega_{1-2} = \omega_1 - \omega_2$ в широком диапазоне изменения частот основных сигналов.

Амплитуду тока разностной частоты нетрудно найти из (10), полагая $K = \lambda_1 - \lambda_2$:

$$I_{1-2} = 2J_1 [(1 - \nu) B_1] J_1 \left[\frac{1 - \nu}{\nu} B_2 \right] e^{j(\psi_1 - \psi_2)}, \quad (12)$$

здесь $\omega_1 > \omega_2$ ($\nu < 1$)

Интегрируя уравнение возбуждения (1) с использованием (12) и приведенных выше аппроксимаций, получаем выражение для комплексной амплитуды поля:

$$F_{1-2} = -\frac{(2\pi C_1 N_1)^2}{2\varphi_1} (1 - \nu)^2 \delta_{1-2} e^{j(1-\nu)\beta_{e1}z} \times \\ \times a \left[\sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} + j \sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{\cos \alpha_n - 1}{\alpha_n} \right], \quad (13)$$

где

$$\alpha_1 = (1 - \nu) \alpha_{12}, \quad \alpha_2 = -(1 - \nu) \alpha_{13},$$

$$\alpha_3 = -(1 - \nu) \alpha_{11}, \quad \alpha_4 = (1 - \nu) \alpha_{14},$$

при этом $c_1 = c_2 = 0,855$.

Подставляя далее (13) и (12) в уравнение (4), находим значение электронного к. п. д.:

$$\eta_{1-2} = \frac{P_{1-2}}{I_0 V_0} = -\frac{(2\pi C_1 N_1)^2}{4\varphi_1} \delta_{1-2}^2 a^4 \left\{ \sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{1}{\alpha_n} \sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{\cos \alpha_n - 1}{\alpha_n} + \right. \\ \left. + \left[\frac{1}{\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_3} - \frac{1}{\alpha_4} \right] \left[\frac{1 - \cos(\alpha_1 - \alpha_2)}{\alpha_1 - \alpha_2} + \frac{1 - \cos(\alpha_1 - \alpha_4)}{\alpha_1 - \alpha_4} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1 - \cos(\alpha_4 - \alpha_2)}{\alpha_2 \alpha_4} - \frac{1 - \cos(\alpha_1 - \alpha_3)}{\alpha_1 \alpha_3} \right\} \quad (14)$$

Некоторые из рассчитанных зависимостей, характерных для этого режима, представлены на рис. 2, 3.

Максимальное значение мощности сигнала разностной частоты (рис. 2) достигается при вполне определенной входной мощности первого сигнала. Это значение $P_{1\text{вх}}$ почти не меняется при изменении мощности $P_{2\text{вх}}$, причем для второго сигнала также имеется максимум мощности сигнала разностной частоты.

Приведенная мощность сигнала разностной частоты существенным образом зависит также от параметра несинхронности (см. рис. 3). Вблизи $b_{\text{онт}}$ функция η_{1-2} носит резонансный характер. Аналогичный ход зависимости наблюдается и для других значений отношения вход-

ных мощностей, причем положение $b_{\text{опт}}$ и величина электронного к. п. д. зависят также и от отношения частот $\frac{\omega_2}{\omega_1}$.

Интересно заметить, что значение $b_{\text{опт}}$ не соответствует оптимальному параметру несинхронности ни первого, ни второго сигналов в одночастотном режиме.

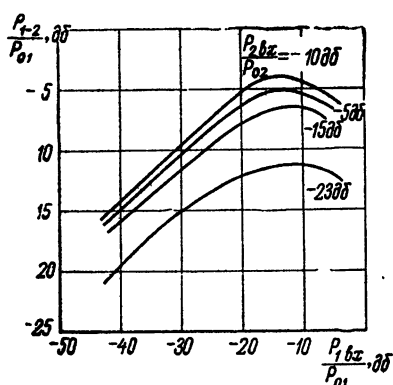


Рис. 2. Зависимость электронной мощности взаимодействия сигнала разностной частоты $\frac{P_{1-2}}{P_{01}}$ от уровня входной мощности первого сигнала $\frac{P_{1 \text{ вх}}}{P_{01}}$.

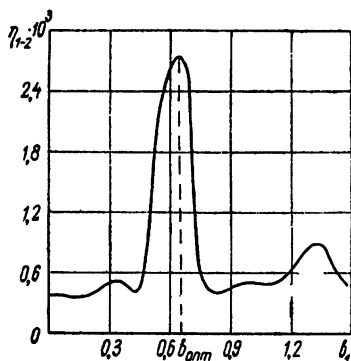


Рис. 3. Зависимость электронного к. п. д. преобразования η_{1-2} от параметра несинхронности b ; $\nu = 0,8$, $\frac{P_{2 \text{ вх}}}{P_{1 \text{ вх}}} = 1$.

Это обстоятельство позволяет считать, что параметр b выполняет в режиме преобразования роль некоторого «регулятора», создающего равные условия взаимодействия волн с потоком при изменении характеристик одного из сигналов.

Однако возможности такого регулирования ограничены, по всей видимости, необходимостью создавать благоприятные условия и для усиления преобразованного сигнала (в данном случае разностного).

Экспериментальные зависимости, характеризующие режим преобразования частоты, представлены на рис. 4, 5. Частоты основных сигналов были взяты равными $f_1 = 2940 \text{ МГц}$, $f_2 = 1480 \text{ МГц}$, чтобы сигнал разностной частоты вошел в полосу усиления лампы. Параметры δ_K , C_K , b_K вычислялись по соответствующим экспериментальным зависимостям одночастотного режима.

Следует отметить хорошее качественное и количественное совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей (рис. 4).

Интересно отметить, что ускоряющее напряжение, соответствующее оптимальному режиму преобразования ($V_{\text{опт}} = 660 \text{ в}$), можно трактовать как среднеарифметическую величину:

$$V_{\text{опт}} = \frac{V_{1 \text{ опт}} + V_{2 \text{ опт}} + V_{3 \text{ опт}}}{3},$$

где $V_{n, \text{опт}}$ — оптимальные ускоряющие напряжения для сигналов частот f_n в случае одночастотного режима.

Это обстоятельство подтверждает теоретический вывод о том, что $b_{\text{опт}}$ в режиме преобразования является функцией параметров, характеризующих все три сигнала.

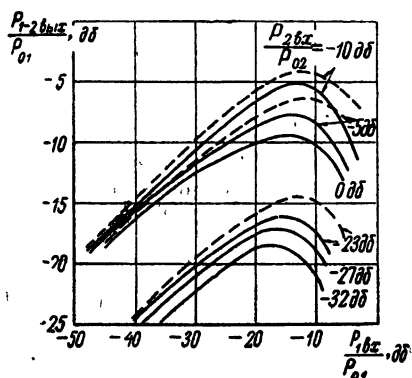


Рис. 4. Теоретическая (---) и экспериментальная (—) зависимости выходной мощности сигнала разностной частоты от входной мощности $P_{1, \text{вх}}$; $V_{\text{опт}} = 660$ в; $\delta_{1-2} = \delta_2 = 4,1$; $C_{1-2} N_{1-2} \approx \approx C_2 N_2 \approx 0,95$.

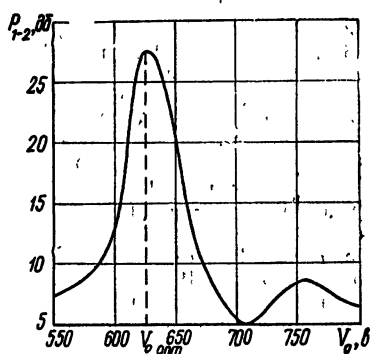


Рис. 5. Экспериментальная зависимость выходной мощности P_{1-2} от ускоряющего напряжения V_0 ; $\nu = 0,584$, $f_{1-2} = 1600$ МГц, $I_0 = 4,5$ ма.

Экспериментальная зависимость электронной мощности P_{1-2} от ускоряющего напряжения V (рис. 5) показывает, что вблизи $V_{\text{опт}}$ функция P_{1-2} носит резонансный характер.

Изменение уровня входной мощности одного из сигналов при фиксированных частотах не приводит к заметному изменению значения оптимального напряжения, за исключением случая, когда $P_{1, \text{вх}} > P_{\text{вх, опт}}$ ($f_1 > f_2$). В этом режиме удавалось уменьшением V_0 несколько приостановить падение к. п. д. преобразования, однако интервал такой «подстройки» очень мал.

Во всех других случаях отклонение условий от оптимальных (как по входным мощностям, так и по ускоряющему напряжению) приводит к уменьшению к. п. д. преобразования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные аналитические выражения для мощности и к. п. д. качественно правильно описывают исследованные режимы работы ЛБВ и применимы для приближенных количественных оценок.

Приведенный метод аналитического расчета может быть распространен на анализ других приборов СВЧ диапазона.

Авторы благодарят В. Дубровского и В. Бессонова за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щербаков В. В. Нелинейные уравнения ЛБВ в случае усиления сложных сигналов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 3, стр. 23—34.
2. Кац А. М., Ильина Е. М. Теоретическое исследование многочастотного режима работы ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 7, стр. 3—17.
3. Кац А. М., Ильина Е. М. Расчет интенсивности комбинационных составляющих при воздействии двух гармонических сигналов на ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 9, стр. 32.
4. Котырев Е. А. Расчет спектра комбинационных частот и коэффициента подавления в СВЧ усилителях в случае двух и трех исходных сигналов. «Вопросы радиоэлектроники», серия XII, «Общетехническая», 1960, вып. 5, стр. 16—32.
5. Ohwaku S., Kuwagaki D. Common amplification of many signals by a TWT amplifier. Trans. Inst. Electron and Commun. Engrs. Japan, 1968, B-51, No 5, pp. 193—200.
6. Putz D. Non-linear behavior of traveling-wave amplifiers. Tubes pour Hyperfrequencies, Paris, 1964, pp. 56—61.
7. Kunz W., Foster J., Lazzarini R. Traveling-wave tube amplifier characteristics for communications. Microwave Journal, 1967, No 3, pp. 41—46.
8. Малышенко В. И., Солнцев В. Н. Нелинейный анализ двухчастотного режима работы ЛБВ при близких частотах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 10, стр. 72.
9. Манькин И. А. Приближенный нелинейный анализ ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4, стр. 15—19.
10. Cirola A. J. A theoretical description of the multiple signal operation of a TWT. IEEE Trans., ED-15, 1968, No 6, pp. 381—395.

