

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
23	7-я сверху	... гармоника тока с частотой $2\pi \dots$	... гармоника тока с частотой $2\Omega \dots$
23	10-я сверху	частоты в ФЭУ-ЛБВ.	частоты в ЛБВ-ФЭУ.
32	Ф-ла (26), в квадратных скобках	$\dots \left[1 - e^{-\frac{t_1}{t_k}} \right] \dots$	$\dots \left[1 - e^{-\frac{t_1}{t_R}} \right] \dots$
37	12-я сверху	... частоты, нагруженного магнетрона ...	... частота нагруженного магнетрона ...
52	6-я сверху	$k_2 = kr_2.$	$x_2 = kr_2.$
150	Подпись к рис. 3, 4-я сверху	$U_c, b, \dots$	$U_c, \text{ в } \dots$
153	Матрица	где $A = \begin{vmatrix} 0 & 0 & j\pi\tilde{R} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$	где $\tilde{A} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & j\pi\tilde{R} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

**Выпуск
5**

Год издания двадцать первый

ИНСТИТУТ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1970 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

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

УДК 621.385.6 : 537.533.3

И. И. Голеницкий, А. Н. Захарова, В. Б. Хомич

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ПОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПУЧКА ПРИ РЕШЕНИИ НА ЭВМ ЗАДАЧ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

Рассматриваются принципы построения оптимальной дискретной модели электронного потока, обеспечивающей высокую точность расчета компонент напряженности поля пространственного заряда при минимальных затратах машинного времени

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящее время актуальной задачей, выдвигаемой насущными потребностями практики, является исследование фокусировки пучков в динамическом режиме. Строгое и последовательное решение этой проблемы возможно лишь в рамках нелинейной двумерной теории приборов типа О.

Система уравнений для одновременного описания процессов формирования потоков и их взаимодействия с ВЧ полем сформулирована в работах нескольких авторов (например, в [1, 2]). Однако до настоящего времени еще не опубликованы данные о численных расчетах применительно к конкретным задачам электроники СВЧ. Основным фактором, препятствующим получению массовых практических результатов, является значительная трудоемкость расчета поля пространственного заряда.

В статье предлагается методика расчета поля пространственного заряда пучка, позволяющая производить вычисления с высокой точностью и с относительно малыми затратами машинного времени. Так как основные положения методики являются общими, то в качестве примера практического применения метода нами проведен расчет поля ленточного пучка с постоянной плотностью пространственного заряда. При этих условиях можно сравнить результаты расчета с известными аналитическими данными.

2. МОДЕЛЬ ПУЧКА ДЛЯ РАСЧЕТОВ НА ЭВМ

В двумерной теории приборов типа О используется дискретная модель пучка, образованная посредством замены заряда каждой элементарной ячейки (рис. 1,а) эквивалентным дискретным зарядом (рис. 1,б) в виде бесконечно тонкого стержня (в плоско-симметричной системе) или бесконечно тонкого кольца (в аксиально-симметричной системе).

Потенциал, создаваемый пучком в произвольной точке системы, определяется в результате суммирования потенциалов всех элементов:

$$U(x, y) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_m \sum_n \times \times \varphi(x, y, x_n, y_m) \rho(x_n, y_m) \Delta S_{mn}, \quad (1)$$

где $\varphi(x, y, x_n, y_m)$ — функция Грина единичного заряда, расположенного в точке с координатами x_n, y_m [3],

ρ — плотность пространственного заряда в элементарной ячейке,

ΔS_{mn} — площадь элементарной ячейки в плоскости xu ,

ϵ_0 — диэлектрическая постоянная,

M и N — число элементарных ячеек по осям y и x соответственно (рис. 1,а).

Как известно [3], функция Грина имеет особенность в точках $x=x_n, y=y_m$. С целью исключения особенности при проведении численных расчетов предлагается, например, ограничивать функцию Грина по величине [1] или вообще полагать ее равной нулю [4], начиная с некоторого расстояния ϵ от заряда (рис. 1,б). Предлагаемые методы учета поля вблизи заряда, во-первых, не соответствуют реальному распределению поля в ячейке, и, во-вторых, вносят в количественные результаты погрешность, величина которой зависит от размера области ϵ . Необходимо поэтому строгое обоснование выбора вида функции Грина в окрестности дискретного заряда.

В процессе расчета функций Грина приходится использовать несколько стандартных подпрограмм, что приводит к увеличению затрат машинного времени. По-видимому, целесообразна попытка замены функций Грина более простыми, приближенными функциями, позволяющими ускорить процесс расчета поля пространственного заряда. Следует иметь в виду, однако, что точность аппроксимации при решении задач динамической электронной оптики должна быть достаточно высокой.

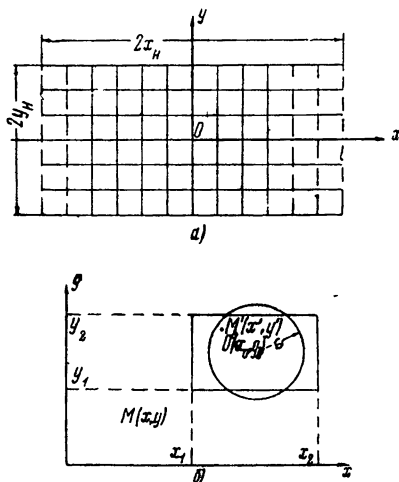


Рис. 1. Дискретная модель пучка (а) и элементарная ячейка (б).

Исключение особенности и упрощение вида функций Грина являлись основными исходными предпосылками при разработке методики расчета поля пространственного заряда.

3. ИСКЛЮЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИЙ ГРИНА В ТОЧКАХ РАСПОЛОЖЕНИЯ ЗАРЯДОВ

Рассмотрим ленточный пучок, распространяющийся в свободном пространстве. Для компонент напряженности поля, создаваемого в точке $M(x, y)$ (рис. 1,б) зарядом некоторой элементарной ячейки, из выражения (1) можно получить следующие формулы *:

$$E_x(x, y) = -\frac{\rho}{2\pi\epsilon_0} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{(x-x')dx'dy'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \quad (2a)$$

$$E_y(x, y) = -\frac{\rho}{2\pi\epsilon_0} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{(y-y')dx'dy'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \quad (2б)$$

где x', y' — координаты зарядов в пределах элементарной ячейки.

Для проведения контрольных расчетов удобно перейти к безразмерным переменным $Y = \frac{y}{y_H}$, $X = \frac{x}{y_H}$ [где y_H — полутолщина пучка (рис. 1,а)] и определить ρ из формулы Гаусса для ленточного пучка:

$$\rho = -\frac{\epsilon_0}{y_H} E_\Gamma, \quad (3)$$

где E_Γ — напряженность поля на границе бесконечного по оси x ленточного пучка.

При этом расчет компонент поля сводится к определению безразмерных функций:

$$F_1 = \frac{E_x}{E_\Gamma} = \frac{1}{2\pi} \int_{X_1}^{X_2} \int_{Y_1}^{Y_2} \frac{(X-X')dX'dY'}{(X-X')^2 + (Y-Y')^2}, \quad (4a)$$

$$F_2 = \frac{E_y}{E_\Gamma} = \frac{1}{2\pi} \int_{X_1}^{X_2} \int_{Y_1}^{Y_2} \frac{(Y-Y')dX'dY'}{(X-X')^2 + (Y-Y')^2}. \quad (4б)$$

* Здесь использовано принятое предположение о постоянстве плотности пространственного заряда.

Интегралы в правой части формул (4) можно выразить в квадратурах и использовать полученные выражения для определения компонент поля в любой точке пучка *. Так как по принятому предположению распределение заряда в пучке равномерно, то в центральной точке 0 (x_0, y_0) (рис. 1,б) функции F_1 и F_2 обращаются в нуль. Обычно с этой точкой при замене пучка дискретной моделью совмещается эквивалентный точечный заряд. Компоненты напряженности поля $\bar{E}_x$ и $\bar{E}_y$ дискретного заряда также можно выразить через безразмерные функции:

$$F_3 = \frac{\bar{E}_x}{E_r} = \frac{\Delta X' \Delta Y'}{2\pi} \frac{X - X_0}{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2}, \quad (5a)$$

$$F_4 = \frac{\bar{E}_y}{E_r} = \frac{\Delta X' \Delta Y'}{2\pi} \frac{Y - Y_0}{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2}. \quad (5б)$$

Сравнивая, например, значения функций F_2 и F_4^{**} , можно видеть, что они практически совпадают при $X \neq X_0$ (рис. 2,а) и принципиально отличаются в области $Y_1 < Y < Y_2$ при $X = X_0$ (рис. 2,б), причем, как и следовало ожидать, функция F_4 в точке с координатами $X = X_0, Y = Y_0$, имеет бесконечный неустранимый разрыв. Расхождение функций F_2 ,

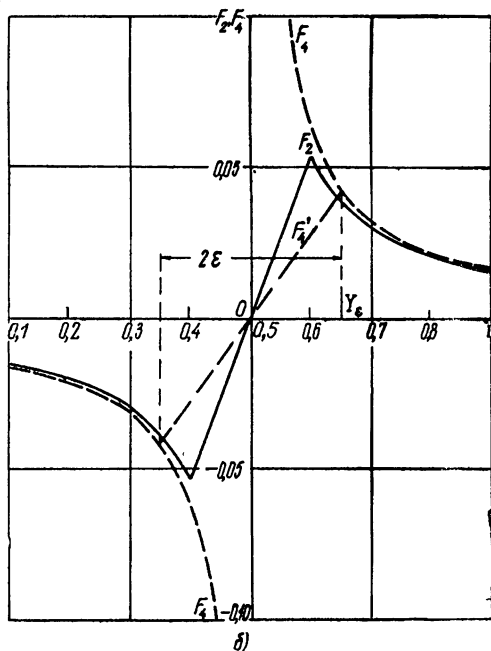
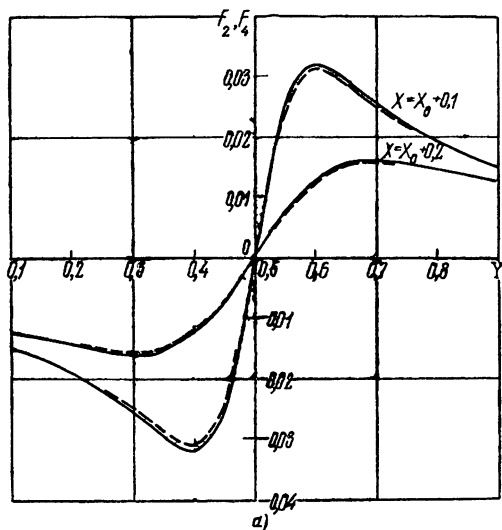


Рис. 2. К сравнению функций F_2 (—) и F_4 (---), вычисленных в сечениях $X = X_0 + 0.1$, $X = X_0 + 0.2$ (а) и $X = X_0$ (б) при $\Delta X' = \Delta Y' = 0.2$.

* При $Y_1 = -1$, $Y_2 = 1$ и $(X_1 - X) \rightarrow -\infty$, $(X_2 - X) \rightarrow \infty$ из формул (4) получим $F_1 = 0$, $F_2 = 1$.

** Качественно вид функций F_3 и F_4 в окрестности точки X_0, Y_0 абсолютно одинаков.

F_4 в окрестности заряда является источником погрешности расчета поля пучка, которая в зависимости от размеров ячейки может достигать 0,10—0,15 от значения напряженности поля E_T . Одним из способов уменьшения погрешности является уменьшение размеров ячейки. Однако при этом увеличивается число дискретных зарядов, что, в свою очередь, приводит к увеличению затрачиваемого на расчет машинного времени.

Нам представляется более естественной замена в некоторой области ϵ (рис. 1,б, 2,б) функций F_3, F_4 новыми функциями F'_3, F'_4 , достаточно точно описывающими при соответствующем выборе ϵ распределение поля внутри равномерно заряженного цилиндра [3]:

$$F'_3 = \frac{\Delta X' \Delta Y'}{2\pi} \frac{X - X_0}{\epsilon^2}, \quad \text{если } \sqrt{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2} \leq \epsilon. \quad (6)$$

$$F'_4 = \frac{\Delta X' \Delta Y'}{2\pi} \frac{Y - Y_0}{\epsilon^2},$$

Тогда компоненты напряженности поля, создаваемого пучком, в произвольной точке X, Y определяются по формулам:

$$F_x^n = \sum_m^M \sum_n^N F_x(m, n), \quad (7a)$$

$$F_y^n = \sum_m^M \sum_n^N F_y(m, n), \quad (7б)$$

где функции F_x и F_y определяются по формулам (5) при

$$\sqrt{(X - X_{0n})^2 + (Y - Y_{0m})^2} > \epsilon$$

и по формулам (6) — при

$$\sqrt{(X - X_{0n})^2 + (Y - Y_{0m})^2} \leq \epsilon.$$

Для выбора оптимального значения ϵ проведено сравнение функций F_x^n и F_y^n с их точными значениями, определяемыми из (4) при $Y_1 = -1, Y_2 = 1, X_1 = -\frac{x_H}{y_H}, X_2 = \frac{x_H}{y_H}$ (рис. 1,а). На рис. 3 представлена погрешность расчета функции F_y в различных сечениях Y пучка при $\frac{x_H}{y_H} = 14, M=6, X=0^*$. Для выбранного значения M оптимальное значение $\epsilon = 0,33$. В этом случае погрешность расчета практически пропорциональна Y , но тем не менее не превышает величины 0,03 (рис. 3,а). Точность расчета увеличивается при увеличении числа дискретных зарядов (например, при увеличении N и фиксированном M — рис. 3,б).

Таким образом, переходя к линейному изменению функции Грина в пределах каждой элементарной ячейки и выбирая оптимальную гра-

* В сечении $X=0$ функции F_x тождественно равны нулю.

ницу перехода, можно обеспечить практически высокую точность расчета поля пространственного заряда даже при достаточно грубой модели электронного пучка (например, при $M=6$, $N=16$).

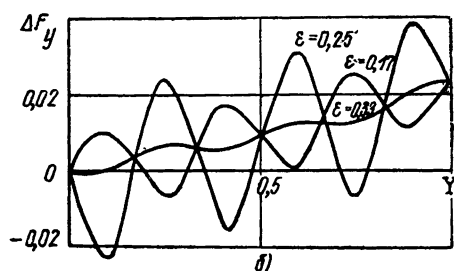
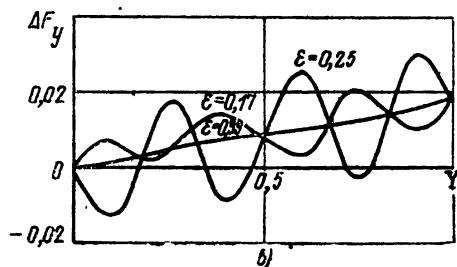
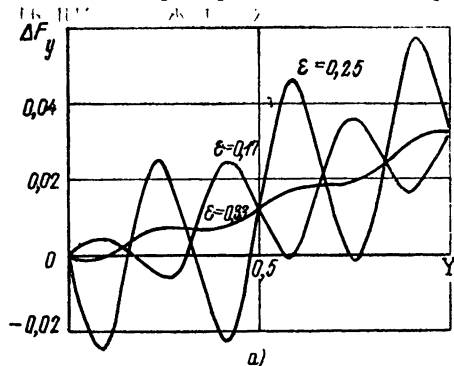


Рис. 3. Зависимость погрешности расчета функции F_y от координаты Y и радиуса ϵ при $Y_1=-1$, $Y_2=1$, $X=0$, $\frac{x_H}{y_H} = 14$, $M=6$ и $N=16$ (а), 24 (б) и 32 (в).

4. АППРОКСИМАЦИЯ ФУНКЦИЙ ВЛИЯНИЯ

При вычислении компонент напряженности поля ленточного пучка, распространяющегося между двумя идеально проводящими пластинами, функции влияния в формулах (7) имеют следующий вид [3]:

$$F_x^*(m, n) = \operatorname{sh} \frac{\pi}{2D} (X - X_{0n}) \left[\frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2D} (X - X_{0n}) - \cos \frac{\pi}{2D} (Y - Y_{0m})} - \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2D} (X - X_{0n}) + \cos \frac{\pi}{2D} (Y + Y_{0m})} \right] \frac{\Delta X \Delta Y}{8D}, \quad (8a)$$

$$F_y^*(m, n) = \left[\frac{\sin \frac{\pi}{2D} (Y - Y_{0m})}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2D} (X - X_{0n}) - \cos \frac{\pi}{2D} (Y - Y_{0m})} + \frac{\sin \frac{\pi}{2D} (Y + Y_{0m})}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2D} (X - X_{0n}) + \cos \frac{\pi}{2D} (Y + Y_{0m})} \right] \frac{\Delta X \Delta Y}{8D}, \quad (8б)$$

где $2D = \frac{2d}{y_H}$ — безразмерное расстояние между пластинами,

Для расчета тригонометрических и гиперболических функций, входящих в формулы (8), необходимо несколько стандартных подпрограмм, многократное обращение к которым требует существенных затрат машинного времени.

С целью ускорения расчета испробованы два способа аппроксимации функций влияния.

Первый из них основан на введении функций влияния зарядов в свободном пространстве. В результате предельного перехода при $D \rightarrow \infty$ из формул (8) получаем функции влияния, представленные формулами (5). Тогда разности $\Delta F_x = F_x^* - F_3$ и $\Delta F_y = F_y^* - F_4$ определяют искажение компонент поля, обусловленное наличием проводящих экранов. В широком диапазоне изменения переменных X, X_0, Y, Y_0 корректирующие функции можно представить в следующем виде:

$$\Delta F_x = - \frac{\Gamma}{A - B(9 - \Gamma^2)},$$

$$\Delta F_y = \frac{C \left[0,57 \frac{Y}{D} + \frac{Y_0}{D} (1,15 + 0,57 \frac{Y}{D}) \right]}{1 + E\Gamma^2},$$

где

$$\begin{aligned} A &= 7,05 + 0,75 \left[\left(\frac{Y_0}{D} - 1 \right)^2 + \left(\frac{Y_0}{D} - 1 \right)^2 \left(\frac{Y}{D} - 1 \right)^2 + \left(\frac{Y}{D} - 1 \right)^2 \right], \\ B &= 0,68 + \frac{0,10}{D^2} (Y_0^2 - Y_0^2 Y^2 + Y^2), \\ E &= 1 + \frac{Y^2}{D^4} (Y^2 + 12Y_0^2), \\ C &= 1 + \frac{2}{D^4} Y_0^2 Y^2, \\ \Gamma &= X - X_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Расчет поля по формулам (5) с учетом поправок (9) не требует стандартных подпрограмм и обеспечивает вместе с тем равномерное приближение для любого набора параметров (табл. 1).

Второй способ аппроксимации основан на введении отраженных относительно экранов зарядов. Как известно [3], заданные граничные условия на металлических экранах выполняются только в том случае, если рассматривается бесконечное множество отраженных зарядов. В результате суммирования функций влияния всех зарядов и получены формулы (8) для заряда между экранами. Вместе с тем, как показали контрольные расчеты, для внутренней области ($Y \leq 0,9$) можно учитывать лишь ближайшие отраженные заряды (рис. 4,а). Тогда для функций влияния получим следующие приближенные формулы:

$$F_x^{**} = \frac{\Delta X \Delta Y}{2\pi} \sum_k^K (-1)^k \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + [Y - (-1)^k Y_0 \mp 2kD]^2}, \quad (10)$$

$$F_y^{**} = \frac{\Delta X \Delta Y}{2\pi} \sum_k^K (-1)^k \frac{Y - (-1)^k Y_0 \mp 2kD}{\Gamma^2 + [Y - (-1)^k Y_0 \mp 2kD]^2}$$

$$(k = 0, 1, 2, \dots, K).$$

Таблица 1

Сравнение значений функций F_3 и F_x^* , F_4 и F_y^*

Координаты зарядов	Значения F	Значения Γ					
		0,1	0,2	0,3	0,5	1,0	1,5
$\frac{Y}{D} = 0,2$	F_3	0,6562	1,0915	1,2639	1,1531	0,5370	0,2299
	F_x^*	0,6559	1,0908	1,2629	1,1520	0,5390	0,2356
$\frac{Y_0}{D} = 0,6$	F_4	-2,1707	-1,7416	-1,2641	-0,5578	-0,0082	0,0386
	F_y^*	-2,1088	-1,6892	-1,2254	-0,5484	-0,0263	0,0351
$\frac{Y}{D} = 0,8$	F_3	11,985	5,0926	2,7149	0,9913	0,1713	0,0548
	F_x^*	12,1814	5,3886	3,0101	1,1818	0,2143	0,0625
$\frac{Y_0}{D} = 0,8$	F_4	2,8904	2,4415	1,9329	1,1400	0,3457	0,1302
	F_y^*	2,9785	2,5274	2,0181	1,2269	0,4323	0,2079

Как следует из рис. 5, формулы (10) с малой относительной погрешностью представляют функции влияния в окрестности зарядов (при малых значениях Γ). В большинстве случаев для обеспечения

приемлемой погрешности расчета и при больших Γ достаточно учесть заряды второго—третьего отражений (см. рис. 5). При этом для определения, например, функции F_y используется пять—семь слагаемых.

Можно уменьшить число слагаемых и вместе с тем повысить точность расчета функций влияния, если воспользоваться свойством симметрии пучка относительно плоскости $Y=0$. При этом каждому заряду с координатой Y_0 соответствует равный по величине заряд с координатой $Y=-Y_0$

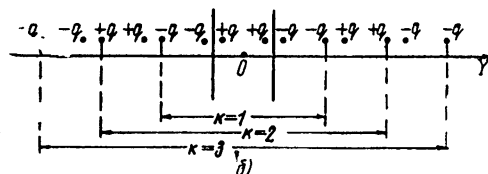
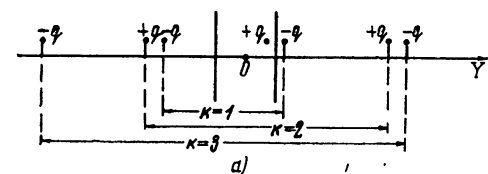


Рис. 4. Последовательные отражения несимметричного (а) и симметричных (б) зарядов.

(рис. 4,б). По данным контрольных расчетов для точного представления поля симметричного пучка в формулах (10) можно сохранить

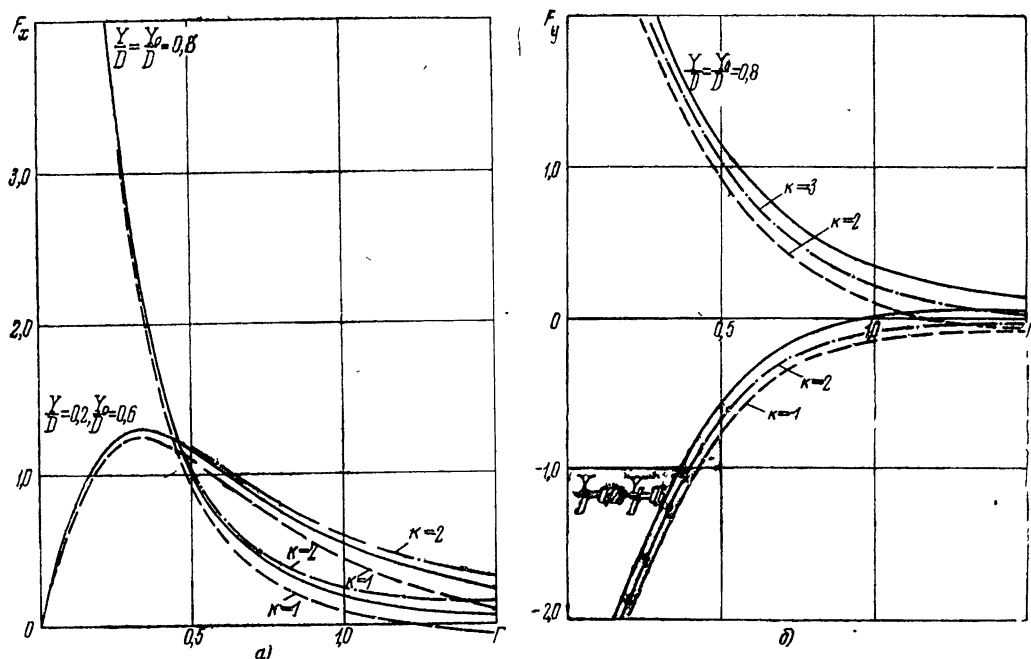


Рис. 5. К сравнению точных (—) значений функций влияния F_x (а) и F_y (б) и приближенных значений (---), (-.-), вычисленных по формулам (10) при $k=1$, $k=3$.