*Поступила в редакцию 14 декабря 1970 г.,
после переработки — 23 марта 1971 г.*

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.385.002.72

С. И. Гоникберг**УСТАНОВКА ТОНКОЙ ОЧИСТКИ АРГОНА**

Необходимой предпосылкой для успешного использования аргона как среды для отжига и пайки деталей и узлов ЭВП является его тонкая очистка от химически активных газов. В очищенном аргоне содержание водяного пара не должно превышать $3 \cdot 10^{-4}$ об. %, а кислорода $1 \cdot 10^{-4}$ об. % [1].

Способы тонкой очистки аргона основаны на поглощении химически активных газообразных примесей нагретыми металлами.

Подлежащий очистке аргон последовательно пропускают через несколько реакторов с различными металлами-поглотителями, например, с медью (500°C) — кальцием (700°C), с медью (500°C) — жидким натрием (250°C), с медью (320°C) — кальцием (620°C) — титаном (800°C). В лабораторных очистителях в качестве поглотителей используют также жидкий литий (250°C), уран ($550\text{—}900^\circ\text{C}$), цирконий, лантан [2—4]. Очистители, в которых применяется схема очистки с несколькими поглотителями, мало пригодны для работы в производственных условиях из-за их сложности.

Описывается эффективная установка очистки аргона, в которой применен лишь один поглотитель — титан.

Выбор титана в качестве поглотителя диктуется следующими его

преимуществами перед другими металлами-поглотителями:

— упругость паров титана и давление диссоциации продуктов его реакций с газами меньше 10^{-5} тор вплоть до температуры 1100°C ;

— титан поглощает с приемлемой скоростью азот, кислород и кислородсодержащие газы при температуре $600\text{—}1000^\circ\text{C}$;

— удаление отработанного поглотителя не представляет затруднений и совершенно безопасно;

— титан дешев и доступен.

Схема и внешний вид установки показаны на рис. 1. Подлежащий очистке аргон из баллона 1 последовательно пропускается сначала через осушитель 6, а затем через титановый реактор 7. После охлаждения до комнатной температуры в холодильнике 8 очищенный аргон поступает в печь отжига 11. Контроль влагосодержания очищенного газа осуществляется влагомером 9 типа КИВГ.

Для работы в циркуляционном режиме по замкнутому циклу установка очистки — печь отжига предусмотрены безмасляный мембранный компрессор 3, линия возврата аргона в установку очистки с холодильником 12 и линия предварительной откачки печи отжига механическим вакуумным насосом 10 типа ВН-2МГ.

Осушитель представляет собой металлический цилиндр емкостью 2 л со сплошной засыпкой цеолита марки 5А. Осушитель снабжен на-

гретым до температуры 650°C пористым титаном, а затем с восемью титано-молибденовыми биметаллическими проволоками 4, нагретыми до

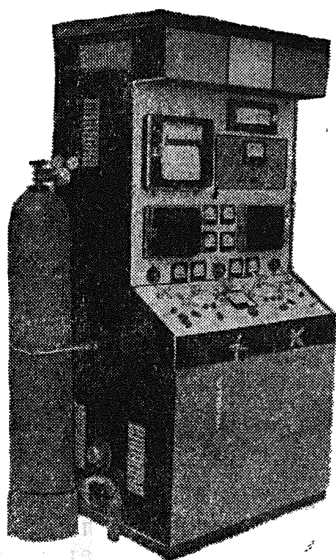
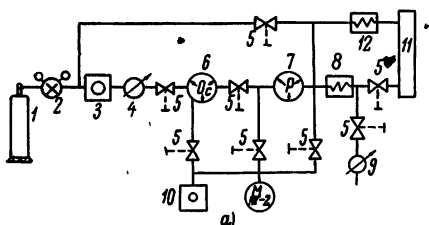


Рис. 1. Схема (а) и внешний вид (б) установки:

1 — баллон с аргоном, 2 — редуктор, 3 — мембранный компрессор, 4 — расходомер-ротаметр, 5 — целнометаллический вентиль Ду8, 6 — цеолитовый осушитель, 7 — титановый реактор, 8, 12 — холодильный агрегат, 9 — влагомер, 10 — механический вакуумный насос, 11 — печь отжига.

ружной электропечью, обеспечивающей нагрев цеолита при его регенерации до температуры 400°C , и линией откачки для удаления десорбирующихся при регенерации цеолита газов и паров.

В реакторе (рис. 2) предварительно осушенный аргон сначала взаимодействует в реакторе 2 с на-

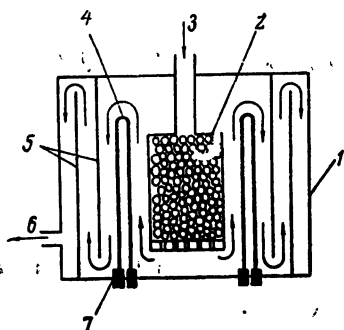


Рис. 2. Титановый реактор:

1 — металлическая оболочка, 2 — контейнер с гранулированным пористым титаном, 3 — вход аргона, 4 — титано-молибденовый проволоочный нагреватель, 5 — экран, 6 — выход очищенного аргона, 7 — вакуумноплотный электрический ввод.

температуры $1000\text{--}1400^{\circ}\text{C}$. Проволоки выполняют одновременно функции нагревателей контейнера и поглотителей.

Температуры пористого титана в контейнере и компактного титана проволоочных нагревателей подобраны таким образом, чтобы обеспечить приблизительно одинаковую удельную объемную скорость поглощения кислорода и кислородсодержащих газов в обеих температурных зонах и повышенную скорость поглощения азота в высокотемпературной зоне [5—7].

При очистке баллонного аргона сорта А ГОСТ 10157—62 с содержанием воды $5 \cdot 10^{-3}$ об. % (точка росы -50°C), кислорода $3 \cdot 10^{-3}$ об. %, азота $1 \cdot 10^{-2}$ об. % установка обеспечивает получение газа с содержанием воды $2 \cdot 10^{-4}$ об. % (точка росы -70°C), кислорода $1 \cdot 10^{-4}$ об. % (количество кислорода определялось прибором МОМ-3 фирмы «Хариба», Япония).

При очистке баллонного аргона указанные параметры достигаются приблизительно через 4 ч после пуска установки в работу.

При номинальной производительности $0,5 \text{ м}^3/\text{ч}$ длительность непрерывной работы установки между двумя последовательными регенерациями осушителя составляет 100 ч. Суммарная длительность работы установки без замены титановых поглотителей составляет приблизительно 300 ч.

Эксплуатация установки в течение 1,5 лет подтвердила надежность работы выбранной схемы очистки и показала целесообразность ее использования в установках промышленного назначения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джуринский К. П. Аргон как среда для отжига и пайки деталей ЭВП. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 3, стр. 96—105.

2. Благородов А. М. и др. Пороговый черенковский счетчик с регистрацией ультрафиолетовой части спектра. ПТЭ, 1968, № 4, стр. 59—65.

3. Фастовский В. Г., Петровский Ю. В. Исследование фазовых равновесий сжиженных газов. Сб. «Низкие температуры и редкие газы», под ред. Фастовского В. Г., Госэнергоиздат, 1958, стр. 99—115.

4. Фастовский В. Г. и др. Инертные газы. Атомиздат, 1964, стр. 192—245.

5. Боярина М. Ф. Сорбционные характеристики пористых нераспыляемых газопоглотителей СПН. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 11, стр. 124—132.

6. Gulbransen E., Andrew K. Kinetics of the reactions of titanium with O_2 , N_2 and H_2 . J. of Metals, 1949, vol. X, pp. 741—748.

7. Макквилэн А. Д., Макквилэн М. К. Титан. Металлургия, М., 1958.

УДК 621.385.002.72

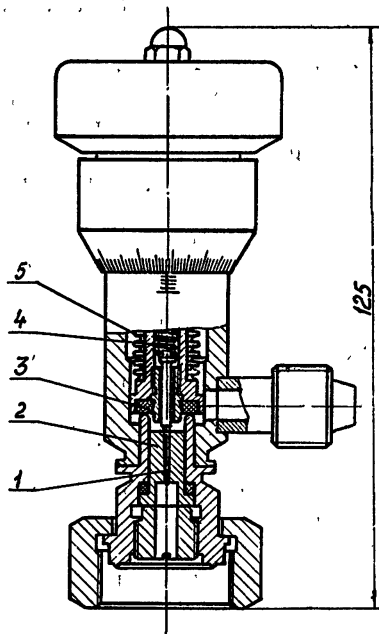
Б. А. Попович

ВЕНТИЛЬ-НАТЕКАТЕЛЬ

Для плавного регулирования рабочего (10^{-2} — 10^{-4} мм рт. ст.) давления и поддержания постоянного потока рабочего газа в вакуумный объем используются различные устройства с малыми скоростями натекания [1, 2].

На рисунке приведена улучшенная конструкция вентиля-натекающего игольчатого типа, обеспечивающего высокую воспроизводимость малых скоростей натекания и обладающего большим сроком службы. Подвижным элементом вентиля является шток, оканчивающийся конусной иглой 1, скользящей в гнезде 2. Поток газа регулируется зазором, который образуется между стенками гнезда и иглой при ее перемещении.