лишь заряды-оригиналы в точках $\pm Y_0$ и ближайшие к экранам отраженные заряды с координатами $\pm(2D - Y_0)$ (рис. 4,б). Тогда

$$\tilde{F}_x^{**} \approx \frac{\Delta X \Delta Y}{2\pi} \Gamma \left[\frac{1}{\Gamma^2 + (Y - Y_0)^2} + \frac{1}{\Gamma^2 + (Y + Y_0)^2} - \frac{1}{\Gamma^2 + (Y + Y_0 - 2D)^2} - \frac{1}{\Gamma^2 + (Y - Y_0 + 2D)^2} \right], \quad (11a)$$

$$\tilde{F}_y^{**} \approx \frac{\Delta X \Delta Y}{2\pi} \left[\frac{Y - Y_0}{\Gamma^2 + (Y - Y_0)^2} + \frac{Y + Y_0}{\Gamma^2 + (Y + Y_0)^2} - \frac{Y + Y_0 - 2D}{\Gamma^2 + (Y + Y_0 - 2D)^2} - \frac{Y - Y_0 + 2D}{\Gamma^2 + (Y - Y_0 + 2D)^2} \right]. \quad (11б)$$

В табл. 2 проводится сравнение точных значений функций влияния для симметричных относительно оси $Y=0$ зарядов и приближенных значений, вычисленных по формулам (11).

Второй метод аппроксимации позволил резко сократить время расчета поля при сохранении достаточно высокой степени точности.

Таблица 2

Сравнение значений функций F_x^{**} и $\tilde{F}_x^{**}$, F_y^{**} и $\tilde{F}_y^{**}$ для симметричных зарядов

Координаты зарядов	Значения F	Значения Γ					
		0,1	0,2	0,3	0,5	1,0	1,5
$\frac{Y}{D} = 0,2$	F_x^{**}	0,7939	1,3508	1,6175	1,6012	0,8030	0,4201
	$\tilde{F}_x^{**}$	0,8075	1,3777	1,6574	1,6648	0,8845	0,4087
$\frac{Y_0}{D} = 0,6$	F_y^{**}	-1,1412	-0,7739	-0,3872	0,1031	0,2469	0,1325
	$\tilde{F}_y^{**}$	-1,1678	-0,7997	-0,4120	0,0914	0,2360	0,1316
$\frac{Y}{D} = 0,8$	F_x^{**}	11,9932	5,1086	2,7378	1,0247	0,2090	0,7069
	$\tilde{F}_x^{**}$	12,0014	5,1279	2,7670	1,0505	0,2286	0,0978
$\frac{Y_0}{D} = 0,8$	F_y^{**}	3,2132	2,7578	2,2387	1,4155	0,5228	0,2261
	$\tilde{F}_y^{**}$	3,1535	2,6997	1,1833	1,3680	0,5020	0,2274

5. РЕШЕНИЕ КОНТРОЛЬНОЙ ЗАДАЧИ

Для проверки методики расчета поля пространственного заряда была решена контрольная задача о расхождении ленточного пучка в эквипотенциальном пространстве.

Система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 T_{mn}}{dX^2} = \left(\frac{dT_{mn}}{dX} \right)^2 q \sum_{m,n} F_x(m, n), \quad (12)$$

$$\frac{d^2 Y_{mn}}{dX^2} \left(\frac{dT_{mn}}{dX} \right)^{-2} + \frac{dY_{mn}}{dX} q \sum_{m,n} F_x(m, n) = q \sum_{m,n} F_y(m, n),$$

где $T = t \frac{v_0}{y_H}$ — безразмерное время пролета электронов от плоскости $X = X_0$ до произвольной плоскости X ;

$q = \frac{\eta p y_H^2}{\epsilon_0 v_0^2} = \frac{p}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta} W}$ — параметр пространственного заряда,
 p — первеанс,

$W = \frac{w}{y_H}$ — безразмерная протяженность пучка в направлении, перпендикулярном плоскости $хоу$.

Определение функций F_x и F_y проводилось по приближенным формулам (11).

Для исключения особенности функций F_x , F_y в точках $X=X_{0л}$, $Y=Y_{0л}$ использовался прием, описанный в п. 3. Результаты контрольного расчета на ЭВМ типа М-20 для $q=2,13 \cdot 10^{-3}$ и $D=3,33$ при $M=6$, $N=24$ представлены на рис. 6. Можно отметить достаточно хорошее

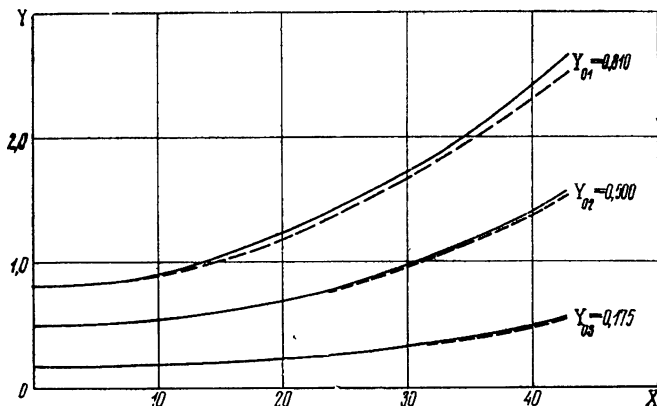


Рис. 6. Траектории электронов ленточного потока, вычисленные по аналитическим формулам (— — —) и по уравнениям (12) (—) при $M=6$, $N=24$, $q=2,13 \cdot 10^{-3}$ и $D=3,33$.

совпадение траекторий электронов, вычисленных на машине (сплошные линии) и приближенным аналитическим методом (штриховые линии). Как и следовало ожидать, расхождение пучка в экране оказывается несколько большим, нежели расхождение пучка в свободном пространстве.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отработана методика расчета поля пространственного заряда при замене пучка его дискретной моделью. Предложенные методы исключения особенности функций влияния в точках расположения дискретных зарядов, а также аппроксимация функций влияния простыми алгебраическими выражениями позволили обеспечить высокую точность расчета поля и обеспечить возможность решения задачи о формировании пучка в динамическом режиме на ЭВМ типа М-20.

С небольшими изменениями предлагаемую методику расчета можно перенести и на аксиально-симметричные пучки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Роу Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. Пер. с англ. под ред. Чернова З. С. М., «Советское радио», 1969.
2. Манькин И. А., Кац А. М. Некоторые вопросы двумерной теории лучевых приборов О-типа. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 11, стр. 48—59.
3. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. Пер. с нем. под ред. Рабиновича М. С. М., ИЛ, 1962.
4. Моносов Г. Г. Теоретический анализ характеристик усилительных ЛБВ типа М с катодом в пространстве взаимодействия. Ч. I. Методика расчета и основные уравнения. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 8, стр. 3—11.

Статья поступила в редакцию 30 января 1970 г.

УДК 621.385.63 : 621.383

Ю. Д. Самородов

К ТЕОРИИ ФОТОПРИЕМНИКОВ С ДИНАМИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ ТИПА КЛИСТРОНА-ФЭУ И ЛБВ-ФЭУ

Представлены результаты расчета на ЭВМ эффективности преобразования частоты в фотоприемниках типа клистрона-ФЭУ и ЛБВ-ФЭУ при произвольном по величине сигнале гетеродина в зазоре и в спирали соответственно. Показано, что эффективность преобразования в этих фотоприемниках достигает величины порядка 0,16 и при определенных условиях не зависит от частоты выходного (разностного) сигнала.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] сообщалось о возможности эффективной работы фотоприемников с динамическим преобразованием частоты типа клистрона-ФЭУ и ЛБВ-ФЭУ, которые принимают световые сигналы, содержащие СВЧ модуляцию. Принцип действия таких приборов заключается в том, что СВЧ информация, содержащаяся в токе, при дополнительной модуляции фототока другим, монохроматическим, сигналом от местного СВЧ гетеродина транспонируется в область низких частот и затем усиливается обычным образом вторично-электронным умножителем (ВЭУ). Очевидно, требования к полосе пропускания ВЭУ в таких приборах намного ниже, чем в ФЭУ-ЛБВ, так как в первом случае полоса пропускания не должна охватывать СВЧ диапазон и определяется лишь шириной спектра сигнала.

В настоящей работе излагаются результаты теоретического исследования на ЭВМ характеристик клистрона-ФЭУ и ЛБВ-ФЭУ. Исходные соотношения охватывают все практически возможные режимы работы этих фотоприемников. Так, в клистроне-ФЭУ эти соотношения справедливы при произвольном по величине сигнале гетеродина в зазоре резонатора и произвольной длине группирователя, а в ЛБВ-ФЭУ — при произвольном сигнале гетеродина в линии замедления. Приводится также теория малого сигнала клистрона-ФЭУ, позволяющая аналитически определить спектр выходного сигнала.

2. КЛИСТРОН-ФЭУ В ПРИБЛИЖЕНИИ МАЛОГО СИГНАЛА ГЕТЕРОДИНА

Исследуемая модель показана на рис. 1. В СВЧ зазор резонатора поступает пучок фотоэлектронов, модулированный по току:

$$I_{\text{вх}}(t_1) = I_0 [1 + m(1 + n \cos \Omega t_1) \cos(\bar{\omega} t_1 + \varphi)] . \quad (1)$$

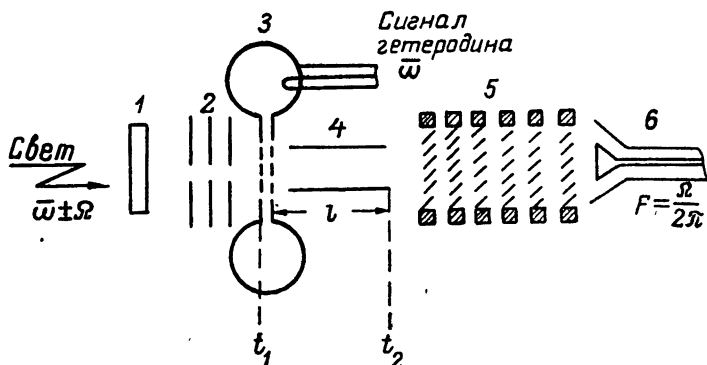


Рис. 1. Исследуемая модель клистрона-ФЭУ:

1 — полупрозрачный фотокатод, 2 — электроннооптическая система, 3 — резонатор с СВЧ зазорами, 4 — трубка дрейфа (группирователь), 5 — умножитель (ВЭУ), 6 — коаксиальный коллекторный вывод

В зазоре пучок дополнительно модулируется напряжением с частотой ω , после чего попадает в трубку дрейфа, имеющую длину l и одинаковый с резонатором потенциал U_0 . Нас интересует спектральный состав тока $I_{\text{вых}}(t_2)$ на выходе трубки дрейфа, который в общем случае равен [3]:

$$I(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{вх}}(t_1) e^{-j\omega t_2} dt_1. \quad (2)$$

Считая, что

$$t_2 \approx t_1 + \frac{l}{v_0} \left(1 - \frac{\tilde{U}}{2U_0} \sin \bar{\omega} t_1 \right), \quad (3)$$

и используя в качестве $I_{\text{вх}}(t_1)$ лишь информационную часть входного тока

$$I'_{\text{вх}}(t_1) = I_0 m n \cos \Omega t_1 \cos(\bar{\omega} t_1 + \varphi),$$

получим:

$$I(\omega) = \frac{I_0 m n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \Omega t_1 \cos(\bar{\omega} t_1 + \varphi) e^{-j\omega t_2} e^{-j\Theta_\omega} e^{jX \sin \bar{\omega} t_1} dt_1. \quad (4)$$

Здесь

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}; \quad \Theta_\omega = \frac{\omega l}{v_0}; \quad X = \frac{\omega l}{v_0} \frac{U}{2U_0}.$$

Используя соотношения работ [4, 5]

$$e^{jX \sin \bar{\omega} t_1} = \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(X) e^{jn\bar{\omega} t_1},$$

$$\delta(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(\omega - \omega_0)t_1} dt_1, \quad (5)$$

где $J_n(X)$ — функция Бесселя первого рода n -го порядка,
 $\delta(\omega - \omega_0)$ — дельта-функция,
 для выражения (4) получим:

$$I(\omega) = \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(X) [A_1 \delta(\omega - \alpha_{1n}) + A_2 \delta(\omega - \alpha_{2n}) + A_3 \delta(\omega - \alpha_{3n}) + A_4 \delta(\omega - \alpha_{4n})], \quad (6)$$

где A_i — константы,

$$\alpha_{1n} = \Omega + (n+1)\bar{\omega}; \quad \alpha_{2n} = \Omega + (n-1)\bar{\omega};$$

$$\alpha_{3n} = -\Omega + (n+1)\bar{\omega}; \quad \alpha_{4n} = -\Omega + (n-1)\bar{\omega}.$$

Из выражения (6) следует, что в спектре тока $I_{\text{вых}}(t_2)$ присутствуют составляющие тока с частотами $\omega = \Omega$, $\omega = \Omega \pm \bar{\omega}$, $2\Omega \pm \bar{\omega}$ и т. д. и нет составляющих с частотами 2Ω , 3Ω и т. д. Определим эффективность преобразования частоты для разных гармоник:

$$K_{\text{пр}1} = \frac{I(\Omega)}{I_0 m n}, \quad K_{\text{пр}2} = \frac{I(2\Omega)}{I_0 m n} \text{ и т. д.}$$

Из (6) нетрудно получить

$$|K_{\text{пр}1}| = \frac{1}{2} J_1(X) \sin \varphi. \quad (7)$$

При $X \ll 1$

$$|K_{\text{пр}1}| \approx \frac{X}{4} \sin \varphi \approx \frac{1}{4} \theta_z \frac{\tilde{U}}{2U_0}, \quad \theta_z = \frac{\Omega l}{v_0}.$$

Как отмечалось выше, в приближении малого сигнала $K_{\text{пр}n} = 0$ ($n=2, 3$). Из соотношения (7) следует, что $|K_{\text{пр}1}|$ зависит линейно от разностной частоты $F = \frac{\Omega}{2\pi}$, поэтому при малых сигналах гетеродина клистрон-ФЭУ, транспонируя информацию из СВЧ диапа-

зона в область низких частот, искажает спектр сигнала, изменяя соотношение амплитуд различных спектральных составляющих.

3. КЛИСТРОН-ФЭУ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ СИГНАЛЕ ГЕТЕРОДИНА

В этом случае нельзя пренебрегать изменением времени пролета электронов в СВЧ зазоре, поэтому

$$t_2 = t_1 + \tau + \frac{l}{v(t_1 + \tau)},$$

где τ — время пролета в зазоре;
 $v(t_1 + \tau)$ — скорость электрона на входе в трубку дрейфа в момент $t_1 + \tau$.

Время τ определяется трансцендентным уравнением:

$$\frac{\bar{\omega}d}{v_0} = \bar{\omega}\tau \left\{ 1 + \mu \cos \bar{\omega}t_1 + \frac{\nu}{\omega t} [\sin \bar{\omega}t_1 - \sin(\bar{\omega}t_1 + \bar{\omega}\tau)] \right\}, \quad (8)$$

следующим из уравнения движения:

$$\ddot{X} = \frac{e}{m} \frac{\tilde{U}}{d} \sin \bar{\omega}t, \quad t = 0, \quad X = 0, \quad \dot{X} = v_0.$$

Здесь

$$\mu = \frac{\alpha}{2\beta}; \quad \alpha = \frac{\tilde{U}}{U_0}; \quad \beta = \frac{\bar{\omega}d}{v_0}.$$

В рассматриваемом случае удобно воспользоваться рядом Фурье:

$$I_{\text{вых}}(t_2) = \sum_{-\infty}^{\infty} I(n\Omega) e^{-jn\Omega t_2},$$

причем

$$K_{\text{пр}n} = \frac{I(n\Omega)}{I_0 m n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos z \cos(\gamma z + \varphi) e^{-jnz} \times \\ \times e^{-jn \frac{\bar{\omega}\tau}{\gamma}} e^{-jn\theta_0} [1 + \mu \cos \gamma z - \mu \cos(\gamma z + \bar{\omega}\tau)]^{-1} dz, \quad (9)$$

$$z = \Omega t_1; \quad \gamma = \frac{\bar{\omega}}{\Omega}; \quad \gamma z = \bar{\omega}t_1,$$

$\bar{\omega}\tau$ определяется из уравнения (8).

Зависимость $K_{np1}(\Theta_2)$ вычислялась по формулам (8) и (9) на ЭВМ БЭСМ-2 для широкой сети значений параметров γ , φ , β , α , n . Основные результаты анализа полученных численных данных сводятся к следующим.

а) При $n=1$ изменение параметра γ в пределах от $\gamma=2$ до $\gamma=120$ не влияет на зависимость $K_{np1}(\Theta_2)$. Поэтому зависимость $K_{np1}(\Theta_2)$ можно рассматривать как частотную характеристику преобразования фотоприемника.

б) Зависимость $K_{np1}(\Theta_2)$ периодически меняется при изменении параметра φ и это изменение можно аппроксимировать множителем вида $|\sin(\varphi - 0,63)|$ к $K_{np1}(\Theta_2)$; при этом $\varphi_{opt} - 0,63 = \frac{\pi}{2}(2n + 1)$.

в) Влияние параметра β на $K_{np1}(\Theta_2)$ различно при разных значениях α . При малых сигналах ($\alpha \leq 0,25$) ординаты зависимости $K_{np1}(\Theta_2)$ максимальны при $\beta \approx 1,25$. При больших сигналах (α порядка единицы и более) первый максимум зависимости $K_{np1}(\Theta_2)$ смещается в сторону больших Θ_2 при увеличении β (рис. 2,а). В этом

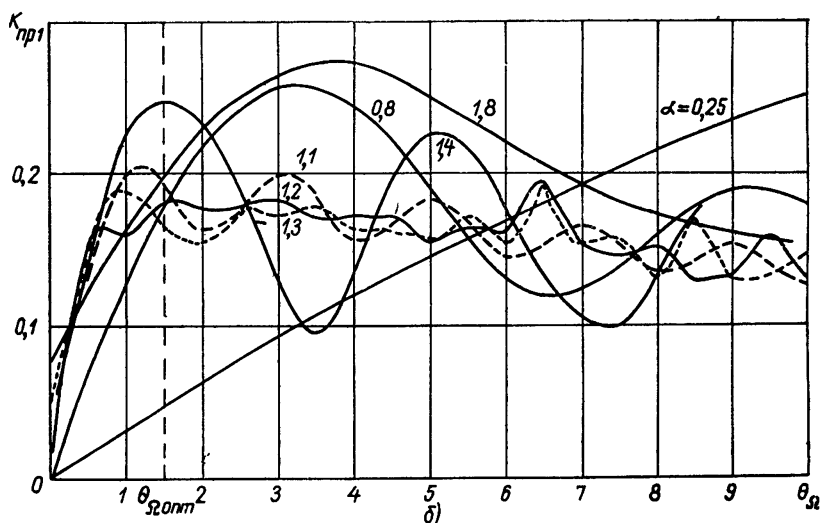
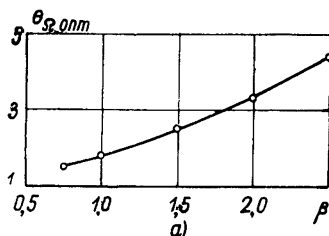


Рис. 2. Зависимость $\Theta_{2,opt}$ от β (а) и K_{np1} от Θ_2 (б) при $\varphi = 2,25$; $\beta = 1,25$; $\gamma = 6$.

случае за оптимальное значение β можно взять $\beta \approx 1$, при котором крутизна нарастания $K_{np1}(\Theta_2)$ и величина первого максимума наибольшие. Таким образом, оптимальное значение параметра β находится в интервале 1—1,25.

г) На рис. 2,б показано влияние параметра α на зависимость $K_{\text{пр}1}(\theta_2)$ при указанных выше оптимальных значениях параметров φ ($\varphi=2,25$), β ($\beta=1,25$) и при $\gamma=6$. Величина γ взята малой с целью уменьшения необходимого машинного времени, пропорционального γ (при одинаковой точности вычисления интеграла). Приведенные кривые вскрывают важную для практики закономерность — пульсации $K_{\text{пр}1}(\theta_2)$ при изменении θ_2 минимальны и составляют величину порядка 25% (1 дб), если значение параметра α заключено в пределах 1,1—1,3. В этом режиме эффективность преобразования клистрона-ФЭУ с точностью до 1 дб не зависит от частоты выходного сигнала F при изменении последней в интервале $\frac{v_0}{2\pi l} \div 10 \frac{v_0}{2\pi l}$ ($\theta_2 = 1 \div 10$), что, как отмечалось выше, важно с точки зрения искажения принимаемой информации. Эффективность преобразования в этих оптимальных условиях равна примерно 0,16.

д) Наконец, расчеты показали, что гармоники тока с частотами 2Ω , 3Ω и т.д. ничтожно малы по сравнению с первой гармоникой. Так, $K_{\text{пр}2}(\theta_2) = 10^{-4}$; $K_{\text{пр}3}(\theta_2) = 10^{-6}$.

4. ЛБВ-ФЭУ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ СИГНАЛЕ ГЕТЕРОДИНА

С практической точки зрения фотоприемник типа ЛБВ-ФЭУ более интересен, чем клистрон-ФЭУ, так как допускает перестройку частоты гетеродина и, следовательно, перестройку рабочей частоты по входу в широком интервале частот. Принцип действия ЛБВ-ФЭУ описан в работе [2] и аналогичен принципу работы клистрона-ФЭУ. Отличие заключается в том, что дополнительная модуляция фототока сигналом гетеродина осуществляется бегущей в спирали волной.

Можно показать, что при используемых в ЛБВ-ФЭУ значениях фототока (единицы микроампер), электрических длинах спирали (порядка $10\lambda_g$) и мощности сигнала гетеродина (порядка сотен милливатт) происходящие на участке линии замедления процессы могут быть с достаточной степенью точности описаны в приближении заданного поля.

Рассмотрим модель ЛБВ-ФЭУ, схематически изображенную на рис. 3, и составим исходные для исследования на ЭВМ соотношения.

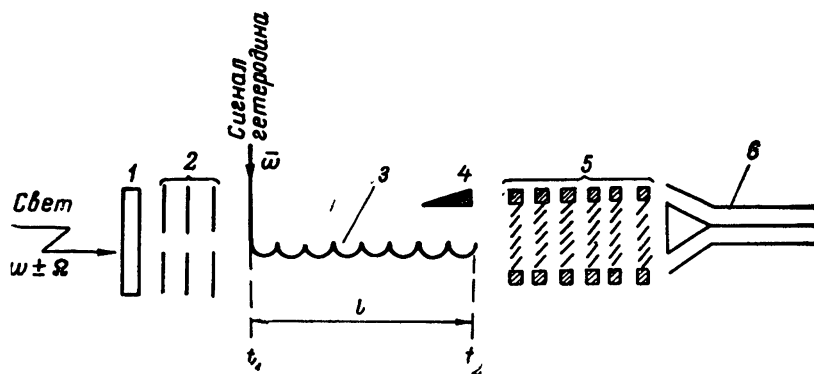


Рис. 3. Исследуемая модель ЛБВ-ФЭУ:

1 — полупрозрачный фотокатод, 2 — электроннооптическая система, 3 — линия замедления, 4 — согласованная нагрузка, 5 — умножитель (ВЭУ), 6 — коаксиальный коллекторный вывод.

Пусть в спираль входит пучок фотоэлектронов, модулированный по току:

$$I_{\text{вх}}(t_1) = I_0 \{1 + m(1 + n \cos \Omega t_1) \cos(\bar{\omega} t_1 + \varphi)\}.$$

Сигнал гетеродина возбуждает в спирали бегущую волну поля (считаем, что волна не отражается от выходного конца спирали):

$$E = E_0 \sin(\bar{\omega} t - \beta X + \varphi_{\text{нач}}),$$

где β — фазовая постоянная волны,
 X — расстояние вдоль спирали.

Определим амплитуды гармоник тока в конце спирали $I(n\Omega)$, имеющих частоты $\Omega, 2\Omega, \dots, n\Omega$. Как и ранее,

$$I(n\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{\text{вх}}(t_1) e^{-jn\Omega t_1} dt_1, \quad (10)$$

где $t_2 = t_1 + \tau$,

τ — время пролета электронами участка спирали длиной l , которое определяется из уравнения:

$$\ddot{X} = \frac{e}{m} E_0 \sin(\bar{\omega} t - \beta X + \bar{\omega} t_1);$$

$$t = 0, \quad X = 0, \quad \dot{X} = v_0, \quad (11)$$

$$X(\tau) = l.$$

Приведем (10) и (11) к удобному для расчета виду. Производя замену переменных:

$$z = \Omega t_1; \quad \gamma = \frac{\bar{\omega}}{\Omega}; \quad \theta = \frac{\Omega X}{v_0}; \quad \theta_0 = \frac{\Omega l}{v_0};$$

$$v_\phi = \alpha v_0; \quad y = \bar{\omega} t,$$

используя соотношение:

$$E = \beta \sqrt{2KP} = \frac{\bar{\omega}}{v_\phi} \sqrt{2KP},$$

получаем:

$$K_{\text{пр } n} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos z \cos(\gamma z + \varphi) e^{-jnz} e^{-j\frac{\gamma}{\tau} y} dz, \quad (12)$$

где $\tilde{y}$ определяется из уравнений:

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} = \frac{B}{\alpha\gamma} \sin\left(y - \frac{\gamma\theta}{\alpha} + \gamma z\right),$$

$$y = 0, \quad \theta = 0; \quad \frac{d\theta}{dy} = \frac{1}{\gamma}; \quad (13)$$

$$\theta(\tilde{y}) = \theta_0; \quad B = \frac{e\sqrt{2KP}}{mv_0^2}.$$

Здесь K — сопротивление связи,
 P — поток мощности вдоль спирали.

Вычисление $K_{\text{пр}1}$ показало, что параметр γ влияет на зависимость $K_{\text{пр}1}(\theta_0)$ (в отличие от клистрона-ФЭУ), поэтому $K_{\text{пр}1}(\theta_0)$ не выражает прямо частотную характеристику ЛБВ-ФЭУ. Выяснилось также, что для численного анализа по формулам (12) и (13) требуется много машинного времени, так как уравнение (13) необходимо решить (оно решалось методом Рунге-Кутты) во всех $M+1$ точках деления интервала 2π при вычислении интеграла (10). В этом случае при больших γ (порядка сотен) M тоже велико (порядка тысяч), и поэтому время, необходимое для расчета на ЭВМ одной кривой $K_{\text{пр}1}(\theta_0)$, составляет несколько часов, что недопустимо.

С целью сокращения машинного времени и для придания зависимости $K_{\text{пр}1}(\theta_0)$ смысла частотной характеристики проведем следующие преобразования:

$$\theta_0 = \frac{\psi_0}{\gamma}; \quad \psi_0 = \frac{\bar{\omega}l}{v_0};$$

$$\theta = \frac{\psi}{\gamma}; \quad \psi = \frac{\bar{\omega}\tilde{X}}{v_0}.$$

Тогда

$$K_{\text{пр}1}(\theta_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos z \cos\left(\frac{\psi_0}{\theta_0} z + \varphi\right) e^{-jnz} e^{-jn\frac{\tilde{y}\theta_0}{\psi_0}} dz; \quad (14)$$

$$\frac{d^2\psi}{d\tilde{y}^2} = \frac{B}{\alpha} \sin\left(y - \frac{\psi}{\alpha} + \frac{\psi_0}{\theta_0} z\right); \quad (15)$$

$$y = 0, \quad \psi = 0, \quad \frac{d\psi}{d\tilde{y}} = 1, \quad \psi(\tilde{y}) = \psi_0.$$

Здесь ψ_0 является параметром; при изменении θ_0 соответствующим образом меняется $\frac{\psi_0}{\theta_0} = \gamma$, поэтому (14) прямо отображает частотную зависимость эффективности преобразования ЛБВ-ФЭУ. Аргумент

подынтегральной функции $\gamma z = \frac{\psi_0}{\Theta_0} z$ при изменении Θ_0 от 0,5 до 10 может меняться в широких пределах (от единиц до сотен 2π), поэтому для вычисления интеграла с достаточной степенью точности необходимо разбивать интервал интегрирования 2π на очень большое число отрезков M (порядка тысяч) и в каждой из точек деления решать уравнение (15). Для малых γ выбранное число M становится неоправданно большим и приводит к большим затратам машинного времени.

Потребуем, чтобы отношение M/γ оставалось постоянным при вычислении $K_{пр\pi}(\Theta_0)$:

$$\frac{M}{\gamma} = M \frac{\Theta_0}{\psi_0} = M_0 = \text{const.}$$

Зависимость $K_{пр\pi}(\Theta_0)$ будем вычислять с интервалом $\Delta\Theta_0$, т.е. в точках $\Theta_0 = k\Delta\Theta_0$ ($k=1, 2, \dots$). Обозначим точки деления интервала интегрирования через $z_i = i \frac{2\pi}{M}$ ($i=0, 1, 2, \dots, M$). Тогда

$$M \frac{\Theta_0}{\psi_0} = \frac{M k \Delta\Theta_0}{\psi_0} = M_0,$$

откуда

$$k \Delta\Theta_0 = \psi_0 \frac{M_0}{M}.$$

Уравнение (15) решается, как отмечалось, $M+1$ раз, т.е. во всех точках z_i ($i=0, 1, 2, \dots, M$) при каждом однократном вычислении интеграла. Соответствующие значения аргумента γz_i равны:

$$z_i \frac{\psi_0}{\Theta_0} = i \frac{2\pi}{M} \frac{\psi_0}{k \Delta\Theta_0} = i \frac{2\pi}{M_0}.$$

Таким образом, значения $z_i \frac{\psi_0}{\Theta_0}$, при которых решается дифференциальное уравнение, не зависят от Θ_0 . Этим можно воспользоваться и решить дифференциальное уравнение M_0 раз при каком-то однократном вычислении интеграла (т.е. при одном значении Θ_0), и полученные решения использовать при остальных Θ_0 . Очевидно, выигрыш во времени расчета составляет $\frac{\Theta_{\text{окон}}}{\Delta\Theta_0} \frac{M}{M_0}$ раз ($\Theta_{\text{окон}}$ — наибольшее значение переменной Θ_0). При $\Theta_{\text{окон}}=10$, $\Delta\Theta_0=0,25$, $\frac{M}{M_0}=100$ время счета уменьшается в 4 000 раз.

На рис. 4 показана зависимость $K_{пр1}(\Theta_0)$ в ЛБВ-ФЭУ. Как видно из рисунка, эффективность преобразования частоты в ЛБВ-ФЭУ существенно ниже, чем в клистроне-ФЭУ, и в лучшем случае составляет 0,04.

Влияние параметра φ на зависимость $K_{пр1}(\Theta_0)$ напоминает аналогичное влияние в клистроне-ФЭУ: существует оптимальное значение фазы, равное $\varphi_{\text{опт}} = 1,5 + \pi$,

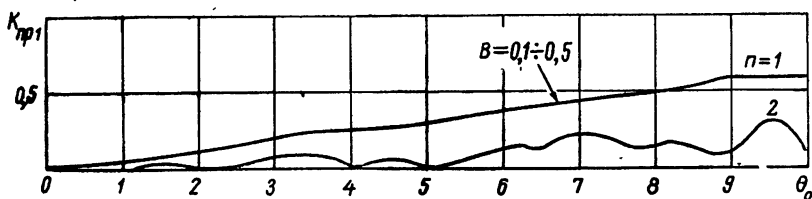


Рис. 4. Зависимость $K_{пр1}$ от θ_0 в случае ЛБВ-ФЭУ при условии модуляции пучка по принципу ЛБВ и при $\varphi=1,5$ и $\alpha=1$.

В отличие от клистрона-ФЭУ мощность сигнала гетеродина в спирали слабо влияет на ход зависимости $K_{пр1}(\theta_0)$ (рис. 4). Во-первых, наблюдается некоторое насыщение $K_{пр1}(\theta_0)$ от мощности: повышение мощности сигнала в спирали до нескольких ватт не приводит к улучшению эффективности преобразования, а также не выравнивает эту зависимость $K_{пр1}(\theta_0)$, как это имело место в клистроне-ФЭУ. Во-вторых, гармоника тока с частотой 2π соизмерима с первой (рис. 4), что свидетельствует о неэффективном распределении мощности между гармониками, и качественно согласуется с низкой эффективностью частоты в ФЭУ-ЛБВ.

В основу приведенного анализа был положен ЛБВ-механизм модуляции фототока в области спирали. Полученная низкая эффективность преобразования не соответствует опытным данным; кроме того, как отмечалось в работе [2], ЛБВ-ФЭУ может эффективно работать в режиме с «нейтральной» спиралью, когда потенциал спирали далек от потенциала синхронизма. Все это дает возможность предположить, что в ЛБВ-ФЭУ присутствует другой механизм модуляции фототока, отличный от ЛБВ-механизма, а именно — механизм отсечки [2].

5. АНАЛИЗ ЛБВ-ФЭУ С МОДУЛЯЦИЕЙ ПУЧКА, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ОТСЕЧКОЙ ТОКА

Экспериментально было замечено [2], что ЛБВ-ФЭУ хорошо работает в условиях, когда включение сигнала гетеродина заметно (на десятки процентов) снижает проходящий к ФЭУ фототок. Естественно предположить, что пучок фотоэлектронов проходит близко к последним виткам спирали и его сканирование в поперечном направлении полями сигнала гетеродина приводит к частичному или полному периодическому оседанию пучка на спираль и, следовательно, к эффективной модуляции тока пучка и к эффективному преобразованию частоты. В случае модуляции с помощью отсечки эффективность преобразования ЛБВ-ФЭУ равна:

$$K_{пр\ n} = \frac{1}{2\pi} \cos z \cos(\gamma z + \varphi) e^{-jnz} \alpha(\gamma z) \alpha z. \quad (16)$$

Здесь $\alpha(\gamma z)$ характеризует модуляцию тока с помощью отсечки.

При П-образной отсечке

$$\alpha(\gamma z) = \begin{cases} \beta & \text{при } 2\pi d \leq \gamma z < 2\pi d + c \\ 0 & \text{при } 2\pi d + c \leq \gamma z < 2\pi(d+1) \end{cases}$$

$$d = 0, 1, 2, \dots$$

Результаты численного анализа выражения (16) при П-образной модуляции сводятся к следующим (рис. 5).

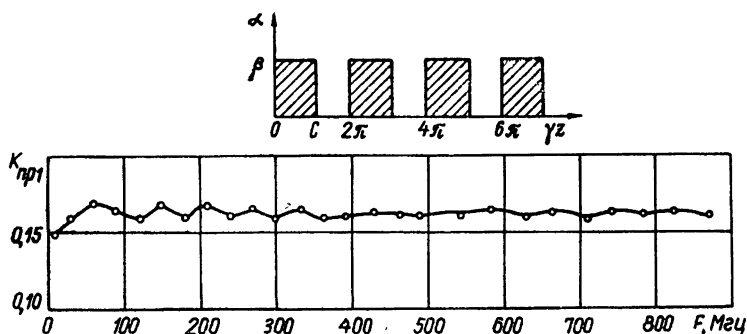


Рис. 5. Зависимость $K_{\text{пр1}}$ от F в случае ЛБВ-ФЭУ при условии модуляции пучка по принципу отсечки и при $\varphi = 1,5$; $c = \frac{\pi}{2}$; $n = 1$; $\beta = 1$.

Эффективность преобразования максимальна при $\varphi = 1,5 + \pi n$, $c = \frac{\pi}{2}$, $n = 1$ и $\beta = 1$ и составляет примерно 0,16, что близко к эффективности преобразования в клистроне-ФЭУ. Эффективность преобразования для гармоник с частотами 2Ω , 3Ω и т.д. равна 10^{-3} — 10^{-4} . Но в отличие от клистрона-ФЭУ эффективность преобразования в ЛБВ-ФЭУ с точностью до единиц процентов не зависит от разностной частоты, в том числе и при очень низких значениях F . Поэтому ЛБВ-ФЭУ в режиме отсечки транспонирует принимаемую информацию с высоких на низкие частоты вообще без заметных искажений и с высокой степенью эффективности. Это обстоятельство делает целесообразным замену круглой спирали в ЛБВ-ФЭУ устройством, которое обеспечило бы эффективное поперечное отклонение пучка (например, плоские спирали с поперечным электрическим полем и т.п.) с последующим электродом типа коллиматора с целью создания наиболее эффективного фотоприемника с динамическим преобразованием частоты.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ работы двух типов фотоприемника с динамическим преобразованием частоты приводит к выводу, что наилучшими характеристиками (наибольшая эффективность преобразования, неза-

висимость эффективности преобразования от частоты выходного сигнала, отсутствие гармоник основной частоты в выходном сигнале) обладает ЛБВ-ФЭУ в режиме, когда модуляция фототока сигналом гетеродина осуществляется с помощью отсечки тока пучка, происходящей благодаря сканированию пучка в поперечном направлении сигналом гетеродина. Так как круглая спираль не оптимальна для поперечного управления пучком, представляется целесообразным производить сканирование пучка в этом приборе другими элементами, специально для этого сконструированными. Такой же эффективностью преобразования, но худшими свойствами в смысле искажения принимаемой информации характеризуется и фотоприемник типа клистрона-ФЭУ.

Приведенные в статье данные могут быть использованы разработчиками при конструировании и создании описанных фотоприемников типа клистрона-ФЭУ и ЛБВ-ФЭУ.

В заключение выражаю благодарность Мальковой Н. Я. и Загородному С. Ф., оказавшим большую помощь в проведении вычислений на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цугулиев А. И. Фотоприемники световых сигналов с динамическим преобразованием частоты. Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, ЛЭИС им. Бонч-Бруевича, 1967.
2. Самородов Ю. Д., Белозеров Е. Г., Ганзбург-Преснова В. Н. Экспериментальное исследование свойств фотоприемника типа ЛБВ-ФЭУ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 58—65.
3. Гайдук В. И. О расчете наведенного тока при произвольном движении заряженных частиц «Радиотехника и электроника», 1963, вып. 2, стр. 231—254.
4. Розет Т. А. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике. «Советское радио», М., 1956.
5. Зырин С. С., Петров Д. М. Каскадная группировка электронов в преобразовательном клистроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 4. стр. 3—17.

Статья поступила в редакцию 17 июля 1969 г.

УДК 621.387.3

М. И. Захаров

АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Проведен теоретический анализ явлений теплопроводности в цилиндрическом (сплошном или полом) положительном столбе газового разряда. Предполагается, что перемещение массы газа отсутствует, а отбор тепла от оболочки цилиндра осуществляется конвективным охлаждением. Полученные результаты могут быть полезны при рассмотрении кинетики образования усилительной среды в газовых генераторах когерентного излучения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим тепловые процессы в длинных стеклянных газоразрядных трубках, схематические модели которых показаны на рис. 1. Каждая из трубок заполнена смесью рабочих газов. Положим, что все термические параметры газовой смеси (теплопроводность, температуропроводность) определяются парциальным давлением гелия, так как это имеет место в большинстве практически интересных случаев газоразрядных лазеров [11]. Поскольку тепло в газе выделяется при столкновении электронов с нейтральными атомами, плотность внутренних источников тепла определяется концентрацией электронов n_e , описываемой уравнением [1—3]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn_e}{dr} \right) + n_e(r) = 0. \quad (1)$$

Рис. 1. Схематическое изображение газоразрядной трубки со сплошным заполнением (а) и коаксиальной трубки (б).

Решением уравнения (1) при выполнении граничных условий для сплошного газового столба

$$\left. \frac{dn_e}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad n_e(r)|_{r=R_0} = 0 \quad (2)$$

является функция Бесселя первого рода нулевого порядка [4]:

$$n_e(r) = cJ_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right), \quad (3)$$

где c — постоянный множитель.

Из (3) вытекает, что плотность внутренних источников тепла при отсутствии контратирования плазменного контура описывается функцией:

$$f(r) = AJ_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right). \quad (4)$$

Зная погонную мощность внутренних источников тепла q , множитель A можно вычислить по формуле:

$$A = \frac{2,405q}{2\pi R_0^2 J_1(2,405)}. \quad (5)$$

В случае полого газового столба концентрация электронов должна удовлетворять граничным условиям:

$$n_e(r_0) = n_e(r_1) = 0, \quad (2)$$

а плотность внутренних источников тепла описывается функцией:

$$f(r) = \frac{q}{4} \left(\frac{\nu}{r_0}\right)^2 F(r), \quad (4)$$

где

$$F(r) = \frac{J_0(\nu) N_0\left(\frac{\mu r}{r_0}\right) - N_0(\nu) J_0\left(\frac{\mu r}{r_0}\right)}{1 - \frac{J_0(\mu)}{J_0\left(\frac{\mu r_1}{r_0}\right)}},$$

ν — корень уравнения:

$$\frac{J_0\left(\frac{\mu r_1}{r_0}\right)}{J_0(\nu)} = \frac{N_0\left(\frac{\mu r_1}{r_0}\right)}{N_0(\nu)}.$$

Задачу теплопроводности для трубки со сплошным газовым столбом можно сформулировать так. Требуется найти решения $T(t, r)$ и $T_1(t, r)$ уравнений теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + f(r) \quad (0 \leq r \leq R_0); \quad (6)$$

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad (R_0 \leq r \leq R_1), \quad (7)$$

удовлетворяющие начальным и граничным условиям:

$$T(0, r) = T_1(0, r) = T_k, \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (9)$$

$$\left[\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} + \alpha (T_1 - T_k) \right]_{r=R_1} = 0 \quad (10)$$

и условиям сопряжения на внутренней поверхности трубки $r=R_0$:

$$T(t, R_0) = T_1(t, R_0), \quad (11)$$

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = \lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R_0}. \quad (12)$$

Здесь $T(t, r)$, $T_1(t, r)$ — температура газа и температура стенки трубки в зависимости от радиуса r и времени t ,

ρ , C — плотность и теплоемкость газа,

λ — коэффициент теплопроводности газа, являющийся заданной функцией температуры,

ρ_1 , C_1 — плотность и теплоемкость материала трубки,

λ_1 — коэффициент теплопроводности материала трубки,

T_k — температура охлаждающей среды,

α — коэффициент теплообмена между наружной поверхностью трубки и внешней средой.

Задачу теплопроводности для коаксиальной трубки можно сформулировать аналогично, при этом условие (9) отпадает.

2. АНАЛИЗ УСТАНОВИВШИХСЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Уравнениями (6) — (12) можно описать установившийся процесс теплопроводности, если положить $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T_1}{\partial t} = 0$ и отбросить начальные условия (8). Ниже рассматривается решение стационарной задачи теплопроводности для разрядных трубок.

Сплошной цилиндрический газовый столб. В этом случае решение задачи теплопроводности представится в общем виде так [8, 9]:

$$\int_{T_k}^T \lambda(T) dT = \frac{q}{4,81\pi} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} + C_1 \quad (0 \leq r \leq R_0); \quad (13)$$

$$T_1(r) = T_k + \frac{q}{2\pi\lambda_1} \left(\ln \frac{R_1}{r} + \frac{\lambda_1}{2R_1} \right) \quad (R_0 \leq r \leq R). \quad (14)$$

Произвольную постоянную C_1 можно исключить, используя условие (11). Ниже рассматриваются два случая зависимости $\lambda(T)$ в газовом столбе.

1. Коэффициент теплопроводности газа не зависит от температуры:

$$\lambda(T) \equiv \lambda_0. \quad (15)$$

На основании (11), (13), (14) и известных формул интегрирования функцией Бесселя [4] для зависимости температуры от радиуса в газовом столбе можно вывести формулу:

$$T(r) = T_1(R_0) + \frac{q}{4,81\pi\lambda_0} \frac{I_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)}, \quad (16)$$

где $T_1(R_0)$ — температура на внутренней поверхности трубки.

2. Коэффициент теплопроводности газа зависит от температуры по закону:

$$\lambda(T) = k\sqrt{T}, \quad (17)$$

который, как показано в работах [5—7], является справедливым в широком диапазоне температуры и давления газа. В этом случае зависимость температуры от радиуса описывается формулой:

$$T(r) = \left[T_1^{3/2}(R_0) + \frac{3q}{9,62\pi k} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} \right]^{2/3} \quad (0 \leq r \leq R_0). \quad (18)$$

Формулы (16) и (18) были использованы для расчета температуры при следующих условиях:

— погонная мощность внутренних источников тепла $q = 4$ вт/см, что соответствует типовой плотности мощности в CO_2 лазерах [11];

— трубка наполнена гелием, парциальное давление которого $p = 5$ тор, а коэффициент теплопроводности $\lambda = 1,435 \cdot 10^{-3}$ вт/см·град при 0°C ;

— коэффициент теплопроводности стекла $\lambda_1 = 1,76 \cdot 10^{-2}$ вт/см·град.

Расчеты проводились для двух сечений трубок: у первой трубки $R_0 = 1$ см; $R_1 = 1,2$ см, у второй — $R_0 = 2,5$ см, $R_1 = 2,8$ см.

На рис. 2 представлены зависимость разности температур $T(r) - T_k$ от $\frac{r}{R_0}$. Проведенные расчеты показывают, что наибольшее значение

температуры газа, достигаемое на оси трубки, существенно зависит от величины скачка температуры между наружной поверхностью трубки и охлаждающей средой. Перепад температуры по толщине стенки незначителен и достигает единиц градусов. При интенсивном охлаждении (например, проточной водой) наружной поверхности трубки оказывается, что перепад температуры по газу в радиальном направлении при заданной погонной мощности не зависит от размеров R_0 и R_1 . Рас-

чет температуры в предположении, что коэффициент теплопроводности не является функцией температуры, приводит к погрешности, величина которой растет с повышением температуры.

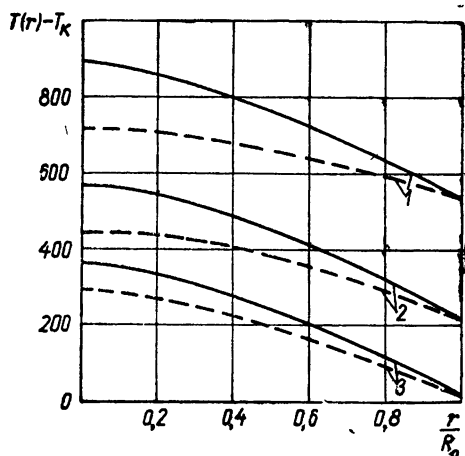


Рис. 2. Зависимость разности температур

$T(r) - T_k$ от величины $\frac{r}{R_0}$:

$\lambda = \lambda_0$ (сплошные кривые); $\lambda(T) = k\sqrt{T}$ (пунктир);
1 — $R_0 = 1$ см; $\alpha = 10^{-3}$ вт/см²·град; 2 — $R_0 = 2,5$ см;
 $\alpha = 10^{-3}$ вт/см²·град; 3 — $R_0 = 2,5$ см;
 $\alpha = 0,5$ вт/см²·град.

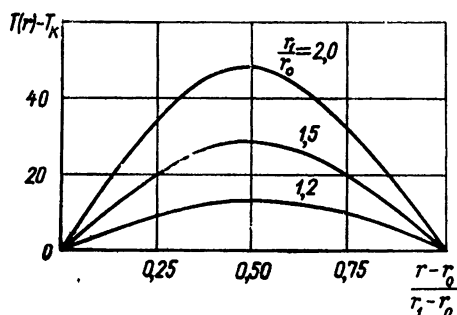


Рис. 3. Зависимость разности температур

$T(r) - T_k$ от величины $\frac{r - r_0}{r_1 - r_0}$ при различных значениях отношения $\frac{r_1}{r_0}$.

Результаты расчета температуры по формуле (21) представлены графиками на рис. 3. Расчеты проводились в предположении, что пространство между коаксиальными трубками заполнено разреженным гелием, имеющим теплопроводность при $T = 0^\circ\text{C}$, равную $\lambda = 1,435 \times 10^{-3}$ вт/см·град.

Из данных рис. 3 очевидно, что в зависимости от величины отношения $\frac{r_1}{r_0}$ перепад температуры в коаксиальном газовом столбе можно

Коаксиальный газовый столб. С целью лучшего охлаждения газового столба возможна коаксиальная конструкция газоразрядной трубки, наружная и внутренняя стенки которой интенсивно охлаждаются. Для упрощения расчетов примем, что

1) стенки трубки достаточно тонки, так что можно пренебречь перепадом температуры по толщине стенок;

2) вследствие интенсивного охлаждения температура стенок трубки удовлетворяет условию:

$$T(r_0) = T(r_1) = T_k. \quad (19)$$

Решение стационарного уравнения теплопроводности, удовлетворяющее граничным условиям (19), теперь имеет следующий вид:

$$\int_{T_k}^T \lambda(T) dT = \frac{q}{4} F(r). \quad (20)$$

Из (20) вытекает, что если $\lambda(T) \equiv \lambda_0 = \text{const}$,

$$\text{то } T(r) = T_k + \frac{q}{4\lambda} F(r); \quad (21)$$

если же $\lambda(T) \equiv k\sqrt{T}$, то

$$T(r) = \left[T_k^{3/2} + \frac{3}{8} \frac{q}{k} F(r) \right]^{2/3}. \quad (22)$$

снизить почти на порядок по сравнению с соответствующим перепадом температуры в сплошном газовом столбе.

3. АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА НАГРЕВА ГАЗОВОГО СТОЛБА

Скорость установления температурного поля определяется величиной коэффициента температуропроводности a^2 , равного $a^2 = \frac{\lambda}{\rho c}$. Поскольку плотность газа ρ обратно пропорциональна давлению p , а теплопроводность и теплоемкость остаются постоянными в рассматриваемом диапазоне давлений, то можно заключить, что температуропроводность разреженных газов должна быть высокой и, следовательно, переходные процессы при нагреве и охлаждении должны протекать быстро. Это подтверждается проводимыми ниже расчетами.