Обычно у вентиля-натекающих игольчатого типа шток либо жестко связан с иглой, либо представляет одно целое с ней. Запирание вентиля осуществляется плотной посадкой иглы в гнезде. При этом из-за боль-



Вентиль-натекающий:

1 — игла, 2 — гнездо, 3 — прокладка, 4 — пружина, 5 — сильфон.

ших осевых усилий происходят неизбежное заклинивание иглы в гнезде и пластическая деформация их рабочих поверхностей, что приводит к выходу из строя вентиля-накателя.

От существующих конструкций описываемый вентиль-накататель отличается тем, что игла в нем не является запорным элементом. Запирание вентиля осуществляется с помощью уплотнительной прокладки 3, а игла 1 разгружена от осевого усилия пружиной 4.

Эта особенность конструкции полностью исключает возможность заклинивания иглы в гнезде и обеспечивает большую долговечность

основных элементов вентиля (иглы и гнезда) и хорошую воспроизводимость малых скоростей натекания.

Плавное перемещение иглы производится микрометрическим винтом, а герметизация от внешней среды осуществляется с помощью сильфона 5. Вентиль допускает прогрев до 200°С. Диапазон регулирования давлений 10^{-6} — $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Б. И. Основы вакуумной техники. «Энергия», 1964, стр. 347—349.
2. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок. «Энергия», 1967, стр. 189—190.

УДК 621.385.002.72

А. Д. Моисеев, В. А. Бирюков

УСТАНОВКА ПОЛУЧЕНИЯ «ЧИСТОЙ» ВОДЫ МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

На многих технологических операциях производства электронных приборов требуется «чистая» вода с особыми свойствами. Такая вода используется, в частности, для питания установок суперочистки воды и предварительной промывки деталей приборов после обезжиривания и химической обработки.

Для получения «чистой» воды предложена установка, производительность которой при диаметре подводящих труб 1,5 дюйма (36 мм) и давлении пара 3 ати — 1,4 м³/ч, а при давлении 6 ати — 2,8 м³/ч. Расход пара для получения 1 м³ «чистой» воды составляет около 1,2 т. Обслуживание установки не требует высокой квалификации работающих.

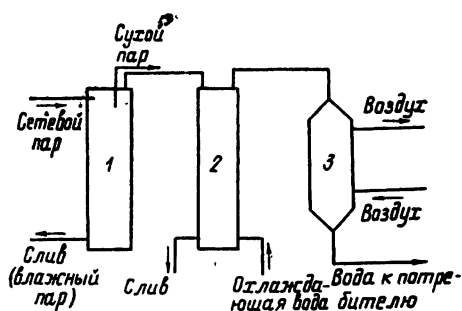
«Чистая» вода, получаемая на этой установке, имеет следующие параметры:

Удельное сопротивление	1,2—1,5 Мом·см
Окисляемость	0,46 мг O₂/л
Жесткость	0,03
Щелочность	0,3 мгэкв/л
CO₂	следы
SiO₂	0,03 мг/л
Сухой остаток	следы
Fe	следы
Cl	следы
РН	6,8

Принципиальная схема установки представлена на рисунке.

Установка состоит из следующих основных частей: сухопарника 1, теплообменника 2 и дегазатора 3.

Сухопарник представляет собой стальную трубу диаметром



Принципиальная схема установки:

1 — сухопарник, 2 — теплообменник, 3 — дегазатор.

250—300 мм, в которую подается сетевой пар. Этот пар в сухопарнике разделяется на сухой и влажный. Влажный пар сбрасывается в канализацию, а сухой, поднимаясь, идет к теплообменнику.

Теплообменник представляет собой трубчатый конденсатор пара. Внутри стальной трубы, которая является рубашкой, помещены трубы из нержавеющей стали. В теплообменнике происходит конденсация пара.

Конденсат ($T=20^{\circ}\text{C}$) из теплообменника поступает в дегазатор,

представляющий собой сварной корпус, выполненный из листовой нержавеющей стали. В корпусе заключены поддон, который служит для равномерного распределения воды по всему сечению дегазатора, и серия алюминиевых решеток, расположенных одна под другой. Решетки предназначены для дробления воды на мелкие капли; падая сверху вниз, с решетки на решетку, вода «дробится» все больше и больше, благодаря чему увеличивается поверхность взаимодействия воды с потоком встречного очищенного воздуха. В процессе взаимодействия воды с воздухом в дегазаторе удаляется двуокись углерода. Заканчивается дегазатор мешком из ткани Петринова, который фильтрует воду от механических примесей.

Из дегазатора вода поступает к потребителям.

Предложенная установка занимает всего $1,5\text{ м}^2$ производственной площади и удобна для использования как в лабораторных, так и в цеховых условиях.

УДК 621.385.002.72

А. М. Решетников, А. П. Иванов

ПЛЕНОЧНЫЙ НАГРЕВАТЕЛЬ ПОДЛОЖЕК ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ВАКУУМЕ

В вакуумных постах, предназначенных для нанесения тонких пленок на диэлектрические подложки, широко применяются нагреватели, выполненные из высокоомных металлов в виде проволочных спиралей или пластин [1]. Эти нагреватели

имеют ряд существенных недостатков:

— большой вес на единицу выделяемой тепловой энергии,

— высокую инерционность, обусловленную плохой теплопередачей от нагревателя к подложке,

— большую потребляемую мощность, приводящую к нагреву не только подложек, но и окружающих деталей вакуумной системы.

Нами разработан нагреватель (рис. 1), представляющий собой прямоугольную пластину 1 из керамики 22ХС толщиной 1 мм, на поверх-

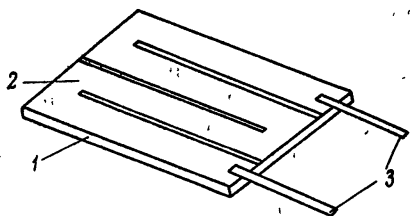


Рис. 1. Нагреватель подложек:

1 — керамика, 2 — пленочный нагревательный элемент, 3 — контакты.

ности которой нанесен пленочный нагревательный элемент 2 — зигзагообразный слой спеченного порошкообразного молибдена. Толщина слоя 50 мкм. Для подвода тока использованы коваровые контакты 3 толщиной 0,1 мм и шириной 3 мм. Контакты припаяны к нагревательному элементу медным припоем.

Поверх металлического слоя нанесен слой 3 бесщелочной высокотемпературной глазури БВ-22 толщиной 20—30 мкм (рис. 2), который

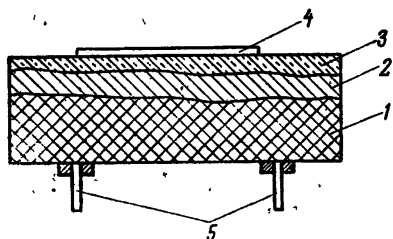


Рис. 2. Поперечный разрез нагревателя:

1 — керамика, 2 — пленочный нагревательный элемент, 3 — глазурь, 4 — подложка, 5 — коваровые стержни.

электрически изолирует молибден от внешней среды и предохраняет его от загрязнения в процессе ваку-

умного распыления металлов. Это обеспечивает стабильные параметры нагревателя в процессе работы. Размеры нагревателя могут быть различными в зависимости от размеров применяемых подложек. В нашем случае нагреватель имел размеры 70×50×1 мм.

Нагреватель такой конструкции обладает следующими параметрами:

потребляемая мощность	• 60—80 вт
максимальная температура нагрева	• 500°С
рабочая температура	• 400—430°С
время достижения рабочей температуры	• не более 5 мин

Примененные материалы обеспечивают минимальное газоотделение нагревателя.

Рекомендуется устанавливать нагреватель на вакуумном посту, укрепляя его в отдельных точках керамического основания с помощью крепежных деталей 5 с малой теплопроводностью. В нашей работе подогреватель укреплялся на коваровых стержнях диаметром 0,8 мм.

Для контроля температуры использовалась хромель-алюмелевая термопара с диаметром проволоки 0,1 мм. Более толстые термопары применять не рекомендуется из-за большого теплоотвода, который приводит к растрескиванию керамики. Горячий спай термопары припаявается к керамическому основанию твердым припоем (ПСр-72).

Разработанный подогреватель при соблюдении указанных условий монтажа на установке и крепления термопары имеет длительный срок службы. При ежедневном трехкратном нанесении пленок нагреватель проработал в течение года и продолжает безотказно работать.

ЛИТЕРАТУРА

1. Слущкая В. В. Тонкие пленки в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1967.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.385.002.72

Н. Ф. Астраханцева, В. Е. Коноплев, А. Я. Астафьев

ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ ЗАВАРКИ КОРПУСА ЛБВ НА СОСТАВ
ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ

Исследовалось влияние среды заварки корпуса сверхмалощумящих ЛБВ на состав остаточных газов. Корпус ЛБВ изготовлен из листовой меди вакуумной плавки, имеет металлокерамические ножки и медный штенгель. Соединение крышки с корпусом осуществляется с помощью дуговой сварки в среде инертного газа. Материал электродов — молибден, покрытый пленкой серебра или родия. Электронная пушка имеет оксидный катод на никелевом керне. В приборе находится распыляемый титановый теттер, выполненный в виде спирали.

К каждой исследуемой лампе напаивался омегатрон РМО-13 (рис. 1). Приборы откачивались на вакуумном посту с масляным

Анализ остаточных газов проводился во время выдержки и тренировки приборов (рис. 2).

Из рис. 2, а видно, что при общем давлении в приборе после откачки, равном $8,2 \cdot 10^{-8}$ тор (в среднем для серийных приборов $1 \cdot 10^{-8}$ тор), основным компонентом остаточных газов является аргон. В процессе тренировки, при включении высокого напряжения, давление аргона резко уменьшалось (что связано с его ионной откачкой), а на катодах наблюдались следы ионной бомбардировки. Парциальные давления водорода, воды, окиси углерода и азота в процессе тренировки падали до значений ниже уровня регистрации ИПДО-1. Во время выдержки приборов после тренировки вновь появлялись водород и окись углерода; были замечены также следы углеводородов, связанные, по всей вероятности, с применением масляной системы откачки.