При исследовании нестационарных тепловых процессов будем исходить из того, что теплопроводность и температуропроводность газа постоянны в рассматриваемом диапазоне температуры. Охлаждение внешней поверхности достаточно интенсивное, так что можно считать, что температура стенки трубки совпадает с температурой охлаждающей среды. При этих условиях в задаче теплопроводности (6) — (12) выпадает уравнение (7), а граничное условие (10) заменяется условием $T(r_0) = T_k$.

Поскольку плотность внутренних источников тепла является функцией времени, ее удобно записать так:

$$f(t, r) = \frac{2,405q}{2\pi R_0} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} \Gamma(t). \quad (23)$$

Решение этой задачи можно найти операционным методом [9, 10], используя также известные функциональные уравнения и формулы интегрирования для функций Бесселя [4].

Для произвольной заданной функции времени $\Gamma(t)$, описывающей действие во времени внутренних источников тепла, решение представляется в виде:

$$T(r, t) = T_k + \frac{2,405q}{2\pi R_0^2 \lambda} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{e^{\frac{a^2 t}{R_0^2} s} \Gamma(s)}{s + (2,405)^2} ds, \quad (24)$$

где $\Gamma(s)$ — лапласово изображение функции $\Gamma(t)$,
 s — комплексная переменная.

Интеграл, входящий в (24), берется по контуру, показанному на рис. 4.

Ниже приведены формулы для расчета температуры $T = T(t, r)$ для частных случаев функции $\Gamma(t)$.

Случай 1. Начиная с момента $t=0$, действует постоянный во времени источник тепла:

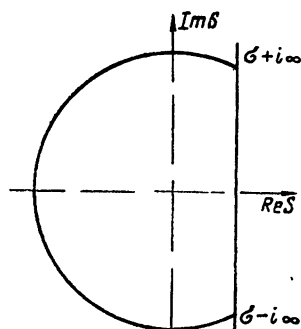


Рис. 4. Контур интегрирования на комплексной плоскости s при вычислении интеграла (24).

$$\Gamma(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0. \end{cases}$$

Процесс нарастания температуры в газовом столбе представляется формулой:

$$T(t, r) = T_k + \frac{q}{4,81\pi\lambda} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} \times \\ \times \left[1 - e^{-\frac{t}{t_R}}\right], \quad (25)$$

где $t_R = \frac{R_0^2}{(2,405)^2 a^2}$ — постоянная времени тухания переходного процесса.

Случай 2. В течение промежутка времени от $t=0$ до $t=t_1$ происходило выделение тепла, прекратившееся в момент $t=t_1$:

$$\Gamma(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ 0 & \text{при } t > t_1. \end{cases}$$

Процесс остывания в газовом столбе описывается формулой:

$$T(t, r) = T_k + \frac{q}{4,81\pi\lambda} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} \left[1 - e^{-\frac{t}{t_R}}\right] e^{-\frac{t-t_1}{t_R}}. \quad (26)$$

При помощи формул (25) и (26) можно исследовать нагрев и охлаждение газа в режиме одиночных импульсов прямоугольной формы, а также в импульсном периодическом режиме, когда период t_2 и пауза $t_2 - t_1$ значительно больше постоянной t_R .

Для трубки с внутренним радиусом $R_0 = 2,5$ см, заполненной гелием, при парциальном давлении $p = 5$ тор и температуре $T = 100^\circ\text{C}$ температуропроводность равна $a = 400$ см²/сек, а постоянная времени $T_R = 2,7 \cdot 10^{-3}$ сек.

Случай 3. Начиная с момента $t=0$, внутренние источники тепла выделяют мощность бесконечной серией прямоугольных импульсов, длительность импульса t_1 с периодом повторений t_2 :

$$\Gamma(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } nt_2 \leq t \leq nt_2 + t_1, \\ 0 & \text{при } nt_2 + t_1 < t < (n+1)t_2. \end{cases}$$

Распределение температуры описывается формулой:

$$T(t, r) = T_k + \frac{q_{\text{ср}}}{4,81\pi\lambda} \frac{J_0\left(2,405 \frac{r}{R_0}\right)}{J_1(2,405)} [1 - \psi_1(t) + \psi_2(t)], \quad (27)$$

где
$$\psi_1(t) = \frac{t_2}{t_1} e^{-\frac{t}{t_R}} \frac{1 - e^{-\frac{t_1}{t_R}}}{1 - e^{-\frac{t_2}{t_R}}},$$

$$\psi_2(t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{\pi n t_1}{t_2} \cos \frac{\pi n (2t - t_1)}{t_2} + \frac{2\pi n t_R}{t_2} \sin \frac{\pi n (2t - t_1)}{t_2}}{1 + \left(\frac{2\pi n t_R}{t_2}\right)^2},$$

$q_{\text{ср}}$ — усредненная за период погонная мощность внутренних источников тепла.

Как следует из (27), начиная с момента времени $t=0$, температура растет со временем по экспоненциальному закону, на который накладываются колебания температуры, обусловленные периодическим характером выделения мощности. При этом выход температуры на квазипериодический режим колебаний описывается функцией $\psi_1(t)$, а колебания температуры — функцией $\psi_2(t)$. Величину колебаний функции $\psi_2(t)$ в конце импульса $\psi_2(t_1)$ и в конце периода $\psi_2(t_2)$ легко оценить в случае, когда выполняется условие $\frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{t_2}{t_R}\right) \ll 1$. При этом оказывается, что если $\frac{t_1}{T_2} = \frac{1}{2}$, то

$$-\frac{t_2}{4t_R} \leq \psi_2(t) \leq +\frac{t_2}{4t_R};$$

если $\frac{t_1}{t_2} = \frac{1}{4}$, то

$$\frac{1}{32} \left(\frac{t_2}{t_R}\right)^2 - \frac{7}{24} \frac{t_2}{t_R} \leq \psi_2(t) \leq \frac{1}{32} \left(\frac{t_2}{t_R}\right)^2 + \frac{7}{24} \frac{t_2}{t_R}.$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты стационарной теплопроводности в трубках с газовым разрядом показали, что перепад температуры в газе в радиальном направлении пропорционален мощности внутренних источников тепла и не зависит от радиуса газового столба, если пренебречь зависимостью коэффициента теплопроводности газа от температуры. Однако если учесть зависимость этого коэффициента от температуры, то оказывается, что в тонких трубках обеспечивается меньший перепад температуры, чем в толстых трубках.

Применением коаксиальной конструкции разрядной трубки с интенсивным охлаждением стенок перепад температуры по газу можно снизить на порядок по сравнению с цилиндрическим столбом при равных погонных мощностях, вводимых в разряд.

На основе расчета нестационарной теплопроводности установлено, что тепловая инерция разреженных газов незначительна вследствие их высокой температуропроводности.

Расчет процессов нагрева и охлаждения газа в случае импульсного режима можно проводить по формулам, выведенным для режима одиночных импульсов, если длительность импульса и паузы значительно больше постоянной времени затухания переходного теплового процесса. Когда длительности периода и паузы импульсов сравнимы с постоянной времени t_R , расчет необходимо проводить по формулам, выведенным для нагрева газа бесконечной серией импульсов мощности.

В заключение автор приносит благодарность Сазонову В. П. за постановку задачи, Лукошкову В. С., и Алейникову В. С. за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1950.
2. V y t e r h o v e n W. Elektrische Gasentladungslampen, Berlin, 1938.
3. Пеннинг Ф. Электрические разряды в газах Перевод с англ. под ред Арцимовича, 1960.
4. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции, «Наука», 1964.
5. Маев С. А. Перенос тепла в разреженных газах «Теплофизика высоких температур», АН СССР, 1967, т. 5, № 1, стр. 114—120.
6. Гейнце В. Введение в вакуумную технику. Госэнергоиздат, 1960.
7. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники, Изд. иностр. лит., 1950.
8. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче, Госэнергоиздат, 1959.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. «Наука», 1964.
10. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению, «Высшая школа», 1965.
11. Тычинский В. П. Мощные газовые лазеры. УФН, 1967, т. 91, вып. 3, стр. 389—424.

Статья поступила в редакцию 30 июля 1969 г.

УДК 621.385.64

Д. Е. Самсонов

О КРИТЕРИЯХ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОЙ СВЯЗИ МАГНЕТРОНА С НАГРУЗКОЙ

На основании теоретического анализа свойств выходных устройств генераторов СВЧ и опыта разработки магнетронных генераторов формулируются два критерия по выбору оптимальной связи магнетрона с нагрузкой. Первый критерий определяет оптимальную величину активного сопротивления, вносимого в магнетрон через выходной резонатор. Второй критерий определяет условия, при которых в нагруженном магнетроне имеет место оптимальное, т. е. наиболее симметричное, распределение высокочастотного поля в пространстве взаимодействия.

Даны практические рекомендации.

1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Выходное устройство магнетрона предназначено для вывода и передачи высокочастотной энергии в полезную нагрузку. К анодному блоку магнетрона (к одному из его резонаторов) в большинстве случаев оно присоединяется асимметрично. Выходное устройство состоит из элемента связи (петли или щели связи), трансформатора сопротивлений (коаксиального, коаксиально-волноводного или волноводного типа), вакуумного уплотнения (керамического или стеклянного диска или колпака) и присоединительных фланцев (контактного или дроссельного типа).

Кроме своих основных функций, выходное устройство может выполнять ряд побочных функций, например:

- стабилизировать колебания в магнетроне,
- подавлять паразитные виды колебаний,
- сохранять симметрию ВЧ поля в пространстве взаимодействия магнетрона на частоте рабочего вида (обычно π -вида) колебаний и максимально искажать поля паразитных видов колебаний. Оно должно быть к тому же достаточно широкополосным, электрически- и вибропрочным, теплостойким, лишенным паразитных резонансов и обладать высокой воспроизводимостью параметров и технологичностью.

Выходное устройство магнетрона представляет собой конструктивно сложный узел, не поддающийся строгому расчету. Поэтому на практике при отработке и технологическом контроле узлов выходного устройства решающая роль принадлежит эксперименту. Хорошо известные из литературы [1, 2] формулы позволяют лишь ориентировочно

рассчитывать конструктивные и электрические параметры отдельных элементов (элемента связи, трансформатора сопротивлений или окна связи) узла выходного устройства.

В данной работе эти формулы не приводятся и внимание читателя обращено лишь на существование двух критериев, которыми следует руководствоваться на практике при разработке и контроле выходных устройств по электрическим параметрам.

2. ВЫБОР АКТИВНОЙ НАГРУЗКИ

Первый критерий касается выбора оптимальной величины активного сопротивления $R_{\text{вн}}$, вносимого в магнетрон через выходной резонатор или, что то же самое, выбора оптимальной величины внешней добротности $Q_{\text{вн}}$.

Известно, что внешняя добротность магнетрона через число резонаторов N , волновое сопротивление системы $\rho_{\text{сист}}$ и вносимое сопротивление $R_{\text{вн}}$ определяется следующим соотношением [3]:

$$Q_{\text{вн}} = \frac{N^2 \rho_{\text{сист}}}{R_{\text{вн}}} \quad (1)$$

Многолетний опыт исследования и разработки выходных устройств для многих типов серийно выпускаемых магнетронов позволил автору подметить, что для всех этих магнетронов оптимальная величина внешней добротности $Q_{\text{вн}}$, выбираемая обычно из компромиссных соображений, почти точно равна N^2 :

$$Q_{\text{вн}} \approx N^2, \quad (2)$$

где N лежит в пределах 8—20.

Иначе говоря, оптимальные условия для колебательного режима магнетрона выполняются в том случае, когда $\rho_{\text{сист}} = R_{\text{вн}}$, т. е. когда имеет место точное согласование волнового сопротивления системы $\rho_{\text{сист}}$ с сопротивлением нагрузки, трансформированным к условным зажимам выходного резонатора анодного блока. При внешней добротности $Q_{\text{вн}} > N^2$ снижаются полезная мощность и к. п. д. магнетрона (по сравнению с номинальными значениями), а при $Q_{\text{вн}} < N^2$ снижается стабильность генерируемых колебаний.

3. ВЫБОР РЕАКТИВНОЙ НАГРУЗКИ

Опыт убеждает, что при асимметричной связи магнетрона с нагрузкой весьма трудно трансформировать в систему чисто активную нагрузку (без «примеси» реактивной составляющей). Источником реактивности, вносимой в систему, является уже сам элемент связи (щель, петля). В результате резонансная частота нагруженного магнетрона становится отличной от резонансной частоты анодного блока (свободного от внешних связей), а симметрия поля в пространстве взаимодействия нарушается.

В 1951 г. В. Н. Готгельф теоретически и экспериментально показал, что при асимметричной связи магнетрона с нагрузкой реактивная составляющая вносимого в систему сопротивления $Z_{вн} = R_{вн} + jX_{вн}$, равная по абсолютной величине активной составляющей ($|X_{вн}| = R_{вн}$), приблизительно на порядок сильнее влияет на резонансную частоту и на распределение ВЧ поля в пространстве взаимодействия магнетрона, чем активная составляющая.

Второй критерий касается выбора оптимальной величины реактивной составляющей сопротивления $Z_{вн} = R_{вн} + jX_{вн}$, вносимого в систему через выходной резонатор, т. е. выбора величины и знака реактивной составляющей вносимого сопротивления, при которых резонансная частота нагруженного магнетрона мало отличается от собственной частоты анодного блока, а распределение электромагнитного поля в пространстве взаимодействия мало отличается от идеально симметричного.

Так называемый метод фазовых характеристик, разработанный автором в 1948 г. для изучения физических свойств и измерения электрических параметров многорезонаторных магнетронов, позволяет второй критерий сформулировать в следующей краткой форме. Оптимальные условия для резонанса в нагруженном магнетроне* имеют место тогда, когда резонансная частота (длина волны) рабочего вида совпадает с точкой перегиба фазовой характеристики.

Второй критерий графически иллюстрируется рисунком, на котором для магнетрона со связками представлены две ветви фазовой характеристики, охватывающие область существования колебаний вида π ($n = \frac{N}{2}$) и ближайшего к нему вида $n = \frac{N}{2} - 1$. Для наглядности точка перегиба фазовой характеристики совмещена с осью абсцисс, а фазовые углы, соответствующие трем характерным случаям резонанса в системе**, отмечены звездочками. Из трех резонансных состояний $\lambda'_{N/2}$, $\lambda_{N/2}$ и $\lambda''_{N/2}$ только одно, а именно $\lambda_{N/2}$, является оптимальным. В этом случае (когда резонансная волна совпадает с точкой перегиба фазовой характеристики) наблюдается практически идеальная симметрия поля в пространстве взаимодействия магнетрона. Два других резонансных состояния ($\lambda'_{N/2}$, $\lambda''_{N/2}$) системы являются неоптимальными: в обоих случаях наблюдается асимметрия поля в пространстве взаимодействия магнетрона или, иначе, в обоих случаях на резонансной частоте π -вида колебаний в систему вносится ничем некомпенсированная реактивность.

Анализ практических приемов «приведения» резонансной волны в точку перегиба фазовой характеристики, т. е. способов компенсации «остаточной» реактивности при резонансе и, следовательно, восстановления симметрии поля на резонансной волне системы, выходит за рамки данного краткого сообщения. Укажем лишь, что в представленных на рисунке случаях для приведения верхней точки $\lambda'_{N/2}$ в точку перегиба необходимо через выходной резонатор трансформировать (внести) в систему индуктивность, соответствующую фазе, отмеченной верхней

* Оконечная (полезная) нагрузка предполагается активной.

** Резонанс в системе может быть зафиксирован, например, по минимуму КСВН в линии, нагруженной магнетроном.

УДК 621.385.032.264

В. В. Сапрынский

УРАВНЕНИЯ ДЛИННОЙ ЛИНИИ ДЛЯ МНОГОСКОРОСТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Из термодинамических законов сохранения в предположении изэнтропичности процессов выведены простые уравнения для распространения возмущений в одномерном многоскоростном электронном потоке.

Полученные уравнения позволяют рассматривать поток как неоднородную длинную линию с непрерывно распределенными по ней э.д.с. и источниками тока. Для случая медленно ускоряемого потока приведено общее решение этих уравнений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические работы о распространении возмущений в многоскоростных электронных потоках опираются, как правило, на аппарат кинетического уравнения в приближении самосогласованного поля. Ввиду серьезных математических трудностей, возникающих при его использовании, не удастся полностью учесть многие важные факторы, имеющие место в реальных условиях. К их числу относятся неоднородность задачи, присутствие высших видов колебаний в ускоряемых потоках, наличие поперечных степеней свободы электронов и возможное обратное движение их на катод. Несмотря на такое количество идеализаций, математический аппарат остается все-таки настолько громоздким, что его трудно использовать в инженерной практике для конкретных расчетов. Представляется поэтому целесообразной попытка получить максимально упрощенное математическое описание известных передающих свойств многоскоростного потока, которое выглядело бы как естественное обобщение соответствующей односкоростной теории. Этому и посвящена данная работа.

2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Термодинамические законы сохранения [1, 2], написанные для одномерного многоскоростного потока с учетом поперечных степеней

свободы электронов и в пренебрежении столкновениями и потоком тепла $\vec{q}$, и уравнение полного тока имеют вид (x — продольная координата):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \theta}{\partial x} + \eta E,$$

$$\frac{d}{dt} \frac{\theta}{\rho^{2/3}} = 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_0} \rho u = 0.$$

(1)

Здесь ρ — объемная плотность заряда;

u — средняя по ансамблю скорость электронов;

$$\theta = \frac{kT}{m},$$

k — постоянная Больцмана,

T — абсолютная температура потока,

m — масса электрона;

$$\eta = \frac{e}{m},$$

e — заряд электрона;

E — напряженность электрического поля.

По поводу используемых здесь допущений необходимо сказать следующее. Пренебрегая столкновениями и теплопроводностью, а следовательно, и вязкостью [1, 2], мы удерживаем внимание лишь на недиссипативных, адиабатических процессах, не связанных с изменением энтропии, приходящейся на одну частицу [1, 2]. Как известно [3], анализ, основанный на использовании кинетического уравнения в приближении самосогласованного поля, также, вообще говоря, является адиабатическим. Диссипативные процессы таким методом могут охватываться или нет в зависимости от выбора стационарной функции распределения, остающейся по этому методу неопределенной (она может быть произвольной функцией интегралов движения). Выбрав, например, в качестве таковой П-образную или любую другую симметричную функцию, автоматически получаем $\vec{q} = 0$. Если же функция распределения нессимметрична, то равенство $\vec{q} = 0$ может и не соблюдаться. В таком случае $\vec{q} \sim 0$ лишь при достаточной малости дисперсии функции распределения, имеющей порядок θ , по сравнению с u^2 [4].

Подчеркнем, что для справедливости дальнейшего вид функции распределения ограничен единственным требованием: $\vec{q} \sim 0$, а в остальном он может быть совершенно произвольным. Безразличен, в частности, вопрос о наличии обратного потока электронов на катод,

Уравнения (1) отличаются от уравнений, из которых исходят авторы работы [4], тем, что в (1) учтены поперечные степени свободы электронов в потоке. Это приводит к заметным количественным поправкам. Кроме того, при анализе решения своих уравнений системы авторы [4] приходят к существенно иным, нежели в данной работе, результатам. Причина этого обсуждается ниже.

3. МНОГОСКОРОСТНОЙ ПОТОК КАК ДЛИННАЯ ЛИНИЯ

Линеаризуем систему (1), положив:

$$f(x, t) = f_0(x) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega}(x) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2)$$

причем

$$f_0 \gg f_{\omega} \gg f_{\omega}^2.$$

Для постоянных составляющих тогда получим:

$$\begin{aligned} \frac{\Theta_0}{\rho_0^{2/3}} &= \text{const}, \\ \frac{d u_0^2}{dx 2\eta} &= \frac{E_0}{1 - \Delta}, \end{aligned} \quad (3)$$

где Δ — безразмерный параметр, характеризующий относительный тепловой разброс скоростей электронов в потоке, т. е. степень его «разогретости»:

$$\Delta = \frac{5}{3} \frac{\Theta_0}{u_0^2}. \quad (4)$$

Как следует из (3), с ускорением потока Θ_0 и Δ убывают в соответствии с формулами:

$$\Theta_0 \sim \frac{1}{u_0^{2/3}}; \quad \Delta \sim \frac{1}{u_0^{8/3}}. \quad (5)$$

Для вывода уравнений для переменных составляющих от компонент Фурье перейдем к новым неизвестным по формуле:

$$f_{\omega} = \hat{f}_{\omega}(x) e^{-i \int_0^x \kappa_e dx}, \quad (6)$$

где k_e — электронное волновое число:

$$k_e = \frac{\omega}{u_0}. \quad (7)$$

Будем, кроме того, считать, что

$$\frac{1}{u_0} \frac{du_0}{dx} \ll k_e. \quad (8)$$

(т. н. «приближение геометрической оптики»). Это связано с тем, что основной вид колебаний в реальном потоке конечного сечения, который только и улавливается одномерной теорией, распространяется в нем независимо от высших видов лишь при достаточно плавном изменении параметров потока вдоль его оси [5].

Произведя линеаризацию системы (1) в приближении (8), для переменных величин получим (ср. с [4]):

$$\frac{d\hat{j}_\omega}{dx} = i \frac{\eta \omega j_0}{u_0^3} \left(\frac{u_0 \hat{u}_\omega}{\omega} \right); \quad (9)$$

$$(1 - \Delta) \frac{d}{dx} \left(\frac{u_0 \hat{u}_\omega}{\eta} \right) = \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \left(1 + \Delta \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \hat{j}_\omega - i 2 k_e \Delta \left(\frac{u_0 \hat{u}_\omega}{\eta} \right) + i \frac{6}{5} k_e \Delta \left(\frac{u_0^2}{2\eta} \right) C_k;$$

$$C = \frac{\theta_\omega}{\theta_0} + \frac{2}{3} \frac{u_\omega}{u_0} - \frac{2}{3} \frac{j_\omega}{j_0} = \text{const} = \frac{\theta_{\omega k}}{\theta_k} + \frac{2}{3} \frac{u_{\omega k}}{u_{0k}} - \frac{2}{3} \frac{j_{\omega k}}{j_0} = C_k.$$

Здесь j_0 и $\hat{j}_\omega$ — постоянная составляющая плотности тока и его компонента Фурье, преобразованная в соответствии с (6), ω_0^2 — плазменная частота:

$$\omega_0^2 = \frac{\eta j_0}{\epsilon_0 u_0}. \quad (10)$$

Индексом «к» отмечаются величины на поверхности катода.

Для преобразования (9) к виду, наиболее симметричному и близкому к соответствующим уравнениям односкоростной теории [5, 6], необходимо получить выражение для кинетического потенциала. Его определение допускает известный произвол. Можно, например, определить его формально — так же, как это сделано в односкоростной теории, т. е. как величину:

$$U_\omega = \frac{u_0 \hat{u}_\omega}{\eta}. \quad (11)$$

По этому пути пошли, например, авторы [4]. Однако такое определение несколько непоследовательно [7]. Определим поэтому кинетический потенциал по методу, наиболее отчетливо изложенному Хоком [8]. Для этого надо написать выражение для плотности потока кинетической энергии. Кинетический потенциал будет тогда результатом деления его на плотность тока j . Именно это определение и является физически обоснованным обобщением на многоскоростные потоки понятия кинетического потенциала. Ему, например, следуют известные работы [9, 10], основанные на кинетическом уравнении.

В пренебрежении вязкостью и потоком тепла вектор плотности потока кинетической энергии $\vec{j}_k$ можно представить в виде [2]:

$$\vec{j}_k = \left(\frac{u^2}{2\eta} + \frac{5}{2\eta} \theta \right) \vec{j}. \quad (12)$$

Заключенная здесь в скобки величина и является кинетическим потенциалом, который обозначим V . Его компонента Фурье равна:

$$V_\omega = \frac{u'_0 u_\omega}{\eta} + \frac{5}{2\eta} \theta_\omega. \quad (13)$$

Подставим это выражение в (9), и кроме того, вместо (6) перейдем к следующему представлению амплитуд:

$$j_\omega = i_\omega(x) e^{-i \int_0^x x_e dx}; \quad (14)$$

$$V_\omega = v_\omega(x) e^{-i \int_0^x x_e dx},$$

где

$$x_e = \frac{k_e}{1 - \Delta}. \quad (15)$$

В результате вместо (9) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} v_\omega &= i x i_\omega + i x_e \Delta v'_\omega; \\ \frac{d}{dx} i_\omega &= i \beta v_\omega + i x_e \Delta i'_\omega. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь введены следующие вспомогательные величины:

$$\chi = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega} \left(1 + \frac{\Delta}{1 - \Delta} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right); \quad \beta = \frac{\eta \omega j_0}{(1 - \Delta) u_0^3},$$

$$v'_\omega = \frac{3}{5} (2 + 3\Delta) U_0 C_\kappa e^{i \int_0^x x_0 \Delta dx}; \quad i'_\omega = -\frac{3}{2} j_0 C_\kappa e^{i \int_0^x x_0 \Delta dx};$$

$$C_\kappa = \frac{1 - \Delta_\kappa}{3 \Delta_\kappa U_{0\kappa}} \frac{5 \theta_{\omega\kappa}}{2 \eta} + \frac{V_{\omega\kappa}}{3 U_{0\kappa}} - \frac{2 j_{\omega\kappa}}{3 j_0};$$

$$U_0 = \frac{u_0^2}{2 \eta}.$$
(17)

Уравнения (16) отличаются от соответствующих им уравнений (18) работы [4] в основном тем, что, во-первых, кинетический потенциал в них определен по формуле (13), а не (11), и во-вторых, при их выводе использовано условие (8) и учтена синхронная волна. Именно благодаря этим отличиям система (16) и приобрела столь симметричный вид.

Уравнения (16) допускают простое физическое истолкование: с точки зрения передачи возмущений многоскоростной электронный поток ведет себя как неоднородная длинная линия с погонными импедансом $i\chi$ и проводимостью $i\beta$, возбуждаемая непрерывно распределенными вдоль нее источниками тока и э. д. с. с погонными интенсивностями $ix_0 \Delta i'_\omega$ и $ix_0 \Delta v'_\omega$.

Волновое сопротивление ζ и постоянная распространения x_0 этой линии равны:

$$\zeta = \sqrt{\frac{\chi}{\beta}} = Z \sqrt{1 + \Delta \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)},$$

$$x_0 = i \sqrt{\chi \beta} = i \frac{k_0}{1 - \Delta} \sqrt{1 + \Delta \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)},$$
(18)

где

$$Z = \frac{2 U_0 \omega_0}{j_0 \omega},$$
(19)

$k_0 = \frac{\omega_0}{u_0}$ — волновое сопротивление и постоянная распространения (плазменное волновое число) длинной линии, соответствующей односкоростному потоку [5, 6].

Переходя в уравнениях (16) к электрической длине эквивалентной линии (плазменному пролетному углу), определяемой по формуле:

$$\varphi = \int_0^x x_0 dx,$$
(20)

находим окончательно:

$$\frac{d}{d\varphi} v_{\omega} = i\zeta i_{\omega} + i\delta v'_{\omega}; \quad (21)$$

$$\frac{d}{d\varphi} i_{\omega} = \frac{i}{\zeta} v_{\omega} + i\delta i'_{\omega},$$

$$\delta = \frac{x_e}{x_0} \Delta = \frac{\frac{\omega}{\omega_0} \Delta}{\sqrt{1 + \Delta \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)}}, \quad (22)$$

где δ — параметр, характеризующий поток одновременно с двух противоположных сторон: с точки зрения хаотического теплового разброса скоростей электронов в потоке (параметр Δ) и с точки зрения их упорядоченного коллективного взаимодействия (параметр $\frac{\omega}{\omega_0}$). Именно параметр δ учитывает качественное отличие существенно многоскоростного потока от односкоростного: оно имеет место при сравнимости энергии хаотического движения электронов с энергией их коллективного взаимодействия ($\delta \sim 1$). В противоположном случае при малом δ в уравнениях (21) можно пренебречь возбуждающими поток членами $i\delta v_{\omega}$ и $i\delta i_{\omega}$. В результате получаются обычные уравнения длинной линии, лишь численными значениями ζ и φ отличающиеся от соответствующих уравнений односкоростной теории [5, 6, 10]. Отсюда ясно, что при $\delta \ll 1$ односкоростной поток обладает теми же шумовыми инвариантами S и Π [см. ниже формулы (26)], что и односкоростной, а следовательно, не происходит в таком потоке и снижения минимума коэффициента шума, содержащего разность $S - \Pi$ [6]. В связи со сказанным параметр δ можно назвать обобщенным параметром разброса скоростей.

Заметим, что параметры, аналогичные δ , рассматривались и авторами [10, 11], исходящими из кинетического уравнения.

Напишем, перейдя к амплитудам Фурье (14), общее решение системы (21) для простейшего случая — дрейфующего потока:

$$\begin{aligned} V_{\omega} &= V_1 e^{-i(x_e + x_0)x} + V_2 e^{-i(x_e - x_0)x} + V_3 e^{-iR_e x}; \\ i_{\omega} &= -\frac{V_1}{\zeta} e^{-i(x_e + x_0)x} + \frac{V_2}{\zeta} e^{-i(x_e - x_0)x} + j_3 e^{-iR_e x}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь постоянные интегрирования V_1 , V_2 , V_3 и j_3 определяются по начальным («катодным») значениям $V_{\omega k}$, $j_{\omega k}$, $v_{\omega k}$ и $i_{\omega k}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} V_{1,2} &= \frac{1}{2} [V_{\omega k} - V_3 \mp \zeta (j_{\omega k} - j_3)]; \\ V_3 &= -\delta \zeta i'_{\omega k}; \\ j_3 &= -\frac{\delta}{\zeta} v'_{\omega k}. \end{aligned} \quad (24)$$

Первые два слагаемых в каждом из уравнений (23) соответствуют двум волнам пространственного заряда. Последние слагаемые представляют собой синхронные волны. Постоянные распространения совпадают как с результатами макроскопической теории [12], так и теории, использующей кинетическое уравнение с П-образной функцией распределения [13]*. Это, несомненно, следует рассматривать как важный аргумент в пользу обсуждавшихся в разд. 2 приближений макроскопической теории.

При достаточно малом δ синхронной волной в (23) можно пренебречь. Так как порядок V_z и j_z определяется порядком δ , то по мере ускорения потока следует ожидать постепенного исчезновения синхронной волны. Эти соображения позволяют иногда игнорировать наличие синхронной волны в многоскоростном потоке. Они находятся в полном согласии с результатами кинетического анализа [10, 11, 14].

Если упомянутое пренебрежение синхронной волной возможно, т. е. $C_k \ll 1$ или $\delta \ll 1$, то из (21) можно получить систему уравнений, определяющую изменение шумовых параметров Φ , Ψ , Λ , Π и S , введенных в работе [6]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\varphi} \Phi &= 2\zeta\Lambda; \\ \frac{d}{d\varphi} \Psi &= -\frac{2}{\zeta} \Lambda; \\ \frac{d}{d\varphi} \Lambda &= \zeta\Psi - \frac{1}{\zeta} \Phi; \\ \frac{d}{d\varphi} \Pi &= 0; \\ \frac{d}{d\varphi} S &= 0. \end{aligned} \tag{25}$$

Таким образом, как и в односкоростном потоке, Π и S сохраняются. Начальные условия для системы (25) в пренебрежении корреляцией флуктуаций в различных классах скоростей имеет вид [7, 9, 10].

$$\begin{aligned} \Phi_k &= \frac{(kT_k)^2}{2\pi e j_0}; \\ \Psi_k &= \frac{e j_0}{2\pi}; \\ \Pi_k &= \Lambda_k = 0; \\ S_k^2 &= \Phi_k \Psi_k = \left(\frac{kT_k}{2\pi} \right)^2. \end{aligned} \tag{26}$$

* Отличие заключается лишь в численном значении параметра Λ , так как в работах [12, 13] не учитываются поперечные степени свободы.

Их использование совместно с (25) в формуле для минимального коэффициента шума [5, 6] дает при температуре катода 1000°K и в отсутствие потерь известную величину 6,5 дБ. Таким образом, как это и показано в [10, 14], уменьшение коэффициента шума ниже этого значения связано именно с наличием синхронной волны.

К иному выводу приходят авторы [4]. Обозначим через S' и Π' спектральные параметры работы [4], вычисляемые для кинетического потенциала U_ω [см. формулу (11)] в пренебрежении синхронной волны. Нетрудно установить связь между этими параметрами и параметрами S и Π , если учесть, что в отсутствие синхронной волны в формуле (9) $C=0$ и θ_ω в потенциале можно исключить. Тогда

$$V_\omega = (1 - \Delta) U_\omega + \Delta k_e i_\omega. \quad (27)$$

и по определению S , Π , S' , Π' [6] с учетом (25) получаем:

$$\Pi = (1 - \Delta) \Pi' + \Delta k_e \Psi = \text{const}, \quad (28)$$

$$S^2 = (1 - \Delta)^2 S'^2 + \Delta^2 k_e^2 \Psi^2 + 2(1 - \Delta)^2 \Delta k_e \Pi' \Psi = \text{const}$$

или

$$S^2 - \Pi^2 = (1 - \Delta)^2 (S'^2 - \Pi'^2) = \text{const}. \quad (29)$$

Выражения (28) и (29) суть не что иное, как инварианты, полученные в работе [4]. Таким образом, даже в отсутствие синхронной волны S' и Π' , а следовательно, и «шумность» $S' - \Pi'$ не сохраняются, что и отмечено в самом заглавии работы [4]. Между тем уравнения (25) показывают, что при правильном определении кинетического потенциала, согласно (13), авторы [4], отбросив синхронную волну, обнаружили бы «сохранение шумовых параметров». Однако они S' и Π' принимают за S и Π , о чем свидетельствует как их формула (33), так и использование ими для Φ_k , Π_k , Δ_k , S_k граничных условий (26).

В заключение приведем общее решение системы (21), которое для краткости запишем в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} v_\omega \\ i_\omega \end{pmatrix} = A(\varphi) \begin{pmatrix} v_{\omega k} \\ i_{\omega k} \end{pmatrix} + i \int_0^\varphi \delta(\psi) K(\varphi, \psi) \begin{pmatrix} v'_\omega(\psi) \\ i'_\omega(\psi) \end{pmatrix} d\psi. \quad (30)$$

Здесь индексом «к» отмечены начальные значения v_ω и i_ω , а матрицы $A(\varphi)$ и $K(\varphi, \psi)$ определяются формулами:

$$A(\varphi) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\zeta}{\zeta_k}} \cos \varphi & i \sqrt{\zeta_k \zeta} \sin \varphi \\ \frac{i}{\sqrt{\zeta_k \zeta}} \sin \varphi & \sqrt{\frac{\zeta_k}{\zeta}} \cos \varphi \end{pmatrix}; \quad (31)$$

$$K(\varphi, \psi) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\zeta(\varphi)}{\zeta(\psi)}} \cos(\varphi - \psi) & i \sqrt{\zeta(\varphi) \zeta(\psi)} \sin(\varphi - \psi) \\ \frac{i}{\sqrt{\zeta(\varphi) \zeta(\psi)}} \sin(\varphi - \psi) & \sqrt{\frac{\zeta(\psi)}{\zeta(\varphi)}} \cos(\varphi - \psi) \end{pmatrix}.$$

Таким образом, $A(\varphi)$ — нормированная на единицу фундаментальная матрица системы (21), а $K(\varphi, \psi)$ — ее матрица Коши. Решение (30) приближенно удовлетворяет системе (21) при условии плавного изменения ζ в зависимости от φ [15]:

$$\frac{1}{4} \left(\frac{d}{d\varphi} \ln \zeta \right)^2 \ll 1; \quad (32)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{d\varphi^2} \ln \zeta \ll 1.$$

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Н. И. Струнгинскому; а также В. Б. Бердавцеву, Р. П. Матафонову и Д. М. Петрову за интерес к данной работе и полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. де Гроот, Мазур П. Неравновесная термодинамика, «Мир», М., 1964.
2. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. «Вопросы теории плазмы», под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1, Госатомиздат, М., 1963.
3. Климонтович Ю. Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме, Изд. МГУ, М., 1964.
4. Berghammer J., Bloom S. On the nonconservation of noise parameters in multivelocity beams J. of Appl. Phys., 1960, vol. 31, pp. 454—458.
5. Тагер А. С., Исследование шумов в электронных потоках ламп с бегущей волной на СВЧ Диссертация на соискание ученой степени канд. техн. наук, М., 1955.
6. Смуллин Л. Д., Хаус Г. А. Шумы в электронных приборах. «Энергия», М., 1964.
7. Siegman A. E., Watkins D. A. Density-function calculation of noise propagation on an accelerated multivelocity electron beams.
8. Hok G. Conservation principles in multivelocity electron flow. IRE Trans. on El. Devices, 1961, vol. ED-8, p. 452.
9. Бердавцев В. Б. Флюктуации тока и эквивалентного потенциала в электронных пучках ограниченного сечения. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 8, стр. 3—24.
10. Лопухин В. М. и др. Шумы и параметрические явления в электронных приборах сверхвысоких частот «Наука», М., 1966.
11. Николаев А. А. Распространение возмущений в дрейфующих электронных потоках. «Электроника», 1959, № 3, стр. 21—44.
12. Newton R. H. C. On the hamiltonian representation of a multivelocity stream. J. of El. and Control, 1963, vol. XV, pp. 301—318.
13. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. ГИИТЛ, М., 1953.
14. Бердавцев В. Б. О волнах в многоскоростных электронных потоках. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 5, стр. 14—36.
15. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах, Изд. иностр. лит., М., 1959.

Статья поступила в редакцию 12 февраля 1969 г.,

УДК 621.372.414

Ю. Н. Веневцев, А. И. Карнаух, Л. И. Шворнева

ПЕРЕСТРОЙКА ПОЛОГО РЕЗОНАТОРА НЕЛИНЕЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Рассматриваются тороидальный и прямоугольный резонаторы с нелинейным диэлектриком в параэлектрической фазе, заполняющим емкостный промежуток резонатора. На основе замены резонатора эквивалентной схемой в виде двух длинных линий, одна из которых нагружена нелинейной емкостью, проведен расчет резонансной длины волны резонатора и диапазона ее изменения при воздействии управляющего поля на диэлектрик. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрические способы управления резонансной частотой полого резонатора обладают рядом преимуществ по сравнению с механическими способами: позволяют применять дистанционное управление частотой генератора СВЧ колебаний, задавать произвольный закон изменения частоты генерации, использовать такой резонатор в качестве элемента с изменяющимися параметрами в передающем тракте и т. д.

Ранее исследовалось электрическое управление частотой резонатора с помощью ферритов [1, 2], газоразрядной плазмы [3] и нелинейных диэлектриков в сегнетоэлектрической фазе (ниже точки Кюри) [4, 5]. Не останавливаясь на недостатках, вследствие которых ферриты и газоразрядная плазма не нашли широкого применения для перестройки резонаторов, отметим, что сегнетоэлектрики (нелинейные диэлектрики в сегнетоэлектрической фазе) из-за чрезвычайно большой диэлектрической проницаемости, больших потерь на СВЧ, гистерезиса и ограниченного быстродействия (последние два недостатка обусловлены доменным механизмом поляризации сегнетоэлектриков) также почти не применяются для перестройки резонаторов СВЧ.

В последнее время получены хорошие результаты по синтезу нелинейных диэлектриков в параэлектрической фазе (выше точки Кюри; будем называть их параэлектриками). По сравнению с сегнетоэлектриками параэлектрики на СВЧ имеют меньшие потери, быстродействие их вследствие ионного механизма поляризации на несколько порядков выше, диэлектрическая проницаемость в несколько раз меньше.

Указанные выше достоинства параэлектриков определяют интерес к ним и, в частности, позволяют исследовать возможность перестройки

4 Электроника СВЧ

с их помощью резонансной частоты полых резонаторов и применение последних в различных приборах и устройствах СВЧ.

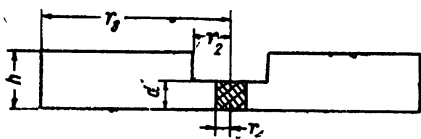
Ниже рассматриваются некоторые типы резонаторов, перестраиваемых с помощью параэлектриков, приводится расчет возможного диапазона изменения резонансной частоты резонатора и проводится экспериментальная проверка результатов расчета.

2. ПОЛЫЕ РЕЗОНАТОРЫ, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ПАРАЭЛЕКТРИКОМ

В технике СВЧ применяются разнообразные резонаторы: тороидальные, коаксиальные, полукоаксиальные, прямоугольные и другие. Ниже рассматривается перестройка при помощи параэлектрика лишь тороидального и прямоугольного резонаторов. Эти или близкие к ним по форме резонаторы используются в практике чаще всего, и из них удобно осуществляется волноводный вывод энергии.

Тороидальный резонатор с нелинейным управляющим элементом

Рассмотрим резонатор, представляющий собой сочленение двух радиальных линий, в одной из которых помещается нелинейный диэлектрик (рис. 1).



Для низшего E -типа колебания полную проводимость однородной радиальной линии на произвольном расстоянии r от оси можно записать в виде [6]:

Рис. 1. Тороидальный резонатор с нелинейным элементом.

$$Y'(r) = \frac{j + Y'(r_0)\zeta(x, y)\operatorname{ctg}(x, y)}{\operatorname{Ctg}(x, y) + jY'(r_0)\zeta(x, y)}, \quad (1)$$

где

$$x = kr, \quad y = kr_0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$\operatorname{ctg}(x, y) = \frac{J_1(x)N_0(y) - N_1(x)J_0(y)}{J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)} \quad \text{— малый радиальный котангенс,}$$

$$\operatorname{Ctg}(x, y) = \frac{J_1(y)N_0(x) - N_1(y)J_0(x)}{J_1(x)N_1(y) - N_1(x)J_1(y)} \quad \text{— большой радиальный котангенс,}$$

$$\zeta(x, y) = \frac{J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)}{J_1(x)N_1(y) - N_1(x)J_1(y)}.$$

J_0, J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно,

N_0, N_1 — функции Бесселя второго рода (функции Неймана) нулевого и первого порядка соответственно.

Представим тороидальный резонатор (см. рис. 1) в виде двух радиальных линий (рис. 2), одна из которых нагружена нелинейной емкостью (в центре), другая закорочена на конце, а стык их учтем при помощи емкости C , которой соответствует проводимость [нормированная по характеристической проводимости $Y_{02}(r_2)$] [6]:

$$\frac{B_1}{Y_{02}(r_2)} = \frac{2kh}{\pi} \ln \frac{eh}{4d}. \quad (2)$$

Входные проводимости этих линий, нормированные по $Y_{02}(r_2)$, по отношению к сечению $II-II$ соответственно для первой и второй линий равны:

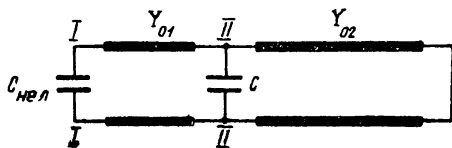


Рис. 2. Эквивалентная схема резонатора, представленного на рис. 1.

$$Y'_{вх_1}(r_2) = \frac{j + \frac{j\omega C_{нел}}{Y_{01}(r_1)} \zeta(kr_1, kr_2) \operatorname{ctg}(kr_1, kr_2)}{\operatorname{Ctg}(kr_1, kr_2) + j \frac{\omega C_{нел}}{Y_{01}(r_1)} \zeta(kr_1, kr_2)} \frac{Y_{01}(r_2)}{Y_{02}(r_2)}, \quad (3)$$

$$Y'_{вх_2}(r_2) = -j \operatorname{ctg}(kr_2, kr_3). \quad (4)$$

Таким образом, с учетом (2) — (4) полная проводимость в сечении $II-II$ равна:

$$\frac{B_2}{Y_{02}(r_2)} = \frac{2kh}{\pi} \ln \frac{eh}{4d} + \frac{1 + \frac{\omega C_{нел}}{Y_{01}(r_1)} \zeta(kr_1, kr_2) \operatorname{ctg}(kr_1, kr_2)}{\operatorname{Ctg}(kr_1, kr_2) - \frac{\omega C_{нел}}{Y_{01}(r_1)} \zeta(kr_1, kr_2)} \frac{Y_{01}(r_2)}{Y_{02}(r_2)} - \operatorname{ctg}(kr_2, kr_3). \quad (5)$$

Приравнявая правую часть (5) нулю, получаем трансцендентное уравнение, решение которого (например, на ЭЦВМ) позволяет найти резонансную частоту резонатора. Первые два члена правой части (5) обычно положительны и определяют эквивалентную емкость рассматриваемого резонатора. Третий же член при возбуждении низшего типа колебаний отрицателен и, следовательно, определяет эквивалентную индуктивность резонатора.

Необходимо особо оговорить, что представляет собой $C_{нел}$. При небольшой диэлектрической проницаемости диэлектрика (в пределах нескольких десятков) $C_{нел}$ может быть рассчитана как емкость статического конденсатора (квазистатическое приближение):

$$C_{нел} = \frac{\epsilon S}{3,6 \pi d}. \quad (6)$$

Здесь S измеряется в см^2 , d — в см , $C_{нел}$ — в пф . Однако при значительных величинах ϵ (сотни и тысячи) условие квазистатики не выполняется, и $C_{нел}$ можно определить как некоторую эквивалентную емкость [7] по формуле:

$$C_{нел} = \frac{\epsilon C_1 + C_0}{1 - \alpha C_0}, \quad (7)$$

где

$$C_1 = \frac{1}{1,8 k^2 d} \frac{k \sqrt{\varepsilon} r_1 J_1(k \sqrt{\varepsilon} r_1)}{J_0(k \sqrt{\varepsilon} r_1)},$$

$$\alpha = \frac{1,8 k^2 d}{x_1 N_1(x_1)} \left[N_0(x_1) - \frac{J_0(x_1)}{J_0(x_2)} N_0(x_2) \right],$$

$$\nu = \frac{x_2}{x_1 J_0(x_2) N_1(x_1)} [J_0(x_1) N_1(x_2) - N_0(x_1) J_1(x_2)],$$

$$C_0 = \frac{x_2}{1,8 k^2 d} \left[\frac{J_1(x_2)}{J_0(x_2)} - \frac{N_1(x_2) J_1(x_1)}{N_1(x_1) J_0(x_2)} \right],$$

$$x_1 = k r_1,$$

$$k_2 = k r_2.$$

Расчет резонансной длины волны по (5) достаточно строг, но громоздок. Учитывая тот факт, что применяемые нелинейные диэлектрики (даже параэлектрики) обладают большой диэлектрической проницаемостью, а эквивалентная емкость резонатора не должна быть чрезмерно большой, необходимо, во-первых, сильно уменьшать геометрические размеры диэлектрика (до долей миллиметра), а, во-вторых, значительно уменьшать размер r_2 по сравнению с обычными размерами, встречающимися в практике. В последнем случае нет необходимости вести расчет по формуле (5). Первые два члена правой части (5) можно целиком заменить выражением:

$$\frac{B_c}{Y_{02}(r_2)} = \frac{\omega C_{\text{нел}}}{Y_{02}(r_2)} + \frac{2kh}{\pi} \ln \frac{eh}{4d}, \quad (8)$$

причем $C_{\text{нел}}$ рассчитывается по формуле (7).

Решение трансцендентного уравнения:

$$\frac{B_c}{Y_{02}(r_2)} - \text{ctg}(k r_2, k r_2) = 0 \quad (9)$$

на ЭВМ для различных соотношений r_1 , r_2 , r_3 и ε представлено на рис. 3 в виде зависимости $\lambda_{\text{рез}} = f(\varepsilon)$.

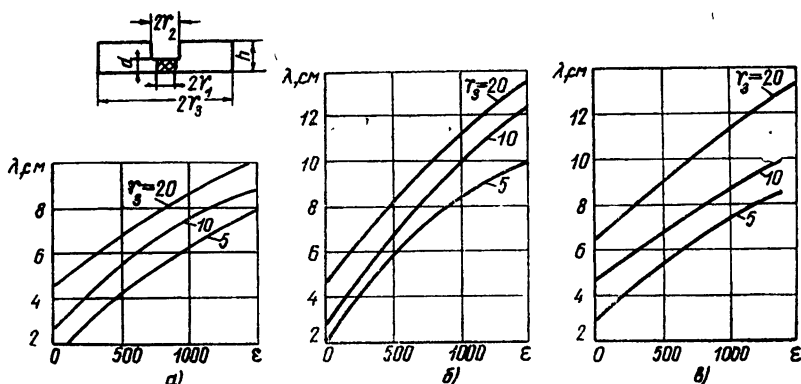


Рис. 3. Зависимость резонансной длины волны торондального резонатора от диэлектрической проницаемости нелинейного диэлектрика при $h=2$ мм, $d=0,5$ мм и различных значениях r_1 и r_2 , равных соответственно: 0,14 и 1 мм (а); 0,2 и 1 мм (б) и 0,2 и 2,5 мм (в).

На рис. 4 показана зависимость величины относительной перестройки резонансной длины волны резонатора от величины соотношения внутреннего радиуса резонатора r_2 и размера нелинейного диэлектрика r_1 для различных коэффициентов нелинейности K^* . Уменьшение эффективности перестройки с увеличением r_2 объясняется тем, что доля емкости, определяемой управляющим элементом, в общей емкости уменьшается. Из рис. 4 можно сделать вывод о том, что при $r_1=0,2$ мм максимальная перестройка частоты при $K=2$ составляет приблизительно 35%, при $K=4$ она равна 70%.