В приборах, заваренных в среде гелия, давление гелия составляло 10^{-7} — 10^{-8} тор. Несмотря на то, что аргон, как технологическая среда, был исключен при изготовлении приборов, он был все же обнаружен в них после откачки, хотя давление его оказалось в 2—2,5 раза меньше, чем в приборах, заваренных в атмосфере аргона.

Во время выдержки до тренировки приборов, заваренных в среде гелия, давление аргона оставалось неизменным, в то время как в приборах, заваренных в аргоне, давление аргона увеличивалось. В приборах, заваренных в атмосфере гелия, не обнаруживалось следов ионной бомбардировки катода, и начальные параметры приборов были несколько лучше, чем у серийных приборов. Однако после испытаний приборов на теплоустойчивость ухудшение параметров при использовании для заварки гелиевой среды оказалось более сильным, чем при использовании для этой цели аргона, что, видимо, связано с увеличением общего давле-

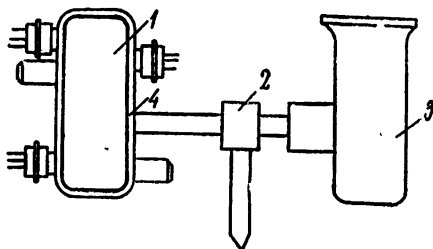


Рис. 1. Схема конструкции экспериментального прибора:

1 — прибор, 2 — переходное устройство, 3 — омегатрон, 4 — сварной шов.

диффузионным насосом. Предельное давление вакуумной системы $2 \cdot 10^{-9}$ тор. Перед анализом остаточных газов омегатрон обезгаживался при 600°C в течение 4 ч, а прибор — в интервале температур 300 — 500°C в течение 5 ч.

Заварка для одних приборов проводилась в атмосфере аргона, а для других — в атмосфере гелия.

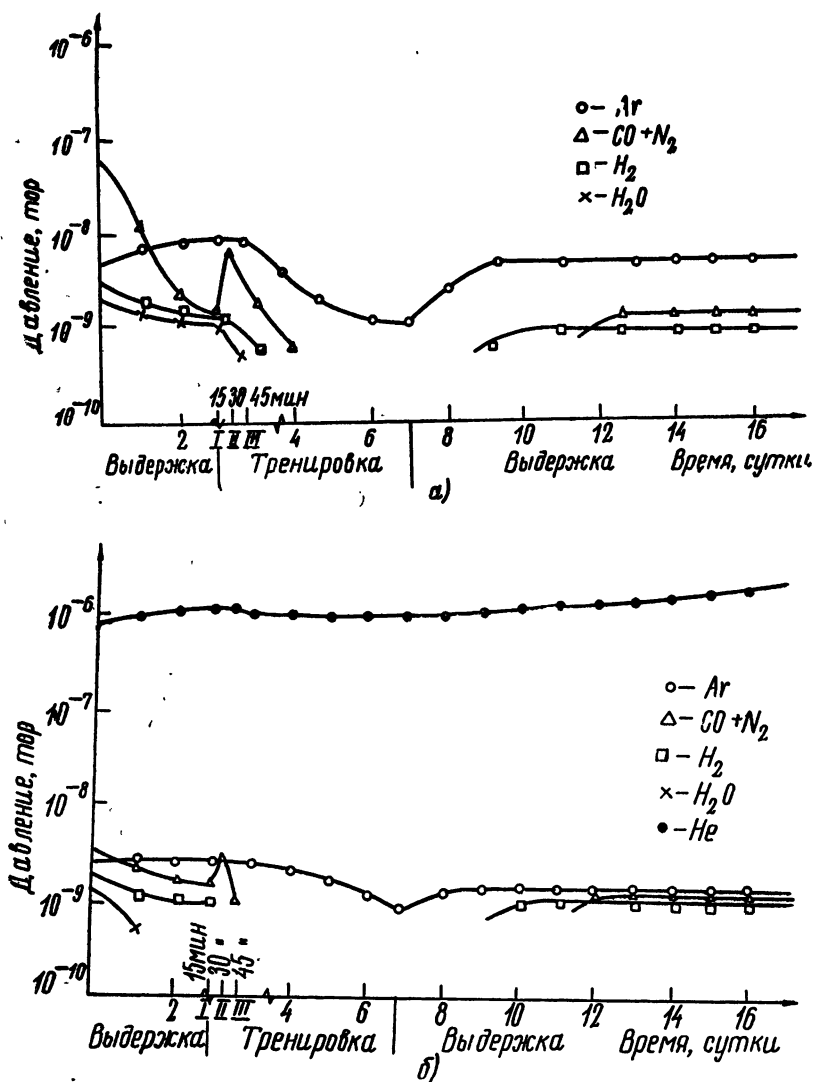


Рис. 2. Изменение давлений остаточных газов в ЛБВ на различных этапах изготовления. Заварка приборов в атмосфере аргона (а) и гелия (б):

I, II, III — включение геттера, накала, высокого напряжения.

ния в приборах. Можно предположить, что молекулы инертного газа захватываются при заварке микропустотами сварного шва, затем выделяются в объем прибора и оказывают влияние на его работу. Желательно,

по-видимому, заварку корпуса сверхмалошумящих ЛБВ производить не в среде инертного газа, а в вакууме.

Поступило в редакцию 3 мая 1971 г.

УДК 621.382.8

В. П. Богоявленский, С. Н. Добрынин, В. П. Ковалев,
Г. Е. Коровина, Н. А. Петрова, З. С. ФедороваСНЯТИЕ ФОТОРЕЗИСТА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМОЙ, ВОЗБУЖДЕННОЙ В ВОЗДУХЕ

Использование низкотемпературной высокочастотной плазмы, возбужденной в атмосфере кислорода, для снятия фоторезиста с подложек микросхем, описанное в работах [1—3], показало значительные преимущества и перспективность этого способа по сравнению с ранее существовавшими методами (химическими, механическими). Однако питание установок кислородом в условиях массового производства значительно осложняет условия работы.

Как показал наш опыт, снятие фоторезиста с подложек микросхем успешно проходит с помощью высокочастотной низкотемпературной плазмы, возбужденной в воздухе.

На рис. 1 показана блок-схема установки. Эксперименты проводились с генерато-

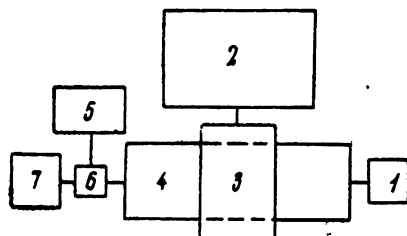


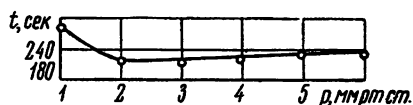
Рис. 1. Блок-схема установки:

1 — ротаметр с иглычатым клапаном, 2 — генератор высокочастотных колебаний, 3 — индуктор, 4 — реакционная камера, 5 — вакуумметр, 6 — трехходовый кран, 7 — форвакуумный насос.

ром, работающим на частоте 13,5 Мгц. В установке предусмотрена плавная регулировка мощности генератора. Давление воздуха в реакционной камере изменялось в пределах от 10^{-2} до 6 мм рт. ст. и регулировалось иглычатым клапаном ротаметра.

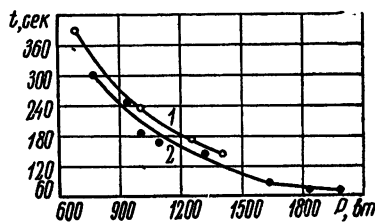
На рис. 2 представлена зависимость времени, необходимого для полного снятия фоторезиста, от давления воздуха в реакционной камере при постоянной мощности генератора (900 Вт). Как видно из рисунка, время снятия фоторезиста существенно уменьшается при увеличении давления от

1 до 2 мм рт. ст., мало изменяется в интервале 2—5 мм рт. ст. и возрастает при дальнейшем увеличении давления.

Рис. 2. Зависимость времени снятия фоторезиста t от давления p при постоянной мощности высокочастотного генератора (900 Вт). Пластины из ситала площадью $\sim 30 \text{ см}^2$.

Такая зависимость, вероятно, объясняется тем, что необходима минимальная концентрация ионов в объеме, начиная с которой скорость снятия фоторезиста не зависит от концентрации. Увеличение времени снятия фоторезиста при давлениях выше 5 мм рт. ст., возможно, вызвано недостаточной для возбуждения плазмы нужной концентрации мощности генератора.

Для сравнения на рис. 3 представлены зависимости времени снятия двух различ-

Рис. 3. Зависимость времени снятия фоторезиста t от мощности генератора P при $p=5 \text{ мм рт. ст.}$ для фоторезистов типа СФ-200 (кривая 1) и ФР-363 (кривая 2). Пластины из ситала площадью $\sim 30 \text{ см}^2$.

ных типов фоторезиста с помощью плазмы, возбужденной в воздухе, при давлении 5 мм рт. ст. от мощности высокочастотного генератора.

Как видно из рисунка, при малых мощностях увеличение мощности приводит к резкому уменьшению времени снятия резиста, начиная же с некоторого значения, дальнейшее увеличение мощности существенно не изменяет времени снятия фоторезиста.

Для разных типов фоторезистов время снятия оказывается различным: при одинаковых условиях обработки, но с увеличением мощности различие становится менее резким.

Использование плазмы, возбужденной в воздухе, в условиях промышленного производства значительно упростит и удешевит

конструирование и работу установок для плазменной обработки подложек микроселектронных схем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Electronics, 1968, т. 41, № 14.
2. «Дэнси дэайре», 1968, № 11.
3. Solid State Technology, 1970, № 13, № 1, p. 26.

Поступило в редакцию 2 июня 1971 г.

УДК 539.293 : 537.212

И. Н. Грошев, Ю. П. Ярешко

ПАРАМЕТРЫ МОДУЛЯЦИИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЯВЛЕНИЯ ФОТОЭКСКЛЮЗИИ

Электрическая модуляция проводимости полупроводников широко используется для управления СВЧ мощностью. При этом для изменения проводимости применяется в основном инжекция неосновных носителей в полупроводник с контактов под действием управляющего электрического поля.

Существует, однако, еще одно явление, которое также позволяет управлять проводимостью полупроводника. В физике полупроводников оно известно под названием фотоэкслюзии и заключается в том, что при приложении к освещенному полупроводнику электрического поля в нем при определенных условиях (наличии инеинжектирующих контактов, электрического поля достаточной величины и т. д.) возможно значительное понижение концентрации неосновных носителей, а следовательно, и проводимости образца.

Цель работы заключалась в оценке величин некоторых параметров модуляции СВЧ излучения при использовании явления фотоэкслюзии. Следует заметить, что при этом воздействие на СВЧ излучение получается противоположным тому, которое наблюдается при использовании инжекции неосновных носителей. При фотоэкслюзии приложение электрического поля увеличивает пропускание полупроводника (носители вытягиваются из объема), а при использовании инжекции неосновных носителей—уве-

личивает его поглощение (носители нагоняются в объем).

Величина изменения пропускания полупроводника η . Согласно [1], при фотоэкслюзии возможно практически полное вытягивание неосновных носителей из объема полупроводника, т. е. понижение его проводимости до величины, соответствующей отсутствию освещения. При интенсивном освещении изменения в проводимости могут составлять десятки и сотни раз, так что можно ожидать изменений в пропускании на несколько десятков децибел.

Время нарастания переднего фронта импульса прошедшей через полупроводник СВЧ мощности T по порядку величины равно времени t пролета носителями расстояния L между контактами на полупроводнике, через которые в объеме поддерживается электрическое поле E [1]:

$$t = \frac{L}{\mu E},$$

где μ — биполярная подвижность носителей.

Именно за время такого порядка устанавливается стационарное состояние пониженной концентрации неосновных носителей.

Заметим, что для появления заметной фотоэкслюзии требуется выполнение усло-

ния $t < \tau$, где τ — время жизни неосновных носителей. При больших освещенностях время нарастания увеличивается [1].

Время спада заднего фронта импульса прошедшей мощности будем определять как время, в течение которого пропускание полупроводника уменьшается в e раз. Найдём это время, исходя из предположения, что после выключения электрического поля проводимость полупроводника будет расти по закону:

$$\sigma(t) = \sigma_n + (\sigma_k - \sigma_n)(1 - e^{-t/\tau}), \quad (2)$$

где σ_n, σ_k — проводимость полупроводника при наличии и отсутствии электрического поля.

В общем случае τ в уравнении (2) зависит от σ .

Известна зависимость пропускания полупроводника η от величины σ [2]. Пусть σ_k и σ_n соответствуют η_k и η_n , а уменьшение разности $\eta - \eta_k$ в e раз соответствует σ_e . Тогда для определения времени T спада заднего фронта импульса прошедшей мощности получаем уравнение:

$$\sigma_e = \sigma_n + (\sigma_k - \sigma_n)(1 - e^{-T/\tau}). \quad (3)$$

Из (3) находим:

$$T = -\tau \ln \left(1 - \frac{\sigma_e - \sigma_n}{\sigma_k - \sigma_n} \right). \quad (4)$$

При выполнении условия $\sigma_k \gg \sigma_e \gg \sigma_n$ (что практически нетрудно сделать) уравнение (4) принимает вид:

$$T \approx \tau \frac{\sigma_e}{\sigma_k}. \quad (5)$$

Как следует из (5), при достаточно интенсивном освещении можно получить $T \ll \tau$.

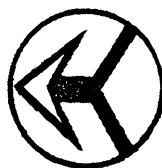
Приведенные выше соображения проверялись на образце ($5 \times 5 \times 0,5$ мм³) из Ge p -типа с удельным сопротивлением 25 ом·см. Для получения неинжектирующих контактов на образец на расстоянии 3 мм друг от друга наносились две индиевые полоски, которые затем вжигались при температуре 450°С. Образец наклеивался на фланец волновода таким образом, что полностью перекрывал выходное отверстие. При освещенности образца ~ 5000 лк наблюдалось ослабление проходящей мощности СВЧ миллиметрового диапазона на 20 дБ. При приложении к нему импульсного напряжения с амплитудой 20 в пропускание восстанавливалось до значения, соответствующего отсутствию освещения. Измеренное значение времени нарастания переднего фронта импульса прошедшей через образец СВЧ мощности составило 10 мксек вместо предполагаемых 2—3 мксек. Это объясняется тем, что из-за характерной для фотоэкслюзии большой величины начального тока использовавшийся импульсный генератор давал импульсы напряжения со скругленным передним фронтом. Поэтому полученное значение времени нарастания не является минимальным.

При увеличении освещенности образца время спада заднего фронта импульса уменьшалось. При освещенности $\sim 60\,000$ лк было получено значение $T \approx 3$ мксек. Измеренное значение τ составило, при этом 50 мксек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брау R. Phys. Rev., 1955, No 100, p. 1047 (перевод в сб. ПФП, ИЛ., 1957, стр. 221).
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. АН СССР, 1957, стр. 51.

Поступило в редакцию 1 апреля 1971 г.



ВАКУУМНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

В декабре 1969 г. появилось сообщение [1] о разработке Стэнфордским научно-исследовательским институтом (при поддержке NASA) интегральных вакуумных схем (ИВС), представляющих собой очень большое количество копланарных диодов и триодов, нанесенных на общую сапфировую подложку методом фотолитографии. В ИВС, как и в обычных вакуумных лампах, в качестве катода используются полосы (слои) окиси вольфрама, в качестве сеток и анодов — полосы титана. Желаемая схема соединений диодов и триодов осуществляется с помощью проводящих слоев, нанесенных также на общую подложку. Вся система находится в одной вакуумной оболочке. Чтобы катоды эмиттировали, сапфировая подложка нагревается до рабочей температуры катода.

Решающим преимуществом ИВС является возможность их работы в тяжелых окружающих условиях. Они могут работать при температурах выше 600°C , в то время как обычные интегральные полупроводниковые схемы работают лишь при температуре до 250°C . ИВС выдерживают существенно большее, чем обычные интегральные схемы, ядерное и электромагнитное излучения. Кроме того, изготовление ИВС значительно проще, чем полупроводниковых схем, оно может быть полностью автоматизировано [2].

Для серийной разработки вакуумных интегральных схем была организована новая фирма Electron Emission Systems, Inc. По планам этой фирмы, продажа ИВС должна была начаться в 1970 г. Однако на рынке этих приборов еще нет. В ноябре 1970 г. президент фирмы Джепперт заявил [3], что ИВС находятся в стадии опытного производства. Фирма надеется представить свои приборы на выставке IEEE в марте 1971 г.

Первоначальные планы фирмы относительно областей применения ИВС существенно расширились. Кроме рынка радиационностойких приборов (к 1974 г. он достигнет 60—100 млн. долл.) и температуростойких приборов для геофизических исследований, оборудования сверхзвуковых самолетов и ракет, фирма собирается проникнуть и в невоенные области применения. Это станет возможным благодаря появившимся идеям снижения себестоимости ИВС, в результате чего эти приборы смогут успешно конкурировать с кремниевыми интегральными схемами в производстве телевизоров и высокочастотных приемников.

- Источники: 1. Electronic News, 1969, December 22.
2. Elektronik, 1970, Bd. 19, Nr 5, S. 166.
3. Electronic News, 1970, November 23.

О. Б.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТЕХНИКИ МИЛЛИМЕТРОВОГО
ДИАПАЗОНА ВОЛН

Ряд трудностей, который до сих пор сдерживал развитие областей техники в миллиметровом диапазоне, сегодня уже преодолен:

— в связи с ростом спектральной тесноты в СВЧ диапазоне все более растет значение миллиметрового диапазона,

— развитие технологии изготовления вакуумных и твердотельных электронных приборов позволило существенно увеличить мощность генерации приборов этого диапазона,

— создание закрытых линий передачи энергии по цилиндрическим волноводам, в которых можно либо контролировать атмосферу, либо вовсе ее исключить, позволило устранить влияние поглощения миллиметровых волн в атмосфере,

— улучшены характеристики детекторных и смесительных элементов, работы в этом направлении продолжаются.

Правительство США и крупнейшая фирма США Bell Telephone Lab. вложили в развитие техники связи на миллиметровых волнах большие средства. Правительственные контракты размещены в нескольких крупных компаниях: Hughes Aircraft Co., Raytheon, TRW, Martin Marietta. Контракты предназначены для развития орбитального центра, который будет использовать синхронные спутники связи для контроля всего воздушного движения, как гражданского, так и военного.

Фирма Bell Telephone Labs. вложила 72 млн. долл. в создание закрытой линии связи на цилиндрических волноводах протяженностью свыше 30 км, рассчитанной на 250 000 разговорных каналов. Испытание линии намечено на 1974 г.

Аналогичную линию связи строит British Post Office. Британская линия должна обеспечить 300 000 одновременных двухсторонних телефонных разговоров.

В Японии фирмы Nippon Telegraph и Telephone Public Corp. начали пробу аналогичной линии связи.

Миллиметровый диапазон связи осваивают также Франция и Германия.

Ромский научно-исследовательский центр BBC США заключил с фирмой Raytheon контракт на сумму около 2 млн. долларов для разработки первой тактической системы связи общего назначения на миллиметровых волнах AN/GRC-173.