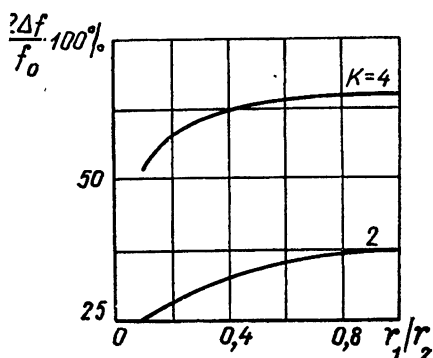


Рис. 4. Зависимость относительной перестройки тороидального резонатора от отношения радиуса r_1 диэлектрика к внутреннему радиусу резонатора r_2 при $r_1=0,2$ мм, $r_2=10$ мм, $h=2$ мм, $d=0,5$ мм.

Прямоугольный резонатор с нелинейным управляющим элементом

Рассмотрим случай возбуждения прямоугольного резонатора низшим типом колебаний. При этом полагаем, что эквивалентная емкость не слишком велика, и резонатор рассматривается как регулярная (короткозамкнутая или нагруженная) линия с емкостью вблизи центра резонатора.

Схематическое изображение прямоугольного резонатора с нелинейным управляющим элементом приведено на рис. 5. Воспользуемся эквивалентным представлением такого резонатора в виде двух длинных линий с емкостью на их стыке (рис. 6). Таким образом, в сечении I—I полная проводимость складывается из проводимости емкости $C_{нел}$ ($\frac{\omega C_{нел}}{Y_0}$) и входных проводимостей линии слева и справа от емкости. Входная проводимость отрезка линии длиной

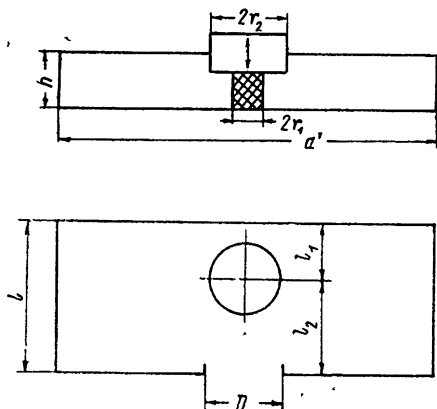


Рис. 5. Схематическое изображение прямоугольного резонатора с нелинейной емкостью.

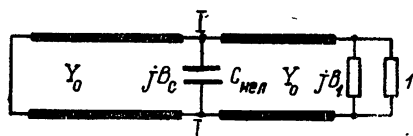


Рис. 6. Эквивалентная схема прямоугольного нагруженного резонатора, изображенного на рис. 5

* Отношение максимальной и минимальной диэлектрической проницаемости.

l и проводимость нагрузки, нормированные по волновой проводимости линии, связаны соотношением:

$$Y_{\text{вх}} = \frac{Y_{\text{н}} + \text{th } \gamma l}{1 + Y_{\text{н}} \text{th } \gamma l}, \quad (10)$$

где γ — постоянная распространения,

$Y_{\text{н}}$ — проводимость нагрузки.

Предполагая, что в резонаторе возбуждается колебание, для которого линии, заменяющие резонатор, не являются запредельными, полную реактивную проводимость в сечении $I—I$ можем записать в виде:

$$B_{\Sigma} = -\text{ctg } \beta l_1 + \frac{B_L (1 - \text{tg}^2 \beta l_2 - B_L \text{tg } \beta l_2)}{(1 - B_L \text{tg } \beta l_2)^2 + \text{tg}^2 \beta l_2} + \frac{\omega C_{\text{нел}}}{Y_0}, \quad (11)$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$ — фазовая постоянная,

$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}$ — длина волны в волноводе с широкой стенкой a' (рис. 5),

$\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны,

B_L — эквивалентная реактивная проводимость выходного окна.

В соответствии с [8] для индуктивного окна

$$B_L \approx -\frac{\lambda_{\text{в}}}{a} \text{ctg } \frac{\pi D}{2a} \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (12)$$

если

$$\frac{D}{a} \ll 1;$$

$$B_L \approx -\frac{\lambda_{\text{в}}}{a'} \text{tg}^2 \frac{\pi (a' - D)}{2a'} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left[\frac{\pi (a' - D)}{\lambda} \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (13)$$

если

$$\frac{a' - D}{2a} \ll 1,$$

где a' — ширина резонатора,

a — ширина волновода, с которым связан резонатор.

Так как окно расположено между двумя волноводами, эквивалентную реактивную проводимость приближенно можно представить полусуммой выражений проводимости окна B_{L1} (рассчитанной в волноводе $a' \times h$) и B_{L2} (рассчитанной в волноводе $a \times b$):

$$B_L = \frac{1}{2} (B_{L1} + B_{L2}).$$

Приравнивая нулю правую часть выражения (11) и решая полученное трансцендентное уравнение, найдем резонансную длину волны прямоугольного резонатора с нелинейным управляющим элементом. Решение уравнения (11), проведенное на ЭВМ для резонатора с размерами: $a'=65$ мм, $h=8$ мм, $l=24$ мм, $d=0,5$ мм, $D=25$ мм, $l_1=8$ мм, $l_2=16$ мм и различных соотношений между r_1 , r_2 и ϵ , показало, что при $K=2$ максимальная величина перестройки достигает 30%, а при $K=4$ — 60% (рис. 7). Из этого же рисунка

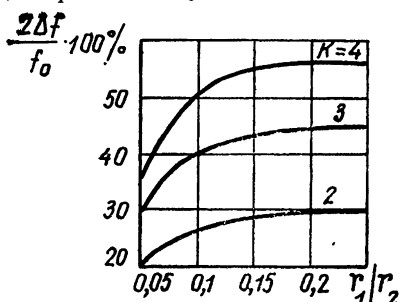


Рис. 7. Зависимость относительной перестройки прямоугольного резонатора от отношения радиусов r_1/r_2 .

видно, что если $\frac{r_1}{r_2}=0,05$, максимальная перестройка при $K=2$ падает до 20%, а при $K=4$ — до 35%. Причина падения та же, что и для тороидального резонатора — уменьшение доли управляющей емкости в общей емкости резонатора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Так как перестройка прямоугольного резонатора при помощи нелинейного диэлектрика близка к перестройке тороидального резонатора, а также из-за того, что в прямоугольном резонаторе значительно проще менять размеры окна связи, экспериментальные исследования проводились на прямоугольном полом резонаторе.

Был исследован специально сконструированный резонатор, показанный схематически на рис. 8. Его преимущество заключается в том, что

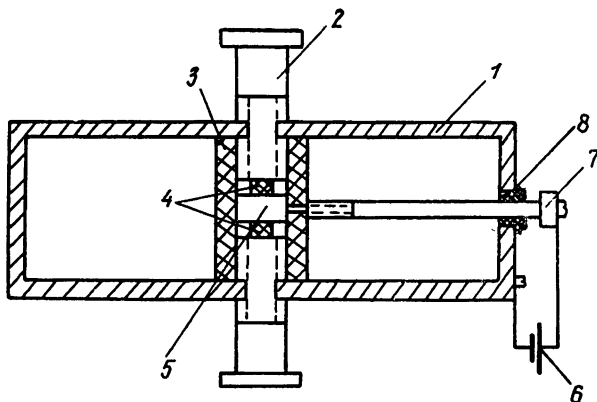


Рис. 8 Резонатор, перестраиваемый нелинейным диэлектриком:

1 — корпус резонатора, 2 — винты крепления диэлектрика, 3 — центрирующий изолирующий цилиндр, 4 — нелинейный диэлектрик, 5 — центральный электрод нелинейного конденсатора, 6 — источник напряжения, 7 — винт, через который подается напряжение на центральный электрод, 8 — изолирующая втулка

последовательное соединение нелинейных емкостей позволяет при прочих равных условиях увеличить размеры параэлектрика, используемого для перестройки, а подача напряжения к центральному электроду и корпусу резонатора производится без сколько-нибудь значительного возмущения резонатора.

Исследование перестройки такого резонатора проводилось с помощью ряда нелинейных диэлектриков типа ВК-102 [9] [близкого по составу к $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$] и твердых растворов, синтезированных на его основе.

Графики экспериментально полученных зависимостей перестройки резонансной частоты прямоугольного резонатора с размерами $a \times b \times c = 36 \times 12 \times 8 \text{ мм}^3$ и диаметрами центрального электрода и закрепляющих параэлектрические штабики винтов $2r_2 = 2 \text{ мм}$ от величины управляющего напряжения приведены на рис. 9, 10.

Исследованные материалы обладают отличающимися друг от друга параметрами, такими, как коэффициент нелинейности K ,

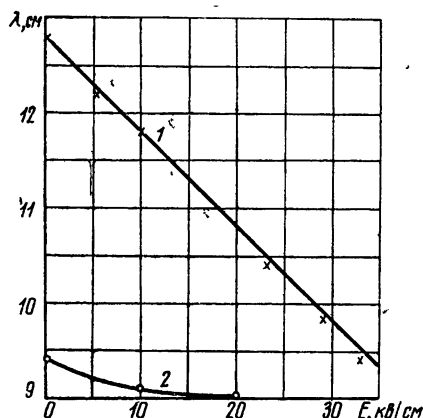


Рис. 9. Экспериментально снятая зависимость резонансной длины волны резонатора от напряженности поля в диэлектрике типа ВК-102 (1) и ВК-102с (2).

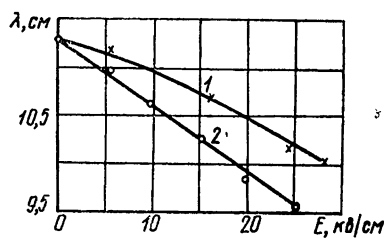


Рис. 10. Экспериментально снятая зависимость резонансной длины волны резонатора от напряженности поля в диэлектрике типа ВК-102 с добавкой 20% $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$ (кривая 1) и с добавкой 1% Li (кривая 2).

тангенс диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$, максимально допустимое управляющее напряжение.

С точки зрения получения большой перестройки резонансной частоты резонатора наибольший интерес представляет материал ВК-102. Измерения, выполненные на низких частотах до 35 МГц , показали, что коэффициент нелинейности диэлектрика ВК-102 несколько превышает 2, диэлектрическая проницаемость без поля около 2000, пробивная напряженность поля превышает 30 кВ/см . Из рис. 9 (кривая 1) видно, что резонансная длина волны резонатора изменяется от 9,4 до 12,7 см, т.е. на 30% относительно средней длины волны (кривая 1). Этот результат хорошо соответствует расчету (см. рис. 7).

Также достаточно высоким коэффициентом нелинейности (около 1,6) обладает твердый раствор на основе ВК-102 с добавкой $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$ (80 мол. % $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$ — 20 мол. % $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$) [10]. С помощью этого материала была получена перестройка резонансной частоты, равная 17% (рис. 10, кривая 1).

Параэлектрик на основе ВК-102 с добавкой 1% Li сверх стехиометрического состава обладает несколько меньшей начальной диэлектрической проницаемостью (около 1500), что облегчает проведение эксперимента, но коэффициент нелинейности его меньше и не превышает 1,4, что позволяет получить перестройку частоты лишь 14% (рис. 10, кривая 2).

Следует отметить, что параэлектрик, условно названный ВК-102с, обладает довольно низкой для нелинейных материалов диэлектрической проницаемостью ($\epsilon = 600$), что позволяет надеяться на осуществление электрической перестройки с помощью нелинейных диэлектриков в трехсантиметровом диапазоне СВЧ. Существенными недостатками этого материала являются низкий коэффициент нелинейности (около 1,15, вследствие чего перестройка составляет лишь 4—5%, см. рис. 9, кривая 2) и более высокие потери ($\operatorname{tg} \delta = (3-5) \cdot 10^{-2}$).

Можно отметить то обстоятельство, что применение существующих параэлектриков для перестройки полых резонаторов в более длинноволновых диапазонах по сравнению с 10-см диапазоном, в котором в основном выполнялись экспериментальные исследования, не вызывает особых затруднений. Более того, в конструктивном отношении резонатор упрощается, так как размеры параэлектрика в дециметровом диапазоне становятся значительно большими, что облегчает достижение максимального управления, так как отношение r_1/r_2 можно сделать большим. Кроме того, потери в диэлектрике с увеличением длины волны несколько уменьшаются, вследствие чего возрастает добротность резонатора, что имеет значение в большинстве применений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволяют сделать вывод о возможности применения нелинейных диэлектриков в параэлектрической фазе для управления параметрами полого резонатора.

Перестройка резонансной частоты прямоугольного полого резонатора при помощи параэлектрика типа ВК-102 составляет примерно 30% относительно средней частоты полосы перестройки, что хорошо согласуется с результатами расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jones G. K., Cachet J. C. Magnetically tuned klystrons for wide-band frequency modulation applications. IRE Transactions, 1960, vol. ED-7, N 4, pp. 206—214.
2. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
3. Musson-Genon R., Favalier J. Klystron a fréquence accordable electrique. L'Onde Electrique, 1961, vol. XVI, N 407, pp. 155—158.
4. Коган И. М. Предварительные данные о применении варикондов в дециметровом диапазоне волн. «Вопросы радиоэлектроники», серия III, «Радиодетали и узлы», 1960, вып. 5—6, стр. 142—146.
5. Петров В. М. Некоторые свойства сегнетоэлектриков на частотах 3 000 Мгц. «Физика твердого тела», 1960, № 5, стр. 997—1001.
6. «Теория линий передачи сверхвысоких частот», т. 2, М., «Советское радио», 1951.

7. Петров В. М. Об измерении ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ диэлектриков методами полукоаксиального резонатора и коаксиальной измерительной линии «Приборы и техника эксперимента», АН СССР, 1960, № 4, стр. 118—122.

8. Справочник по волноводам. Пер. с англ. под ред. Фельда И. Я., М., «Советское радио», 1952.

9. Веневцев Ю. Н., Жданов Б. С., Петров В. М., Шворнева Л. И. Нелинейный диэлектрик для СВЧ техники ВК-102, Авторское свидетельство № 222231, «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1968, № 22, стр. 164.

10. Шворнева Л. И., Петров В. М., Веневцев Ю. Н. Исследование сегнетоэлектрических твердых растворов в системе $\text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3 - \text{Pb}(\text{Fe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$. «Неорганические материалы», АН СССР, 1968, т. IV, № 11, стр. 2001—2005.

Статья поступила в редакцию 6 февраля 1970 г.

УДК 621.385.032

В. И. Петроченков

К РАСЧЕТУ ШТЫРЕВЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ С ИСКУССТВЕННО УВЕЛИЧЕННЫМИ ПОТЕРЯМИ

Рассмотрены принципы расчета и конструирования штыревых замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями. Показано, что для мощных усилителей наиболее удачна конструкция с поглощающими элементами, сконструированными на базе поверхностных поглотителей. Приводятся необходимые для расчета экспериментальные характеристики наиболее распространенных вакуумных поверхностных поглотителей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Замедляющие системы мощных усилителей М-типа имеют пренебрежимо малые потери («прозрачны» для сигнала как в прямом, так и в обратном направлении). Это их достоинство. Прозрачность позволяет получить высокий к. п. д. и создает известные удобства при коммутации сигнала в радиотехнических системах. Однако она же является одним из препятствий в повышении коэффициента усиления. Неизбежные на практике неоднородности и вызванные ими рассогласования служат источником обратной связи по замедляющей системе и тем самым ухудшают фазочастотную и амплитудно-частотную характеристики усилителя и могут привести к самовозбуждению.

Как известно, для устранения обратной связи применяется внутриламповая развязка. Один из ее наиболее простых вариантов — нанесенный на участок замедляющей системы поглотитель [1]. Покажем, что этот метод не всегда эффективен.

Из расчетов в соответствии с [2] следует, что развязка достаточна, когда затухание составляет величину порядка 1—2 дБ на период замедляющей системы. Можно показать, что собственная добротность Q_0 замедляющей системы (или одной ее ячейки) с таким поглотителем не ниже 5 единиц. Поэтому, согласно [3], вполне допустимо пользоваться приближенным соотношением [4]:

$$\alpha = \frac{\omega}{2Q_0 v_r}, \quad (1)$$

устанавливающим связь постоянной затухания α с групповой скоростью v_r распространения сигнала в замедляющей системе,

Широкополосные импульсные усилители работают обычно на нулевой пространственной гармонике с малой дисперсией в рабочей полосе, т.е. $\left| \frac{dn}{d\lambda} \right| \ll 1$, где $\frac{n}{\lambda}$ — относительно большая величина (n — коэффициент замедления фазовой скорости, λ — рабочая длина волны, которой соответствует круговая частота ω). Поэтому для рабочей полосы частот, которая значительно (в два и более раза) меньше полосы пропускания, используя формулу Релея, (1) можно приближенно записать:

$$\alpha \approx \frac{1}{2} k n \frac{1}{Q_0}, \quad (2)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число в свободном пространстве.

Отсюда следует, что при заданном Q_0 постоянная затухания определяется рабочей длиной волны и замедлением фазовой скорости. Из приведенных ниже формул будет видно, что добротность Q_0 определяется конструкцией поглощающего элемента* и в относительно небольшой области дисперсионной характеристики ее можно считать постоянной.

В мощных импульсных усилителях, работающих, как правило, при относительно высоком анодном напряжении, фазовое замедление соответственно мало, что, согласно (2), усложняет задачу получения требуемого удельного затухания, заставляет видоизменять замедляющую систему.

В данной работе описаны некоторые исследованные нами конструкции замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями и способы их инженерного расчета. При этом необходимо было найти компромисс между электрической прочностью поглощающего элемента и его габаритами при заданной величине затухания, рассеиваемой и импульсной мощности и при условии минимального влияния поглощающих элементов на дисперсию и сопротивление связи. Отдавалось предпочтение простейшим эквивалентным схемам в сочетании с методом многопроводных линий, что позволило сделать анализ физически наглядным, а формулы удобными для инженерных расчетов. Вместе с тем основные соотношения и методы достаточно общи и могут быть использованы для анализа многих типов замедляющих систем, в том числе двумернопериодических. Все конструкции основаны на применении поверхностных поглотителей, которые обеспечивают наиболее высокие удельные нагрузки (с учетом конечной теплопроводности).

Следует заметить, что в литературе, если не считать кратких замечаний, подобных [1], сведения такого рода отсутствуют.

* Под поглощающим элементом условимся понимать элемент в замедляющей системе, с помощью которого достигается искусственное увеличение потерь

2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Соотношение (1) можно преобразовать к следующему, более удобному для дальнейшего анализа виду:

$$\alpha_0 = \alpha L = \frac{1}{2} \frac{n_r}{n} \varphi \frac{1}{Q_0}, \quad (3)$$

где α_0 — нормированная постоянная затухания,

L — период замедляющей системы,

$n_r = \frac{c}{v_r}$ — коэффициент замедления групповой скорости,

φ — сдвиг фаз на периоде замедляющей системы.

Многие штыревые замедляющие системы можно представить в простейшем случае эквивалентными схемами, показанными на рис. 1. Проведем анализ на их примере. При параллельном включении поглощающего элемента с входной проводимостью G (рис. 1, а) имеем:

$$Q_0 = \frac{1}{G \rho_c}, \quad (4)$$

где ρ_c — характеристическое сопротивление колебательного контура, образованного ячейкой замедляющей системы.

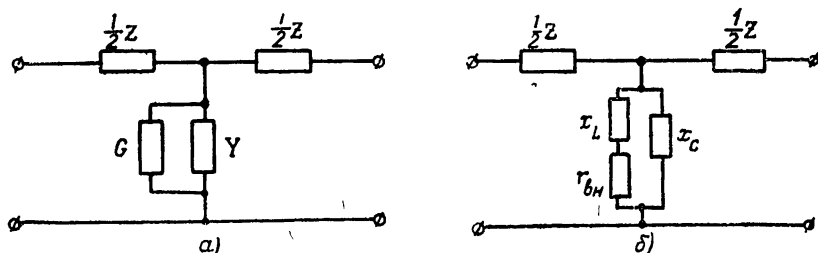


Рис. 1. Эквивалентные схемы замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями при параллельном (а) и последовательном (б) включениях поглощающего элемента.

При этом связь характеристического сопротивления с волновым сопротивлением ρ_b , согласно [3], устанавливается соотношением:

$$\rho_b = \rho_c \frac{n_r}{n} \varphi. \quad (5)$$

Подставляя (4), (5) в (3), при параллельном включении поглощающего элемента получим*:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \frac{n_r}{n} \varphi \rho_c G = \frac{1}{2} \rho_b G. \quad (6)$$

* Интересно отметить, что соотношение (6) можно получить иным путем, пользуясь представлениями о делителе мощности на разветвляющихся линиях передачи.

Если поглощающий элемент, имеющий входное сопротивление $r_{вн}$, подключен к замедляющей системе в соответствии с эквивалентной схемой, представленной на рис. 1,б, то

$$Q_0 = \frac{\rho_c}{r_{вн}}, \quad (7)$$

и затухание в такой системе описывается, согласно (3), (5), (7), соотношением:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \frac{n_r}{n} \varphi \frac{r_{вн}}{\rho_c} = \frac{1}{2} \rho_b \frac{r_{вн}}{\rho_c^2}. \quad (8)$$

Соотношения (6), (8) формально неразличимы и легко преобразуются одно в другое. Однако при практической реализации схем (рис. 1) открываются существенные различия, поэтому уместно предположить, что эти эквивалентные схемы физически нетождественны. Из сравнения (6) и (8) видно, что при фиксированных G и $r_{вн}$ дальнейшее увеличение затухания в первом случае достигается повышением ρ_c , ρ_b и прямо пропорционального им сопротивления связи [3]. Во втором случае (рис. 1,б) для этого, наоборот, пришлось бы понижать сопротивление связи, что, как правило, крайне нежелательно. Эти соображения являются исходными при конструировании замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями.

Дальнейшая задача состоит в нахождении связи между величиной собственной добротности и конструктивными параметрами поглощающих элементов и замедляющей системы.

3. КОНСТРУКЦИЯ И РАСЧЕТ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМИ ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Одним из способов искусственного увеличения затухания, как уже отмечалось, является нанесение поглощающего материала на поверхность замедляющей системы. Нецелесообразно покрывать поглотителем всю поверхность, так как он эффективно используется только в пучностях ВЧ токов. В то же время нежелательно присутствие поглотителя в области больших напряженностей электрического поля и в местах, бомбардируемых электронами, так как электрическая и механическая прочность поглощающего материала обычно значительно ниже, чем, например, меди. В штыревых замедляющих системах наиболее выгодно покрывать основание штыря (рис. 2). Такая конструкция соответствует включению поглощающего элемента, условно названному последовательным.

Для анализа влияния поглотителя на собственную добротность можно воспользоваться результатами, которые следуют непосредственно из уравнений Максвелла. Для собственной добротности резонатора произвольной формы получим:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{R_\Delta}{\omega \mu} \left[\frac{\oint_C (|G_0|^2 + |g_0|^2) dl}{\int_{S_{\Pi}} (|G_0|^2 + |g_0|^2) ds} \right] \xi_y, \quad (9)$$

где R_Δ — поверхностное сопротивление слоя поглощающего материала, толщина которого Δ (в дальнейшем будем величину R_Δ считать заданной),
 μ — магнитная проницаемость среды, заполняющей резонатор,
 $|G_0|, |g_0|$ — модули собственных функций распределения поля в резонаторе.

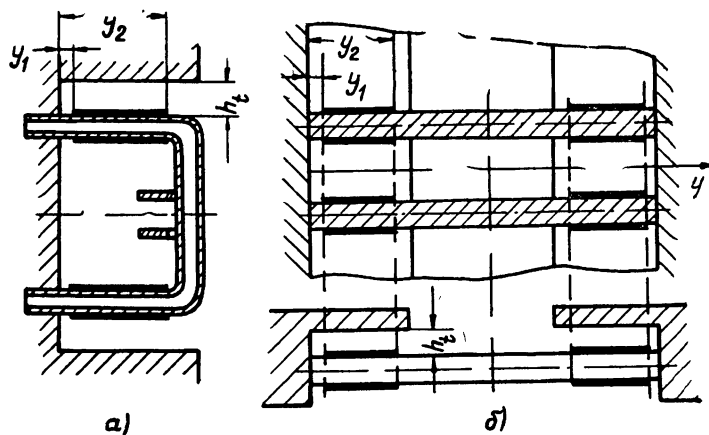


Рис. 2. Схематическое изображение бугельной (а) и лестничной (б) замедляющих систем, имеющих на штырях участки, покрытые поглотителем.

Распределение поля в одном из характерных направлений (ось y , рис. 2) учитывается коэффициентом ξ_y , понижающим кратность интегрирования. Интеграл по замкнутому контуру C (контур поперечного сечения штыря), проходящему по поглощающей поверхности, учитывает распределение поверхностных токов. Интегрирование по поверхности S_n , нормальной к оси y , проводится с учетом расположения поверхностей замедляющей системы и полей в сечении S_n . Пренебрегая неоднородностью поля вдоль y и считая распределение токов вдоль каждой из половин штыря косинусоидальным и предполагая наличие только ЛЕМ-волны [5], приводим (9) к удобному для практических расчетов виду:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{\lambda}{\pi} \alpha^*(\varphi) \xi_y. \quad (10)$$

Здесь начало координат выбрано в основании штыря, а $\alpha^*(\varphi)$ — постоянная затухания многопроводной линии, образованной штырями. (Многопроводная линия может быть рассчитана при заданной геометрии по соответствующим формулам и таблицам работы [6], причем вместо сопротивления скин-слоя в данном случае имеем R_Δ .)