Фирма Microwave Communication of America, Inc. начала постройку в миллиметровом диапазоне системы связи национального охвата. Фирма запланировала использовать короткие линии связи для подключения абонентов к ручной СВЧ сети. Создание подобной линии связи также запланировала фирма Datan.

Компании, создающие общие антенны телевидения, проводят эксперименты, по использованию миллиметровых волн для линий прямой видимости. Такая связь менее дорога и более удобна, чем кабельная, особенно в таких крупных городах, как Чикаго, Лос-Анжелос и Нью-Йорк, где прокладка кабелей представляет сложную проблему.

Миллиметровые волны применяются для создания систем посадки самолетов и радаров, обеспечивающих исключение столкновений в воздухе; в этом же диапазоне работают портативные радиостанции скрытой связи, предназначенные для боевых действий. Такая радиостанция на 60 Гц разработана фирмой Raytheon.

Имеются предложения уменьшить стоимость очистки сточных и загрязненных вод за счет применения озона, который выделяется при поглощении в атмосфере миллиметровых волн. Поглощение миллиметровых волн в атмосфере используется также для измерения степени загрязнения воздуха.

НОВЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ КОЛЛЕКТОР ДЛЯ КЛИСТРОНОВ

В течение 20 лет в электронной промышленности предпринимались попытки повысить к. п. д. клистронов путем снижения напряжения коллектора, но успехи были незначительны.

Фирме General Electric Co. удалось решить эту проблему. Созданный ею электростатический коллектор дал возможность повысить к. п. д. мощных клистронов, применяемых на спутниках для телевидения, с 45 до 67%.

Повышение к. п. д. клистрона позволило в 2—3 раза уменьшить размеры охлаждающей системы и более чем на 1/3 уменьшить размеры солнечной батареи, питающей клистроны. Предполагается, что увеличение к. п. д. клистрона и уменьшение размеров солнечной батареи позволят использовать меньшие спутники связи и уменьшить мощность ракеты при запуске.

Работа субсидировалась NASA и является частью программы по разработке более эффективных и надежных бортовых передатчиков космических кораблей.

Источник: Electronics Weekly, 1970, vol. 25, No 534, p. 10.

В. К.

МЕГАВАТТНЫЙ УРОВЕНЬ МОЩНОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ CO₂-ЛАЗЕРОВ

В обзоре новостей лазерной техники в журнале Laser Focus обсуждается проблема разработки источников накачки для мощных лазеров, сдерживающая введение их в военную технику.

Разработкой сверхмощных источников накачки по собственной программе занимается ВМФ США. Управление перспективного планирования научно-исследовательских работ министерства обороны США считает, что эта проблема не принципиальна и может быть разрешена попутно при проведении работ в области газодинамических лазеров.

В этом же обзоре сообщается, что в настоящее время у термически накачиваемого газодинамического CO₂-лазера достигнута мощность излучения порядка мегаватт в непрерывном режиме (к. п. д. при этом остается низким).

Источник: Laser Focus, 1970, vol. 6, No 5, p. 18.

Л. С.

ИМПУЛЬСНАЯ МОЩНОСТЬ 100 Гвт ДОСТУПНА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Самая большая лазерная система, излучающая импульсы мощностью 100 Гвт, разработана фирмой Hadron, Inc.

Система состоит из шести отдельных каскадов. Первый каскад — генератор, остальные пять — усилители. Общая длина лазера 15 м. В лазере используются стеклянные стержни, легированные ниодимом.

Длительность импульса 1 нсек, энергия в импульсе 100 дж, длина волны излучения 1,06 мкм.

Лазер используется для генерации высокотемпературной плазмы с целью исследований в области управляемой термоядерной реакции.

Система приобретена и используется исследовательским центром по применению лазеров Бэттельского института (США).

Источник: Electronic Design, 1970, vol. 18, No 23, p. 40.

О. Б.

ДИАПАЗОН ПЕРЕСТРОЙКИ CO_2 -ЛАЗЕРА — 10 Гц

Диапазон перестройки CO_2 -лазера может быть расширен до 10 Гц смещением его сигнала с сигналом миллиметрового клистрона (например, клистрона фирмы Varian с частотой 53 Гц и выходной мощностью 700 мвт) в нелинейной среде (кристалл арсенида галлия).

Специалисты фирмы Martin Marietta сообщают, что разработанный этой фирмой инфракрасный генератор (лазер+клистрон+кристалл) высокостабилен и имеет значительно больший диапазон перестройки, чем диапазон перестройки собственно лазера (50 МГц).

Для увеличения эффективности нелинейного взаимодействия электрические поля лазера и клистрона поляризованы в направлении кристалла.

Суммарные и разностные частоты смешиваемых сигналов распространяются по волноводу к плоской отражательной решетке, которая разделяет их. Затем сигнал суммарной или разностной частоты собирается двумя иртрановыми линзами (длина фокусного расстояния 3 см), пространственно фильтруется, чтобы исключить шумовое излучение CO_2 -лазера, и подается на ртутно-кадмиевый теллуrowый детектор. После детектирования сигнал усиливается синхронным усилителем и воспроизводится на спектральном анализаторе.

Для того чтобы определить, каким является сигнал (суммарным или разностным), выход миллиметрового клистрона амплитудно модулируется вращающимся диском с частотой 10 гц.

Так как смесительный кристалл прозрачен в диапазоне рабочих частот, то возможности перестройки ограничиваются только диапазоном перестройки клистрона.

Новый инфракрасный генератор с широким диапазоном перестройки найдет применение в спектроскопии инфракрасного и оптического диапазонов.

Источник: Microwaves, 1971, No 1, p. 16

Л. С.

НОВЫЙ МЕТОД СКАНИРОВАНИЯ ЛУЧА В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Согласно сообщению разработчиков фирмы United Aircraft, создан лазер, в котором магнитное поле, электрическое поле и направление газового потока взаимно перпендикулярны. Для управления положением разрядного столба используется магнитное поле, которое определяет направление излучения лазера.

Вместо двух зеркал, юстированных в одном направлении, в лазере со скрещенными полями используется трехзеркальный резонатор, в котором центры кривизны двух крайних зеркал совпадают со серединой среднего зеркала. Этот резонатор об-

ладает тем свойством, что свет, падающий на любую точку крайнего зеркала перпендикулярно его поверхности, возобновляет свой путь, отразившись от двух других зеркал.

Разработанный лазер имеет следующие преимущества: широкое поле зрения, высокую скорость сканирования луча, компактность, большую мощность излучения. Потенциальные области применения: оптическая локация высокой разрешающей способности, оптическая коммутация, обработка информации, разведка.

Исследования проводились по контракту с управлением систем оружия авиации ВМФ.

Источник: Laser Weekly, 1970, vol. 2, p. 2, 3.

В. С.

ПАТЕНТЫ ПО ГАЗОВЫМ ЛАЗЕРАМ

Приведенные ниже патенты показывают стремление разработчиков к увеличению мощности и долговечности этого класса ОКГ.

Патент США № 3.464.028 от 26.VIII.1969 г.

(приоритет 15.II.1965 г.), кл. 331—94.5. Фирма Perkin Elmer Corp.

Патентуется лазер, в котором с целью увеличения к.п.д. и выходной мощности в качестве активного вещества используется не чистый CO_2 , а газовая смесь состава $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ или $\text{CO}_2\text{—N}_2$, что раньше не применялось. Лазер конструктивно выполняется в двух вариантах.

В первом случае через разрядную трубку прокачивается газовая смесь $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$.

Приводится таблица уровней мощности при различных газовых смесях в лазере с прокачкой.

Парциальное давление, тор			Мощность, вт	К. п. д., %
CO_2	He	N_2		
0,6	—	3,6	4,5	2,9
1,3	11,5	3,4	5,25	1,5
2,7	7,8	3,5	18,0	4
1	—	3,3	0,41	—

Во втором варианте лазер выполнен в виде отпаянного прибора. В качестве активного вещества используется смесь $\text{CO}_2\text{—He}$ (парциальные давления равны соответственно 2,2 и 19,2 тор).

Патент Франции № 1.478.410 от 2.III.1968 г.

(приоритет 2.II.1967 г.), кл. H01S. Фирма Compagnie Generale d'Electricite

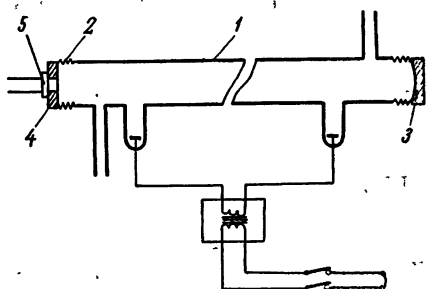
Патентуется молекулярный лазер большой мощности (200 вт), работающий на активной газовой смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ или $\text{CO}_2\text{—воздух—He}$.

Излучаемые длины волн (примерно 10,6 мкм) соответствуют колебательно-вращательной полосе углекислого газа.

Лазер состоит из стеклянной трубки 1 диаметром 9 см и длиной 3 м, через которую постоянно прокачивается активная газовая смесь. На концах трубы имеются металлические гофры 2, позволяющие юстировать резонатор Фабри—Перо с внутренними зеркалами 3, 4.

Одно из зеркал 4 имеет отверстие для вывода излучения. Отверстие закрыто окном 5 из материала, прозрачного в инфракрасной области, например хлористого натрия.

Возбуждение активной смеси осуществляется при помощи электрического разряда переменного тока промышленной частоты. Напряжение, прикладываемое к внутренним электродам, — около 10 кв. Для получения такого напряжения служит повышающий трансформатор. Таким образом, лазер можно питать непосредственно от сети.



Патент США № 3.492.597 от 27. I. 1970 г.

[приоритет 1.VIII.1966 г.], кл. 331—94,5. Фирма TRW, Inc.

Известно, что при работе в течение длительного времени трубки лазера, сделанные из кварцевого стекла, утоньшаются и трескаются. Для устранения подобных явлений предлагается использовать некоторые конструктивные изменения. Соединение трубок 1 с 2 и 1 с 3 осуществляется через элемент 4, который сделан из керамики, непроницаемой для газа при температуре 1000° С и более.



Керамические вставки легко скрепляются со стеклянной трубкой.

Лазер с применением описанных изменений работал 200 ч. Не замечено каких-либо трещин или помутнений стекла, в то время как обычный лазер не выдерживает более 40 ч работы.

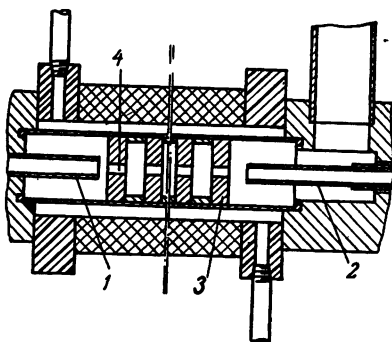
Предлагается для увеличения срока службы прибора делать корпус лазера из керамики.

Патент США № 3.516.012 от 2. VI. 1970 г.

[приоритет 22. IV. 1968 г.], кл. 331—94,5. Фирма Perkin—Elmer Corp.

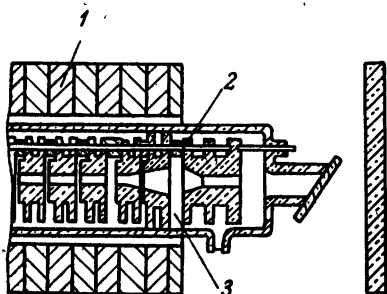
Эффективность и время жизни ионного лазера в большой степени зависят от его конструктивных особенностей, и в частности, от типа примененного катода. Описывается проточный Ar^+ -лазер, катод 2 и анод 1 которого выполнены в виде полых цилиндров из тугоплавких материалов, коаксиальных с оптической осью лазера.

Разряд формируется магнитным полем и рядом пространственно разделенных дисков 3, имеющих центральное отверстие 4. При размещении катода обеспечено такое его положение, что он находится вне коллимирующего плазму магнитного поля соленоида; это повышает также эффективность полого катода и создает возможность работать при менее высоких его температурах (1 200 вместо 2 500° С в обычном случае).



Патент США № 3.522.531 от 4. VIII. 1970 г.
 (приоритет 31. V. 1966 г.), кл. 331—94,5. Фирма RCA Corp.

Основная причина малой долговечности обычных лазерных трубок — воздействие ионной бомбардировки на стенки трубки. Патентуется лазерная трубка с большим сроком службы (около 1 000 ч).



В газоразрядной трубке несколько дисков 1 с малыми осевыми отверстиями формируют канал разряда. Эти диски поддерживаются продольными диэлектрическими стержнями 2, которые, в свою очередь, поддерживаются круглыми дисками, соприкасающимися с баллоном трубки 3.

Диски для предохранения от разрушения их плазмой при металлизации покрываются углеродом, например кристаллическим графитом.

Наполнение — криптон или аргон; плотность тока в трубке примерно 500 ка/см^2 ; диаметр рабочей зоны 3 мм.

РЕЦЕНЗИИ

Ю. П. Адлер, Е. В. Маркова, Ю. В. Грановский. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий (программированное введение в планирование эксперимента). «Наука», М., 1971, 280 стр., библиография.

Современная технология электронных приборов — чрезвычайно широкий комплекс существенно различающихся по природе технологических процессов. Каждый технологический процесс также представляет собой совокупность ряда сложных физических и химических явлений. Таким образом, оптимальный результат технологических операций является функцией большого числа факторов. Теория, как правило, не позволяет учесть влияние всех факторов и предсказать результат реального технологического процесса; экспериментальное исследование представляет собой основной способ отработки технологических режимов и процессов.

Практические цели изучения таких процессов требуют проведения большого числа экспериментов. Поскольку это трудно осуществимо, эксперимент в настоящее время нередко сводится к перебору ограниченного количества значений факторов, выбранных на основе интуиции, или сведений, полученных из различных, порой случайных, источников. Такой путь «слепого поиска» является чрезвычайно неэффективным. Выбранные технологические режимы оказываются недостаточно строго обоснованными, поскольку в описанных условиях эксперимент не дает полной и ясной картины исследуемого процесса. Отсюда нередко плохая воспроизводимость, неустойчивость найденных технологических решений.

За исключением отдельных, весьма тщательно обследованных процессов, нельзя быть уверенным, что найденные и принятые в производстве технологические режимы являются оптимальными.

Описанные недостатки могут быть в значительной степени устранены, если повысить эффективность экспериментальных исследований. Одним из важнейших способов повышения «отдачи» эксперимента является организация его на современной научной основе — применение планирования эксперимента.

Планирование эксперимента (точнее — математические методы планирования эксперимента) — важнейший раздел математической теории эксперимента — новой науч-

ной дисциплины, базирующейся на идеях и методах математической статистики.

Планирование эксперимента применяется для решения широкого круга задач: построения математических (интерполяционных) моделей исследуемых объектов, изучения механизма явлений, оптимизации исследуемых процессов и т. д. Планирование эксперимента широко применяется при проведении исследований в области химии и химической технологии, металлургии и технологии металлов, в горнодобывающей и обогащающей промышленности, в производстве строительных материалов, в радиоэлектронике, автоматике и вычислительной технике и т. д.

Проникновение математических методов планирования эксперимента в практику исследований идет быстрыми темпами. К настоящему времени только в СССР насчитывается более 1000 публикаций по прикладным работам в области планирования эксперимента (90% этих работ относится к лабораторным исследованиям, остальные — к эксперименту в промышленных условиях), причем приблизительно через 2,5 года происходит удвоение числа публикаций. Создаются соответствующие учебные дисциплины в различных вузах (например, в МЭИ).

В электронной технике планирование эксперимента (исключая микроэлектронику и технологию полупроводников) до сих пор используется редко.

Очевидна необходимость ознакомления огромной армии экспериментаторов-практиков с идеями и методами планирования эксперимента. Эта задача решается рядом способов, из которых наиболее важным и доступным является осуществляющийся в последние годы выпуск серии книг, написанных ведущими специалистами страны. В этих книгах основы планирования эксперимента излагаются на доступном экспериментатору уровне. К таким книгам относятся: «Введение в планирование эксперимента» Ю. П. Адлера [1]; «Теория эксперимента» В. В. Налимова [2] и рецензируемая книга «Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий», авторы Адлер Ю. П., Маркова Е. В. и Грановский Ю. В. [3].

Планирование эксперимента позволяет исследователю-экспериментатору

— в значительной степени исключить интуитивный «волевой» подход к организации исследования и заменить его научно обоснованной программой, включающей объективную оценку результатов экспериментов на всех этапах исследования;

— при неполном знании механизма исследуемого процесса получить математическую (эмпирическую) модель, включающую наиболее существенно влияющие факторы, независимо от их физической природы. Такая математическая модель может быть использована для осуществления управления процессом, для отыскания необходимых режимов работы и для оптимизации процесса, т. е. отыскания такой совокупности значений факторов, при которых выбранная целевая функция (или что то же — параметр оптимизации) приобретает экстремальное значение;

— резко повысить эффективность эксперимента, поскольку и для построения математической модели, и для поиска оптимальных условий используется лишь минимальное необходимое число опытов, позволяющее произвести надежную статистическую интерпретацию полученных результатов.

Идеи планирования эксперимента, идеи математической статистики изменяют мировоззрение экспериментатора, который осознает необходимость отказаться от ряда привычных представлений.

Рассмотрим несколько примеров.

Для экспериментатора обычно весьма сложной является задача стабилизации на определенном уровне различных мешающих факторов. Статистическая идея рандомизации — случайного порядка проведения опытов — позволяет снизить требования к стабилизации этих факторов. Ситуация, прежде приводящая исследователя в смущение, теперь создается сознательно и оказывается единственным способом избежать скрытых систематических ошибок в результатах, полученных при изучении сложных объектов.

Идея многофакторного эксперимента, т. е. идея одновременного изменения в ходе опытов всех изучаемых факторов (по определенным правилам), обеспечила резкое повышение эффективности эксперимента по сравнению с традиционным способом поочередного изменения каждого фактора в отдельности. Оказалось, что снижение числа опытов и повышение точности количественных оценок тем значительнее, чем больше число одновременно варьируемых факторов.

Обычно считалось, что, чем меньше факторов варьируется в ходе опытов, тем надежнее результат эксперимента. Созданные статистические методы позволяют включить в программу исследования десятки «подозреваемых» факторов с тем, чтобы на основании результатов эксперимента умеренной

трудоемкости произвести объективное «отсеивание» всех несущественных факторов.

При использовании математических методов планирования эксперимента каждый этап экспериментального исследования представляет собой серию формализованных операций: планирования и проведения эксперимента, расчета коэффициентов математической модели и статистического анализа как непосредственно экспериментальных результатов, так и пригодности (адекватности) построенной модели. Неформализованной остается лишь процедура принятия решения о характере следующего этапа экспериментов, но и она базируется на объективных выводах, полученных из предшествующего эксперимента.

Следует отметить, что выполнение эксперимента строго в соответствии с принятым планом безусловно, требует более высокой культуры эксперимента и, в свою очередь, способствует ее повышению.

Итак, перспектива применения планирования эксперимента соблазнительна: сократить число опытов, найти оптимум, количественно оценить влияние факторов, определить величину погрешностей. Однако даже простая процедура планирования нередко оказывается весьма коварной, и экспериментатор сталкивается с серьезными трудностями, что приводит к ошибкам в применении методов планирования, выбору не самого эффективного пути исследования и т. д. Это снижает эффективность работы и может дискредитировать идею планирования эксперимента.