Коэффициент ξ_y определяется соотношением:

$$\xi_y = \frac{\int_{y_1}^{y_2} \cos^2 ky \, dy}{\int_0^l \cos^2 ky \, dy} = \frac{k(y_2 - y_1) + \frac{1}{2}(\sin 2ky_2 - \sin 2ky_1)}{kl + \frac{1}{2}(\sin 2kl)}, \quad (11)$$

где l — расстояние от основания штыря до его середины, $y_2 - y_1$ — длина участка штыря, покрытая поглотителем (рис. 2).

Совместно с (3) и (11) соотношение (10) позволяет рассчитать затухание в замедляющей системе. Полное затухание (в децибелах) можно рассчитать по формуле:

$$N = 8,68 \sum_{i=1}^m \alpha_{oi}, \quad (12)$$

учитывая, что затухание α_{oi} , вносимое разными поглощающими элементами, может быть различным.

Расчеты для конкретной замедляющей системы, выполненной в соответствии с рис. 2,а, при $R_\Delta = 4 \div 7$ ом дают величину затухания

$N = 4 \div 7$ дБ. Результаты измерений для этой же замедляющей системы представлены на рис. 3. Затухание составляет всего 0,4 дБ на ячейку замедляющей системы. Этого недостаточно для получения эффективной развязки.

Из формул (10), (11) видно, что затухание тем выше, чем больше относительная длина участка $y_2 - y_1$ и чем выше постоянная затухания многопроводной линии. Длина отрезка $y_2 - y_1$ лимитируется общей дли-

Рис. 3 Зависимость полного вносимого затухания N от длины волны $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ для замедляющей системы, показанной на рис. 2,а; поверхностное сопротивление порядка 4—7 ом (1) и 2—3,5 ом (2).

ной штыря и высотой пространства взаимодействия. Величина $\alpha^*(\varphi)$ определяется волновой проводимостью многопроводной линии и ее геометрией и может быть увеличена за счет утолщения штырей, уменьшения зазора h_i между штырями и экраном (рис. 2). Однако это невыгодный путь, так как поверхностные токи неравномерно распределяются по контуру поперечного сечения штыря и величина общей предельной мощности, рассеиваемой поглощающим элементом, существенно снижается. Кроме того, при этом неизбежно снижается сопротивление связи (при заданной дисперсии), что является общим недостатком схемы последовательного включения (рис. 1,б).

Существенно повысить затухание позволяет конструкция замедляющей системы, представленная на рис. 4. Основание штыря окружено втулкой, превращающей этот участок в отрезок коаксиала с низким волновым сопротивлением. Такая конструкция позволила получить удельное затухание порядка 1 дБ на ячейку при $R_{\Delta} = 2 \div 3,5$ ом и соответственно 2 дБ на ячейку при $R_{\Delta} = 4 \div 7$ ом (полное затухание соответственно 11—13 дБ и 24—26 дБ, рис. 5, 6). Влияние дополнительного элемента — втулки на дисперсионную характеристику все же заметно (рис. 7), особенно если зазор между втулкой и связками приближается к шагу замедляющей системы (или становится меньше его). Расчеты и эксперименты также показывают, что при $N > 8 \div 10$ дБ потери значительно влияют не только на активную, но и на реактивную составляющую входного сопротивления поглощающего элемента, в связи с чем дисперсия также заметно меняется. Полный расчет затухания для такой конструкции громоздок и нами не проводился. Основное ее достоинство — простота и малые габариты поглощающего элемента при достаточной величине удельного затухания. Однако малые габариты ограничивают величину рассеиваемой мощности. Размеры поглощающего элемента при последовательном включении принципиально должны быть значительно меньше рабочей длины волны. В противном случае его влияние на дисперсию настолько велико, что невозможно синтезировать замедляющую систему с нормальными отношениями высоты пространства взаимодействия к рабочей длине волны.

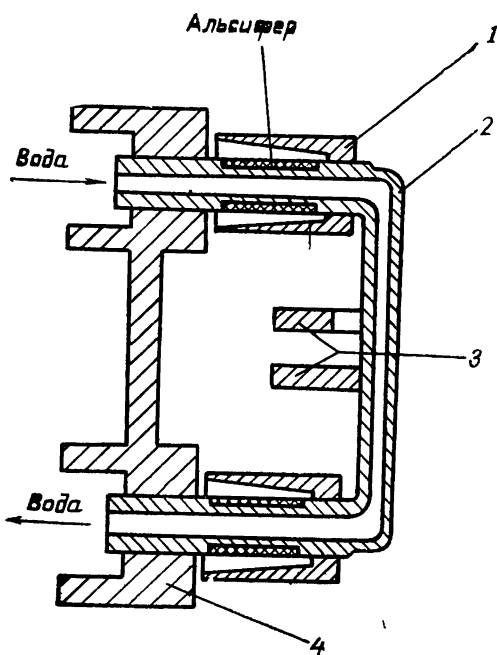


Рис. 4. Конструкция бугельной замедляющей системы с дополнительными втулками для увеличения вносимого затухания:

1 — втулка, 2 — бугель, 3 — связки, 4 — корпус.

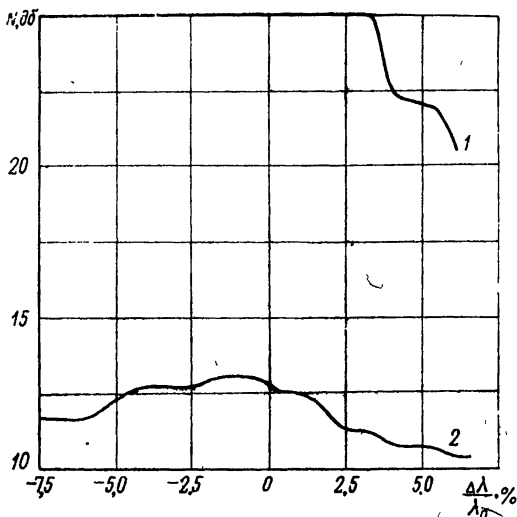


Рис. 5. Зависимость полного затухания N от длины волны $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ для замедляющей системы, показанной на рис. 4; поверхностное сопротивление 4—5 ом (1) и 2—3,5 ом (2).

Все это заставляет искать новые решения, снимающие ограничения по рассеиваемой мощности при заданных длинах волн и удельных затуханиях и нагрузках на поглотителе.

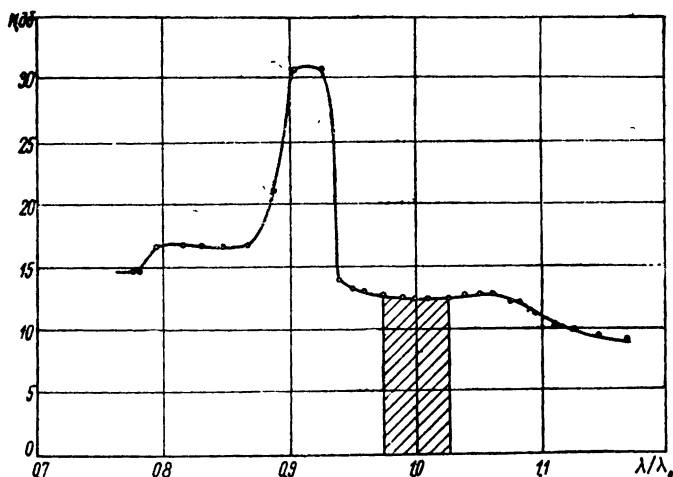


Рис. 6. Зависимость полного затухания N от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ в относительно большой области дисперсионной характеристики замедляющей системы, представленной на рис. 4, при $R_{\Delta} = 2 \div 3,5$ ом. Резкое увеличение затухания в области $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 0,9 \div 0,95$ связано с наложением вида колебания ($n_0=1$) коротковолновой ветви дисперсионной характеристики на ее основную ветвь [3]. Область вблизи рабочего вида колебания заштрихована.

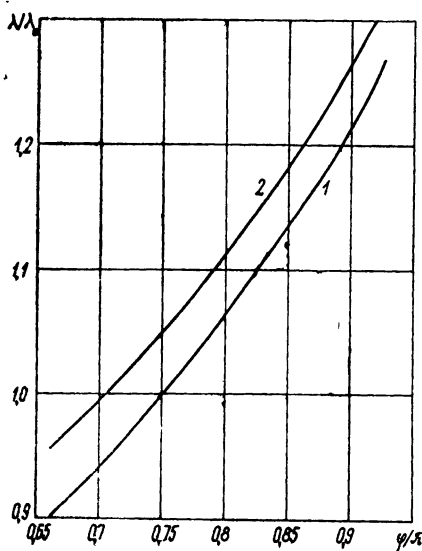


Рис. 7. Дисперсионные характеристики обычной бугельной замедляющей системы (1) и с дополнительными втулками (2).

4. ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ С ПАРАЛЛЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМИ ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Представленные на рис. 8—10 конструкции пригодны для рассеяния больших энергий. Здесь зазоры в поглощающих элементах и площади поглощающих поверхностей могут быть сделаны достаточно большими (на рисунках участки, покрытые поглотителем, отмечены штрих-пунктиром).

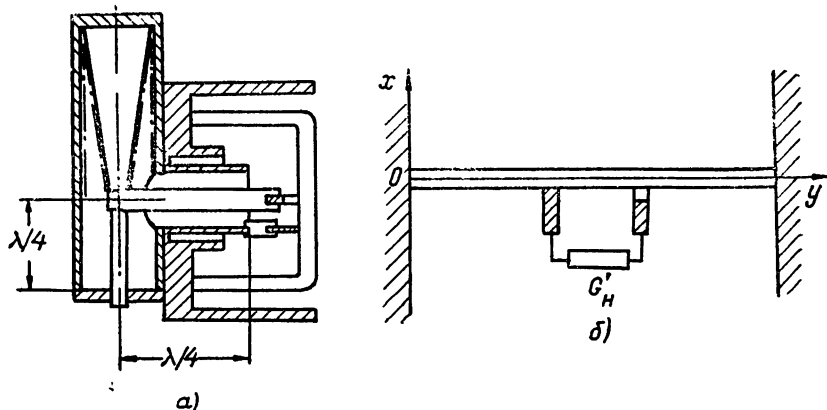


Рис. 8. Конструкция (а) и схематическое изображение (б) замедляющей системы с согласованными нагрузками, подключенными к связкам через четверть-волновый трансформатор.

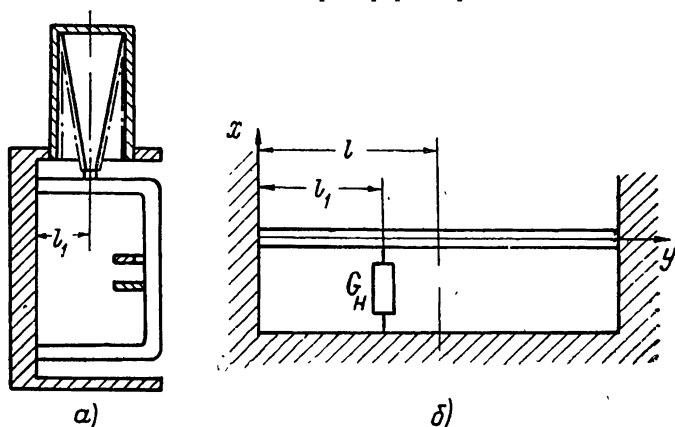


Рис. 9. Конструкция (а) и схематическое изображение (б) замедляющей системы с согласованными нагрузками, включенными между штырями и экраном (торцевой стенкой).

Конструкция с согласованными нагрузками, подключенными к связкам (рис. 8), пригодна для систем с низким входным сопротивлением. Это связано с тем, что входная проводимость согласованной нагрузки с поверхностным поглотителем обычно относительно велика (0,1—0,07 мс), и для получения не слишком большого вносимого затуха-

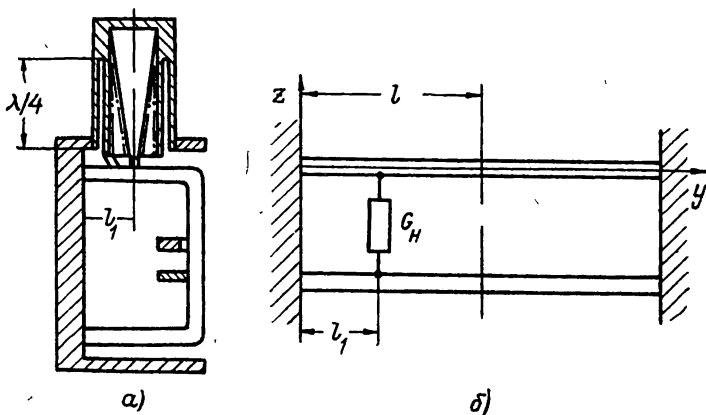


Рис. 10. Конструкция (а) и схематическое изображение (б) замедляющей системы с согласованными нагрузками, изолированными от торцевой стенки четвертьволновыми изоляторами, подключенными к смежным штырям.

ния потребовался бы громоздкий широкополосный трансформатор с коэффициентом трансформации порядка 10 и более. Для расчета затухания в данном случае можно воспользоваться формулой (6), несколько видоизменив ее:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \rho_{\text{вх}} G'_H. \quad (13)$$

Здесь $\rho_{\text{вх}}$ — входное сопротивление замедляющей системы в месте подключения трансформированной проводимости нагрузки G'_H .

В конструкциях рис. 9, 10 трансформация осуществляется за счет использования соответствующих свойств отрезков линии передачи, имеющих в самой замедляющей системе (в нашем случае это отрезок l_1). Для определения связи вносимого затухания с конструктивными параметрами в данном случае удобно воспользоваться понятием собственной добротности. По определению имеем:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{\text{зап}}}{P_{\text{пот}}}, \quad (14)$$

где $W_{\text{зап}}$ — энергия, запасенная в линии образованной штырями, $P_{\text{пот}}$ — джоулевы потери энергии в линии за один период колебаний.

Снова предполагая распространение только *LEM*-волны и синусоидальное распределение напряжения вдоль штыря, после вычисления $W_{\text{зап}}$ и $P_{\text{пот}}$ получаем:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{G_H}{M(\varphi)} \frac{\sin^2 kl_1}{kl - \frac{1}{2} \sin 2kl} \quad (15)$$

где l_1 — расстояние от основания штыря до места подключения согласованной нагрузки с входной проводимостью G_H .

Соотношение (15) совместно с формулами (3) и (12) позволяет рассчитать величину полного затухания. В случае конструкции рис. 9 под $M(\varphi)$ следует понимать волновую проводимость многопроводной линии [5, 6], а в случае рис. 10 — вдвое меньшую величину волновой проводимости. Следовательно, при равных условиях вторая конструкция позволяет получить вдвое большее затухание, но требует дополнительных элементов.

Из формулы (15) видно, что имеются две степени свободы для регулировки затухания: величина G_n и расстояние l_1 . При этом в отличие от схемы последовательного включения требуемое затухание можно получить практически независимо от остальных параметров замедляющей системы и поверхностного сопротивления поглотителя. Влияние последнего сказывается только при недостаточной длине нагрузки, когда ее нельзя считать согласованной.

На рис. 11 представлены полученные экспериментально зависимости полного затухания от длины волны для замедляющей системы (рис. 9) при $G_n = 0,0166$ мо, $k_0 l_1 = 0,216$, $k_0 l = 1,6$ и 12 поглощающих элементах. Из рис. 9 видно, что на $\lambda = \lambda_0$ ($k = k_0$) затухание составляет величину порядка 4,5 дб. Соответствующие расчеты по формулам (3), (12), (15) дают 4—3,6 дб. Это затухание можно существенно увеличить. Например, изменив l_1 вдвое, получим $N \approx 18$ дб. Кривая 1 на рисунке относится к случаю, когда нагрузки имеют КСВН порядка 1,25—1,5, а кривая 2 получена при КСВН нагрузок порядка 2—2,5 (меньшее поверхностное сопротивление поглотителя при той же длине нагрузки). Рассогласование приводит, во-первых, к некоторому изменению хода зависимости $N\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right)$, во-вторых, должно приводить к изменению дисперсии не только за счет активной, но и реактивной составляющей входной проводимости нагрузки, что более существенно. Если эта комплексная проводимость известна в интересующем нас диапазоне частот, то влияние ее на дисперсию может быть учтено, однако процесс отработки такой конструкции серьезно усложнится, поэтому предпочтительнее иметь хорошо согласованные нагрузки (с КСВН менее 1,25).

Из формул (13), (15) следует, что при заданной величине входной проводимости поглощающего элемента затухание тем выше, чем больше входное сопротивление замедляющей системы и чем ниже проводимость многопроводной линии, образованной штырями. Эти условия совпадают с условием повышения сопротивления связи (при заданной дисперсии). Таким образом, при параллельном включении поглощающих элементов сочетаются два важных достоинства: возможность получения высокого сопротивления связи при требуемой дисперсии и затуха-

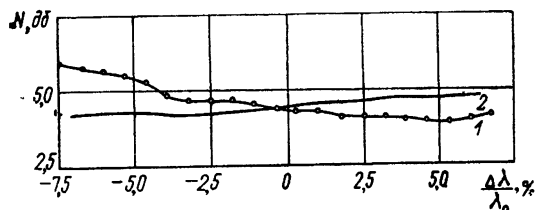


Рис. 11 Зависимость полного затухания N от длины волны $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ для замедляющей системы, показанной на рис. 9: входной КСВН нагрузок порядка 1,25—1,5 (1) и 2—2,5 (2).

нии и возможность одновременного устранения ограничений по рассеиваемой и импульсной мощности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что замедляющие системы для секций развязки усилителей должны конструироваться специально, исходя из конкретных условий. При не слишком больших рассеиваемых мощностях и затуханиях удобны замедляющие системы с компактными, включенными последовательно, поглощающими элементами. Для приборов с относительно высокой средней мощностью требуются большие габариты поглощающих элементов, размеры которых соизмеримы с рабочей длиной волны или больше ее. В таком случае возможно только их параллельное включение.

Даны методы расчета затухания в некоторых конструкциях штыревых замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями. Сделано сравнение результатов расчета и эксперимента, которое подтверждает пригодность предложенных относительно простых и удобных для инженерных расчетов формул.

В приложении приведены необходимые для расчетов сведения об электрических параметрах вакуумных поверхностных ВЧ поглотителей. Получены данные об электрических параметрах и их зависимости от внешних условий для наиболее удачного, по нашему мнению, поверхностного поглотителя на базе альсифера. При наличии сильного внешнего постоянного магнитного поля поверхностное сопротивление значительно падает (например, R_d падает от 7 ом при $H=0$ до 2,7 ом при $H=3000$ э). Температура слабо влияет на величину R_d . При изменении удельной нагрузки вплоть до предельной, разрушающей (100 вт/см^2), поверхностное сопротивление уменьшается не более чем на 10—15%. Поверхностное сопротивление не зависит от интенсивности ВЧ поля.

Из приведенного анализа следует также, что при качественных оценках изменения затухания в пределах полосы пропускания можно считать величину собственной добротности замедляющей системы постоянной величиной, так как она относительно медленно меняется по сравнению с групповой скоростью распространения сигнала в замедляющей системе и не зависит от последней. Однако при количественных расчетах в пределах всей полосы пропускания широкополосного прибора (например, октава и более) следует учитывать изменение поверхностного сопротивления, параметров поглощающих элементов и определяющихся ими величин собственной добротности и вносимого затухания.

Автор выражает благодарность А. П. Федосееву за постоянную помощь и интерес к данной работе, а также М. И. Хворову за постановку задачи и Р. А. Силину за ряд полезных замечаний.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Некоторые сведения об электрических параметрах поверхностных ВЧ поглотителей

Для расчета затухания по приведенным выше формулам и площади поглотителя, необходимой для рассеяния заданной энергии, прежде всего нужны сведения о величине поверхностного сопротивления поглощающего материала и допустимых на нем

удельных нагрузках при заданной толщине и технологии получения и нанесения поглощающего слоя.

Наиболее эффективными ВЧ поглотителями являются магнитодиэлектрики, электрические свойства которых, как известно, определяются комплексными магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемостями. Используя граничные условия Леонтовича, поверхностное сопротивление R_Δ для такого материала (в случае плоской электромагнитной волны) можно записать в виде.

$$R_\Delta = \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \operatorname{th} \left(\omega \Delta \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \right) \right\},$$

где Δ — толщина поглощающего покрытия, нанесенного на поверхность с существенно большей проводимостью, чем у поглотителя.

Рассчитать R_Δ для такой среды и учесть влияние внешних факторов сложно. Наши экспериментально исследованы в широких пределах зависимости поверхностного сопротивления вакуумного поглощающего покрытия на базе альсифера (полученного по специальной технологии) толщиной порядка 0,3 мм от напряженности ВЧ поля, температуры и постоянного магнитного поля.

Установлено, что изменение напряженности электрического ВЧ поля практически не влияет на величину поверхностного сопротивления (волна *TEM*, волновое сопротивление линии порядка 10—100 ом).

Зависимость поверхностного сопротивления от температуры в нашем случае интересна только в связи с удельными нагрузками на альсифере. Влияние температуры на поглощение заметно только при достижении удельной нагрузки, близкой к разрушающей, предельной. Найдено, что при зазоре не менее 0,5 мм между поглощающей и противоположной гладкой (пятый — седьмой классы чистоты) медной поверхностями, охлаждающимися с достаточной интенсивностью, предельная нагрузка составляет величину порядка 100 Вт/см². При этом поверхностное сопротивление уменьшилось не более чем на 10—15% по сравнению с сопротивлением при комнатной температуре. По-видимому, при этом температура не достигала точки Кюри, только приближалась к ней и магнитная проницаемость и связанные с ней потери менялись незначительно.

Наиболее существенна зависимость поверхностного сопротивления от величины внешнего магнитного поля (рис. 12). Величина R_Δ при обычных рабочих магнитных полях оказывается в 1,5—2,5 раза ниже, чем в отсутствие внешнего магнитного поля (очевидно, что слабые магнитные поля типа Земли в данном случае не играют существенной роли). Влияние магнитного поля нежелательно, так как, во-первых, уменьшается удельное затухание и для получения заданного полного затухания приходится увеличивать габариты поглощающих элементов даже в том случае, когда нет ограничений по удельным нагрузкам; во-вторых, магнитное поле начинает влиять на дисперсию замедляющей системы. Это особенно заметно в случае конструкций с последовательно включенными поглощающими элементами (рис. 4). При изменении (магнитным полем) полного вносимого затухания с 26 до 13 дБ входное сопротивление изменялось в 1,5—2 раза. Измерение и отработку холодных параметров приходи-

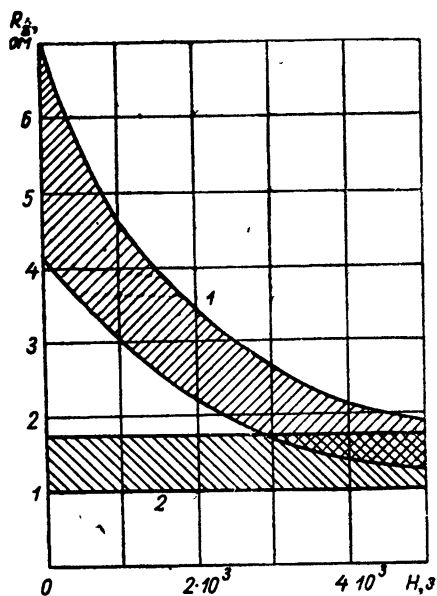


Рис. 12. Зависимость поверхностного сопротивления R_Δ от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H (с учетом технологического разброса); толщина покрытия 0,3 мм из альсифера (1) и пасты 73 (2).

лось осуществлять в сильном магнитном поле, что существенно усложнило эти операции. Поэтому были предприняты попытки устранить влияние магнитного поля. Например, вместо альсифера применялся немагнитный поглотитель на основе пасты 73 [7]. Однако, как видно из рис. 12 (кривая 2), поверхностное сопротивление этого материала при $\Delta=0,3$ мм существенно ниже, чем у альсифера, и поэтому при заданных габаритах поглощающего элемента не всегда удается получить требуемое затухание. Кроме того, предварительные эксперименты показали, что предельная нагрузка для этого материала примерно вдвое ниже.

Несмотря на отмеченный недостаток (зависимость R_d от величины постоянного магнитного поля), альсифер благодаря ощутимой магнитной проницаемости даже при сильных магнитных полях (порядка 2 000—4 000 э), обеспечивает большее удельное затухание по сравнению с немагнитными поглотителями. Роль магнитной проницаемости в данном случае видимо сводится к уменьшению толщины скин-слоя зерен альсифера и соответствующему увеличению потерь, обусловленных вихревыми токами.