Овладение всем многообразием приемов планирования экспериментов с целью их эффективного применения в каждой конкретной ситуации требует, с одной стороны, определенной математической подготовки, с другой стороны, — изучения большого объема специальной (в том числе и периодической) литературы по различным методам планирования, т. е. представляет собой задачу сложную, а часто непосильную для практика-экспериментатора. Очевидно, во всех сколько-нибудь сложных случаях оптимальной организационной формой для применения методов планирования эксперимента является содружество экспериментатора — специалиста по конкретной изучаемой проблеме и специалиста по планированию эксперимента (хотя бы в роли консультанта).

Способность экспериментатора оценить с учетом специфики исследуемого процесса возможности эффективной реализации методов планирования эксперимента и сформулировать задачу в терминах (или хотя бы в духе идей) планирования эксперимента — это немаловажная предпосылка успеха. Для этого он должен быть знаком с основными идеями планирования эксперимента, представлять в общих чертах процедуру планирования и существующие на этом пути «под-

водные камни», должен уметь сам спланировать простейший эксперимент. Короче говоря, он должен быть подготовлен настолько, чтобы он мог и хотел обращаться к специалисту по планированию эксперимента.

Упомянутые выше работы [1—3] преследуют, в частности, именно эту цель.

Рецензируемая монография [3] посвящена планированию эксперимента при поиске оптимальных условий (планированию экстремальных экспериментов) — наиболее важному в практическом отношении (и в то же время наиболее полно разработанному) направлению новой науки.

Авторы подробно рассматривают только один, пожалуй, простейший, но зато наиболее распространенный на практике метод планирования эксперимента — метод Бокса—Уилсона. Это ограничение обусловлено целью дать по возможности простое введение в предмет.

Цели книги:

- дать читателю представление о том, какая информация нужна для проведения многофакторного эксперимента при оптимизации процессов,

- дать читателю знания и навыки, необходимые для практического использования методов планирования эксперимента в простейших случаях,

- привить читателю навыки, необходимые для принятия решений на основе использования методов планирования эксперимента.

Эти навыки должны, прежде всего, помочь

- выбрать область, в которой имеет смысл спланировать эксперимент,

- правильно использовать имеющиеся данные при составлении плана эксперимента,

- принять решение о необходимых действиях после получения и статистического анализа математической модели.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников и студентов. От читателя требуется знание лишь самых общих сведений о статистике и планировании эксперимента.

Особенностью книги является то, что при изложении материалов использован метод программированного обучения — «метод многовариантного ответа». Этот метод «принуждает» читателя к активному усвоению материала, позволяет выработать и закрепить определенные навыки. Ценность изложения в форме многовариантного ответа также и в том, что читатель имеет возможность в ходе изучения материала обратить внимание на возможные типичные ошибки и получить их объяснение.

Книга содержит 12 глав.

В I главе даны определения основных понятий, используемых в теории планирования эксперимента.

В главах II—IV рассмотрены виды, требования и изображения по выбору параметра оптимизации, факторов и математической модели. Эти знания необходимы на этапах, предшествующих собственно планированию эксперимента, и прежде всего, при формулировке задачи исследования.

В главе V рассмотрены свойства планов полного факторного эксперимента. Подробно рассмотрены процедуры принятия решений при составлении плана эксперимента и обработки экспериментальных данных с целью расчета коэффициентов математической модели.

В главе VI рассмотрены свойства планов дробного факторного эксперимента. Показано, что при построении линейных моделей применение дробного факторного эксперимента является эффективным средством минимизации необходимого числа опытов.

Глава VII посвящена проведению эксперимента. Рассмотрены приемы оценки ошибки эксперимента и способы уменьшения влияния систематических и случайных ошибок на результат исследования (на точность математической модели).

В главе VIII описаны методы математической обработки результатов эксперимента. В частности, описаны те статистические процедуры, которые позволяют оценить достоверность построенной математической модели.

Глава IX посвящена интерпретации модели — переводу содержащейся в ней информации на язык экспериментатора.

В главе X подробно рассмотрена процедура экспериментального поиска оптимальных условий на основе информации, содержащейся в математической модели, — процедура «крутого восхождения».

В главе XI рассмотрены типовые варианты возможных решений о характере дальнейших исследований в зависимости от результатов проведенного «крутого восхождения».

В главе XII обсуждается вопрос об окончании эксперимента. Подводятся итоги сказанному, оцениваются трудности и перспективы планирования эксперимента. Приводится рекомендуемая литература.

Для решения исследовательских задач в области электронной техники и технологии чрезвычайно важна сама направленность математических методов планирования эксперимента:

- на исследование сложных систем, характеризующихся многофакторными зависимостями,

— на получение объективного (на основе экспериментальных данных) математического описания исследуемого процесса,

— на отыскание оптимальных условий на основе анализа математической модели процесса.

Внедрение этих методов является основой для решения таких важных для повышения эффективности технологических процессов проблем, как

— обоснование оптимальных технологических режимов,

— обоснование допусков на геометрические размеры деталей и узлов приборов и на значения факторов, характеризующих технологические режимы,

— создание единой методики анализа технологических процессов,

— создание алгоритмов автоматического управления сложными технологическими процессами.

В условиях бурного развития электронной техники и технологии, непрерывной разработки новых материалов, новых конструкций и технологических режимов необходимы все более широкие и сложные экспериментальные исследования. В этих условиях особенно важное значение приобретает та особенность рассматриваемых методов, что они оптимизируют сам процесс экспериментирования, позволяют снизить его трудоем-

кость, довести исследование до конца в условиях ограниченных ресурсов, позволяют с минимальными затратами в кратчайшие сроки решать сложные проблемы.

Математические методы планирования эксперимента, несомненно, должны занять в ближайшем будущем подобающее место в практике экспериментальных исследований в области электронной техники, поэтому рецензируемая книга, весьма удачная, на наш взгляд, может быть рекомендована работникам электронной промышленности для первого знакомства с новым перспективным научным направлением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адлер Ю. П. Введение в планирование эксперимента. «Металлургия», М., 1969.
2. Н а л и м о в В. В. Теория эксперимента. ФМБИ «Наука», М., 1971.
3. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. «Наука», М., 1971.

В. М. Ипполитов.

СОДЕРЖАНИЕ

Характеристики приборов.

Борисов Л. М., Логинов О. В., Самородова Г. А. — Амплитудные характеристики клистронов с двухазорными резонаторами	3
Туманов Б. Н. — Детектирование и смещение в автодинной системе на резонансной ЛОВ	11
Бунин Г. Г. — Определение кратковременной нестабильности частоты СВЧ генераторов непрерывного генерирования	15

Конструирование.

Бессмертных В. Н., Ренч Е. И. — Расчет температуры стенки коллектора мощных приборов СВЧ типа О	26
Вашковский А. В., Овчаров В. Т. — К нахождению распределения потенциала в области, ограниченной электродами заданной формы с заданными потенциалами	34
Ярин Н. В., Городецкий Э. А., Романенко Л. А. — Определение кондуктивных потерь в микрополосковых линиях методом электро моделирования	38

Надежность. Долговечность.

Князев Н. В., Косых М. П. — Простой способ определения информативности параметров электронных приборов в отношении их индивидуальной долговечности	41
--	----

Технология.

Сазонов В. Н. — Анализ газовыделения металлов при электронной бомбардировке как метод контроля состояния поверхности	46
Молчанова Л. Г., Лопато Л. В. — Использование малогабаритного электро разрядного насоса для обнаружения течей в отпаянных электровакуумных приборах	51

Измерения. Аппаратура.

Швецов Б. Н., Швецова В. Е., Паршин Ф. С. — Исследование газоразрядных генераторов шума в модулированном режиме работы	57
--	----

Физика явлений в электронных приборах.

Канавец В. И., Сандалов А. Н. — Исследование многорезонаторных группирователей с дополнительной модуляцией на частоте второй гармоники сигнала при учете эффекта расслоения	64
Габышев В. Г., Карнаух В. А., Карнаух А. И., Петров Д. М. — Применение ЭВМ для расчета усилительно-преобразовательного клистрона с модулирующей катодного тока (оптимизация в полосе частот)	73

Моделирование.

Гольденберг А. Л., Панкратова Т. Б. — Адиабатическая теория электронных пушек МЦР	81
Машников В. В., Железовский Б. Е. — Приближенный нелинейный анализ ЛБВ в многосигнальном режиме	90

Производственно-технический опыт.

Гоникберг С. И. — Установка тонкой очистки аргона	99
Попович Б. А. — Вентиль-нагреватель	101
Моисеев А. Д., Бирюков В. А. — Установка получения «чистой» воды методом конденсации пара	102
Решетников А. М., Иванов А. П. — Пленочный нагреватель подложек для осаждения тонких пленок в вакууме	103

Краткие сообщения.

<i>Астраханцева Н. Ф., Коноплев В. Е., Астафьев А. Я.</i> — Влияние среды заварки корпуса ЛБВ на состав остаточных газов	105
<i>Богоявленский В. П., Добрынин С. Н., Ковалев В. П., Корovina Г. Е., Петрова Н. А., Федорова З. С.</i> — Снятие фоторезиста низкотемпературной высокочастотной плазмой, возбужденной в воздухе	107
<i>Грошев И. Н., Ярешко Ю. П.</i> — Параметры модуляции СВЧ излучения при использовании явления фотоэксклюзии	108
Информация	110
Рецензии	

<i>Ипполитов В. М.</i> — Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий (программированное введение в планирование эксперимента)	117
---	-----

Редактор *Федорова К. В.*

Корректор *Путинцева В. А.*

Т-10599	Подписано к печати 13/VIII 1971 г.	Зак. №177	Формат 108 ¹ / ₁₆
Печатных листов 7 ¹ / ₂	Учетн. изд. 10,25		Цена 90 коп.