В некоторых случаях удается устранить влияние магнитного поля экранировкой или ортогональным расположением поглощающей поверхности к силовым линиям постоянного магнитного поля. Тогда преимущество альсифера становится значительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Перевод с англ. под общ. ред. М. М. Федорова, Изд. иностр. лит., М., 1961, т. 1, стр. 96.
2. Петроченков В. И. Влияние отражений на фазочастотные и амплитудно-частотные характеристики магнетронного усилителя. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 4, стр. 18—38.
3. Петроченков В. И., Капитонов В. А. Характеристики и расчет бугельной замедляющей системы со связками. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 3, стр. 12—30.
4. Лампа с бегущей волной. Перевод с англ., под ред. В. Т. Овчарова. «Советское радио», 1952.
5. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы, «Советское радио», 1966.
6. Белуга И. Ш. Расчет некоторых штыревых и резонаторных замедляющих систем. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1963, вып. 10, стр. 71—120.
7. Рождественский В. М., Лепшин Ю. П. Поглотители СВЧ энергии для электронных приборов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1962, вып. 7, стр. 109.

Статья поступила в редакцию 12 ноября 1969 г.

УДК 621.385.632

К. П. Бурнейка, Л. П. Григоренко, В. И. Канавец

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛБВ-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЧАСТОТЫ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНО МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Исследован двухсекционный комбинированный преобразователь частоты, включающий клистронный группирователь электронов и собственно ЛБВ-преобразователь частоты. При теоретическом рассмотрении использовалась дискретная модель электронного потока и учитывались волны четырех частот. Результаты расчета находятся в согласии с результатами исследования экспериментального макета.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для ряда практических применений необходимы преобразователи частоты с высоким значением коэффициента преобразования и достаточно широкой полосой, требующие малых мощностей возбуждающего сигнала. В связи с этим потребовалось провести исследование прибора комбинированного типа, состоящего из клистронного группирователя и секции ЛБВ. Такое устройство позволяет объединить преимущества клистрона при усилении модулирующего (возбуждающего) сигнала и ЛБВ при усилении полезного сигнала.

Клистронные усилители обладают высоким усилением на единицу длины в узкой полосе частот и поэтому использование клистронной группировки целесообразно в тех случаях, когда одна из смешиваемых частот фиксирована или меняется в узкой полосе. Высокая степень группировки электронов в сгустке достигается при сравнительно малой мощности модулирующего сигнала и малом разбросе скоростей.

Процесс преобразования частоты в электронном пучке может осуществляться при использовании параметрических или нелинейных эффектов. Параметрический механизм преобразования более предпочтителен, так как переменные составляющие тока и скорости могут быть достаточно малы.

В преобразователях частоты секция ЛБВ должна работать в многочастотном режиме. В настоящее время наиболее полный анализ нелинейных эффектов в многочастотном режиме ЛБВ возможен при использовании дискретной модели электронного потока.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Запишем уравнение возбуждения электрического поля замедляющей системы и уравнение движения электронов в ЛБВ при учете многочастотного взаимодействия [1, 2], которые при использовании дисковой модели электронного потока имеют вид:

$$\frac{dA_n}{dy} = -\chi_n I_n \cos(\varphi_n - \Psi_n);$$

$$\frac{d\Psi_n}{dy} = \xi_n - \chi_n \frac{I_n}{A_n} \sin(\varphi_n - \Psi_n);$$

$$\frac{d^2\Phi_m}{dy^2} = -\left(1 + \epsilon \frac{d\Phi_m}{dy}\right)^3 \left[\sum_n A_n \cos(n\Phi_m - \Psi_n) + \sigma^2 \frac{\pi}{N} \sum_l e^{-k\Delta\Phi_{ml}} \operatorname{sign} \Delta\Phi_{ml} \right];$$

$$I_n = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta_n^2}; \quad \varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{\beta_n}{\alpha_n};$$

$$\alpha_n = \frac{2}{N} \sum_m \cos n\Phi_m; \quad \beta_n = \frac{2}{N} \sum_m \sin n\Phi_m,$$

где

A_n, Ψ_n — амплитуда и фаза волны замедляющей системы на частоте $n\omega_0$;

$$A_n = \frac{e}{m} \frac{E_{zn}}{\omega_0 \epsilon^2 v_0};$$

ω_0 — наименьшая частота многочастотной теории, называемая «фундаментальной» частотой;

$\frac{e}{m}$ — отношение заряда электрона к массе;

E_{zn} — амплитуда продольной компоненты напряженности электрического поля на частоте $n\omega_0$;

ϵ_n — параметр усиления ЛБВ на этой частоте;

$$y = \epsilon \frac{\omega_0}{v_0} z;$$

v_0 — средняя скорость электронов;

$$\chi_n = n^2 \left(\frac{\epsilon_n}{\epsilon} \right)^3;$$

I_n, φ_n — безразмерная амплитуда и фаза n -й гармоники тока;

$$\xi_n = \frac{n}{\epsilon} \left(\frac{v_0}{v_\Phi} - 1 \right);$$

v_Φ — фазовая скорость волны в замедляющей системе;

$\Phi = \omega_0 t(t_0, y) - \frac{\omega_0}{v_0} z$ — текущая фаза электронов;

$$\sigma = \frac{\omega_p}{\omega_0 \varepsilon};$$

ω_p — плазменная частота электронного потока;

ε — один из параметров ε_n ;

N — число дисков на период;

$$k = \frac{2v_0}{\omega_0 r};$$

r — радиус потока.

Решение системы (1) проводилось численным интегрированием на ЭВМ М-20 с общим числом электронных дисков на период $N=120$. В расчетах предполагалось, что в полосу усиления ЛБВ попадают четыре гармоники, кратные ω_0 , от $9\omega_0$ до $12\omega_0$. Сопротивление связи для других частот равно нулю. Частота входного сигнала полагалась совпадающей с частотой $9\omega_0$ (ω_9), частота модуляции — с $2\omega_0$ (ω_2), а частота преобразованного сигнала — с $11\omega_0$ (ω_{11}). Таким образом, преобразованный сигнал является сигналом суммарной частоты $\omega_{11} = \omega_9 + \omega_2$, а частоты ω_{10} и ω_{12} соответствуют пятой и шестой гармоникам сигнала модуляции.

Такая постановка задачи позволила проследить изменение в ЛБВ как сигнала суммарной частоты, так и сигналов «паразитных» компонент ω_{10} , ω_{12} .

Модуляция на частоте ω_2 вводится в пучок действием поля бесконечно узкого зазора резонатора. Резонатор может быть помещен как во входной плоскости замедляющей системы, так и на некотором расстоянии от нее. Скорости электронов на выходе резонатора определяются выражением:

$$v = v_0 \sqrt{1 + \frac{V_{\sim}}{V_0} \sin \omega_2 t},$$

где $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ — отношение амплитуды переменного напряжения в зазоре к ускоряющему.

При проведении расчетов параметр $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ менялся в широких пределах с целью определения оптимального режима работы прибора, характеризующегося максимальным значением коэффициента преобразования частоты. Последний определялся как отношение мощности выходного сигнала на частоте ω_{11} к мощности входного сигнала на частоте ω_9 . Расчеты проведены для нулевой расстройки скоростей $\xi_n = 0$, соответствующей максимуму усиления сигнала в секции ЛБВ в одночастотном режиме.

Рассматривались преобразователи с двумя различными зависимостями сопротивления связи замедляющей системы K_n от частоты:

$$K_n = \text{const} \text{ и } K_n \sim \frac{1}{n^2}.$$

Для экономии машинного времени основные расчеты были проведены без учета кулоновских сил. Варианты с максимальным коэффици-

ентом преобразования дополнительно рассчитывались с учетом кулоновских сил (§ 5).

3. МНОГООЧАСТОТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ С НЕЗАВИСЯЩИМ ОТ ЧАСТОТЫ СОПРОТИВЛЕНИЕМ СВЯЗИ

Рассмотрим работу преобразователя с неизменным сопротивлением связи секции ЛБВ в полосе частот $(9 \div 12)\omega_0$ и с резонатором, помещенным во входной плоскости замедляющей системы.

Проведенные расчеты позволили выделить режимы, соответствующие повышенным значениям коэффициента преобразования частоты. На рис. 1 показано характерное изменение амплитуд полей и токов раз-

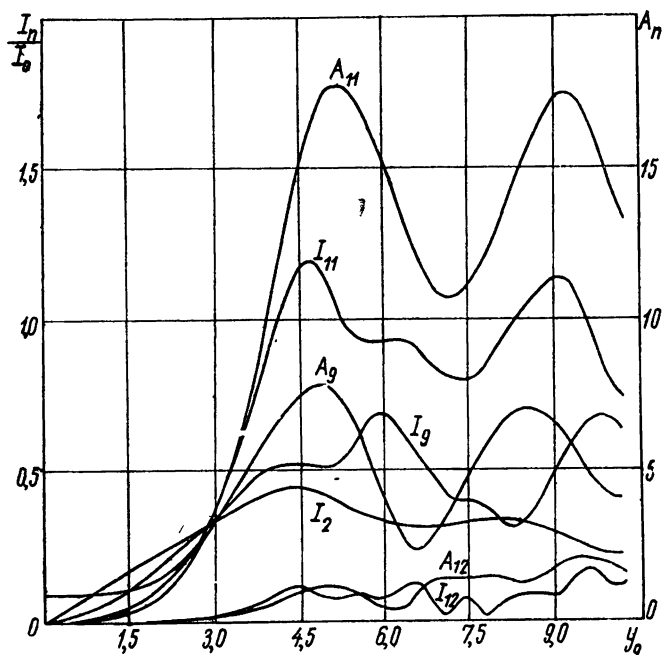


Рис. 1 Зависимости амплитуды полей и токов от координаты y_0 :

$$\epsilon_9 = 0,1; \quad A_{9\text{вх}} = 0,9; \quad \frac{V_{\sim}}{V_0} = 0,1.$$

личных частот вдоль пространства взаимодействия при $A_{9\text{вх}} = 0,9$; $\frac{V_{\sim}}{V_0} = 0,1$; $\epsilon_n = 0,1$ для $n = 9 \div 12$.

При небольших токах I_9 , I_{11} зависимость тока I_2 от продольной координаты $y_9 = \epsilon_9 \frac{\omega_9}{v_0} z$ определяется клистронной группировкой. Вначале ток возрастает, затем вследствие нелинейных процессов достигает максимума.

На начальном участке ЛБВ, где ток I_2 преобладает, при заданном соотношении частот происходит пассивная параметрическая передача энергии от волны с частотой ω_9 на волну с частотой ω_{11} при накачке на частоте ω_2 [3]. Возникающий в электронном пучке ток I_{11} возбуждает поле A_{11} . В дальнейшем ЛБВ усиливает одновременно сигналы на частотах ω_9 и ω_{11} . Усиление на длину волны сигналов этих частот одинаково, но так как вдоль замедляющей системы на частоте ω_{11} укладывается большее число волн, чем на частоте ω_9 , то усиление сигнала одиннадцатой гармоники превышает усиление девятой. В результате на выходном участке амплитуда A_{11} более чем в два раза превышает амплитуду A_9 (рис. 1). Максимальные значения амплитуд A_9 и A_{11} имеют место при $y_9 \approx 5$. В дальнейшем происходит периодическое изменение A_9 и A_{11} .

При малых расстояниях от начала замедляющей системы нелинейности, связанные с действием полей усиливаемых колебаний, малы. Усиление на частоте ω_{11} и ω_9 идет независимо друг от друга. Нелинейное взаимодействие между отдельными гармониками и преимущественное усиление сигнала одной из частот проявляется лишь при $y_9 \gtrsim 3$. Для выделения сигнала суммарной частоты важно, чтобы соотношение $A_{11} \gtrsim A_9$ выполнялось бы до конца линейного участка. Этого можно добиться соответствующим подбором $A_{9вх}$ и $\frac{V_{\sim}}{V_0}$.

Для уменьшения паразитных сигналов важно обеспечить малость токов частот ω_{10} и ω_{12} на линейном участке усиления. Для этого параметр $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ не должен превышать некоторого критического значения, но и не должен быть слишком мал, так как при малых $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ падает эффек-

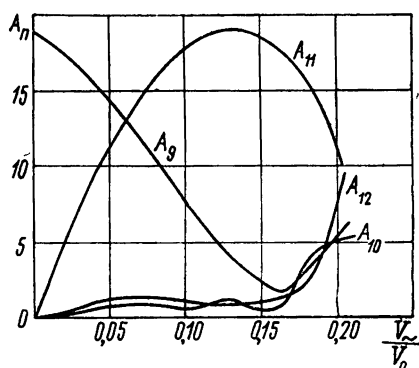


Рис. 2. Зависимости амплитуд полей в сечении, где достигается максимум A_{11} , от $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ при $A_{9вх} = 0,9$.

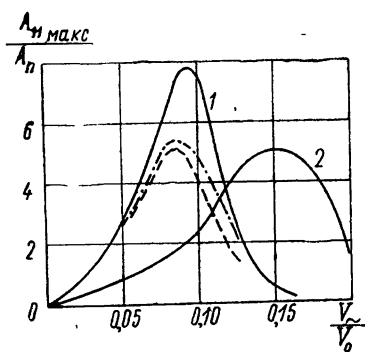


Рис. 3. Зависимость коэффициента выделения полезного сигнала $A_{11 \text{ макс}}$ от амплитуды модулирующего напряжения $\frac{V_{\sim}}{V_0}$ при $A_{9вх} = 0,09$ (1) и $0,9$ (2):

$\frac{\omega_p}{\omega} = 0$ (—); $1,0$ (---) и $1,2$ (- - -).

тивность механизма перекачки энергии и в основном наблюдается усиление на частоте ω_9 (рис. 2).

Таким образом, существует оптимальное значение $\frac{V_{\sim}}{V_0}$, зависящее от $A_{9вх}$ (рис. 3). Увеличение входного сигнала приводит к уменьшению

коэффициента преобразования частоты, уменьшению отношения мощности сигнала суммарной частоты к мощностям сигналов других частот и увеличению мощности модулирующего сигнала.

4. МНОГОЧАСТОТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ С СОПРОТИВЛЕНИЕМ СВЯЗИ, ЗАВИСЯЩИМ ОТ ЧАСТОТЫ

В реальных конструкциях сопротивление связи секции ЛБВ нередко падает с увеличением частоты. Для конкретного расчета была рассмотрена секция ЛБВ, сопротивление связи которой убывает пропорционально $\frac{1}{n^2}$. Параметры усиления и входного сигнала взяты следующими: $\epsilon_9 = 0,020$, $A_{9вх} = 1,90$. Как следует из рис. 4, в этом случае сигнал преобразованной частоты лишь немного больше входного сигнала

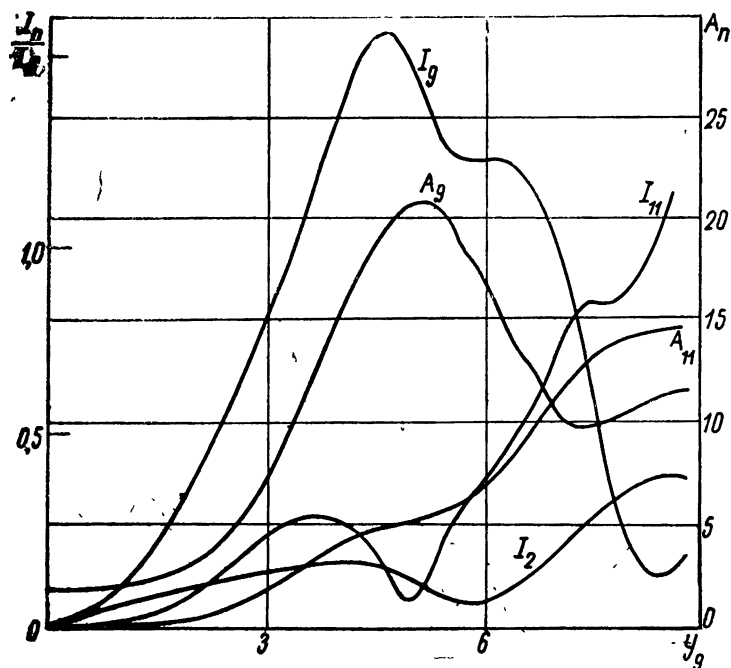


Рис. 4. Зависимости амплитуд полей и токов от продольной координаты y_9 при $\epsilon_9 = 0,02$; $A_{9вх} = 1,9$.

при длинах секции ЛБВ, превышающих длину насыщения усиления. Это связано с уменьшенным значением сопротивления связи на частоте $11 \omega_0$ (рис. 5).

Исследование данного варианта преобразователя было проведено при включении участка дрейфа между резонатором и началом замедляющей системы, длина которого характеризовалась величиной параметра группирования $X_2 = \frac{1}{2} \frac{V_{\sim}}{V_0} \frac{\omega_2}{\omega_0} z$. Оказалось, как и следовало

ожидать (см. рис. 5), что использовать длины дрейфа, характеризующиеся значением $X_2 > 0,5$, нежелательно, так как в этом случае поля, наводимые токами частот ω_{10} и ω_{12} , становятся соизмеримыми с полем суммарной частоты, а коэффициент подавления $\frac{A_{11}}{A_n}$ уменьшается.

5. ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКИХ СИЛ НА РАБОТУ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Исследование многочастотной задачи даже без учета кулоновских сил на ЭВЦМ типа М-20 связано с большими затратами машинного времени. При $\omega_p \neq 0$ время расчета одного варианта увеличивалось в несколько раз, поэтому анализ роли кулоновских сил носит оценочный характер.

Рассматриваемый преобразователь частоты характеризуется повышенными значениями параметров пространственного заряда k и $\frac{\omega_p}{\omega}$. При расчетах использованы значения $k=15$, $\frac{\omega_p}{\omega}=1,0$; 1,2. Анализ проводился для преобразователя с независимым от частоты сопротивлением связи.

Рассматривая результаты расчета, показанные на рис. 3 и 6, можно заметить следующие изменения характеристик процесса преобразования. Оптимальные мощности сигнала суммарной частоты при учете кулоновских сил (для упомянутых выше значений) увеличиваются, а выделение сигнала суммарной частоты из других сигналов ухудшается. Одновременно координаты максимумов A_{11} смещаются в сторону больших длин замедляющей системы.

6. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальная лампа была схематически подобна теоретически рассмотренному преобразователю и работала при таком же соот-

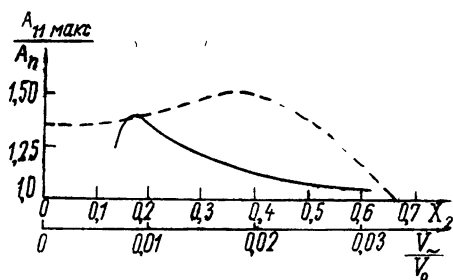


Рис. 5 Зависимость коэффициента выделения полезного сигнала $\frac{A_{11 \text{ макс}}}{A_n}$ от модулирующего напряжения $\frac{V}{V_0}$ (—) и длины участка дрейфа X_2 (---).

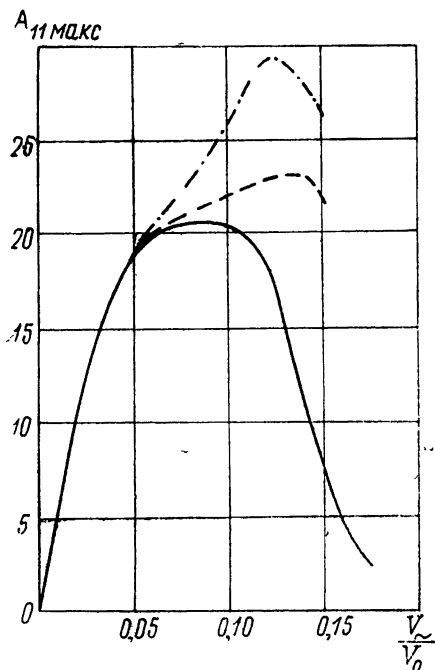


Рис. 6. Зависимость $A_{11 \text{ макс}}$ от $\frac{V}{V_0}$ для $\frac{\omega_p}{\omega} = 0$ (—); 1,0 (---) и 1,2 (-.-.); $A_{\text{вх}} = 0,09$.

ношении частот. Величины полос пропускания примерно совпадали. Имелись и некоторые отличия. Для устранения самовозбуждения в замедляющую систему был введен локальный поглотитель. Сопротивление связи лампы в полосе пропускания убывало с увеличением частоты, но более медленно, чем $\frac{1}{n^2}$.

При проведении расчетов полный учет особенностей экспериментальной лампы оказался затруднительным, поэтому следует ожидать лишь приближенного соответствия результатов теории и эксперимента.

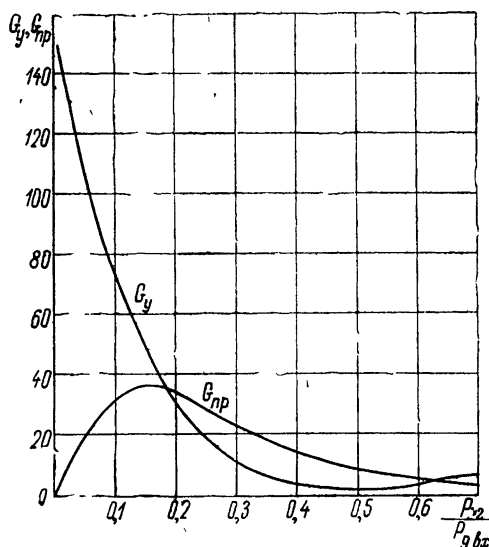


Рис. 7. Экспериментальная зависимость коэффициента усиления входного сигнала $G_y = \frac{P_{9вх}}{P_{9вх}}$ и коэффициента преобразования частоты $G_{пр} = \frac{P_{11вх}}{P_{9вх}}$ от нормализованной мощности накачки $\frac{P_2}{P_{9вх}}$ (P_2 — мощность сигнала модуляции).

На рис. 7 показаны экспериментальные зависимости коэффициента усиления и коэффициента преобразования на частотах ω_9 и ω_{11} от мощности сигнала модуляции. Прежде всего следует отметить эффективность преобразования частоты в экспериментальном приборе. Коэффициент преобразования частоты, т. е. отношение мощности сигнала частоты ω_{11} на выходе к мощности входного сигнала частоты ω_9 , значительно превышает единицу. Мощность сигнала модуляции сравнима или даже меньше мощности входного сигнала. Если рис. 7 сравнить с рис. 2, то можно заметить, что ход кривых на рисунках имеет качественно одинаковый характер.

Из результатов эксперимента следует, что при преобразовании частоты усиление слабого сигнала подавляется действием более сильного сигнала. Вследствие этого слабый сигнал в секции ЛБВ

насыщается при меньших уровнях входного сигнала. Например, на рис. 8 показано, что максимум амплитуды более слабого поля частоты ω_{11} по сравнению с максимумом поля частоты ω_9 приходится на меньшие значения мощности P_9 . Этот результат находится в согласии с выводами теории.

7. ВЫВОДЫ

1. Выбором параметров преобразователя можно уменьшить амплитуды полей паразитных сигналов.

2. Введение клистронной предварительной модуляции позволяет осуществить эффективное преобразование частоты в ЛБВ. Коэффициент преобразования частоты может превышать единицу.

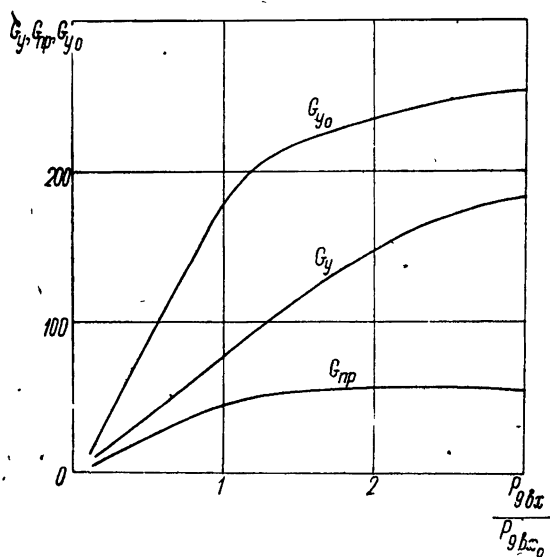


Рис. 8. Экспериментальные зависимости нормализованной мощности на частотах входного сигнала и сигнала суммарной частоты от нормализованной мощности входного сигнала:

$$G_y = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх } 0}}; \quad G_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{н вых}}}{P_{\text{вх } 0}}; \quad G_{y0} = \left[\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх } 0}} \right]_{P_2=0}.$$

3. Оптимальная длина ЛБВ секции преобразователя, соответствующая максимальному значению поля суммарной частоты, примерно равна длине насыщения в отсутствие предварительной модуляции.

4. Введение области дрейфа между модулирующим резонатором и замедляющей системой приводит к улучшению характеристик преобразователя частоты.

5. Расчеты показали, что действие кулоновских сил при определенных значениях пространственного заряда может привести к возрастанию коэффициента преобразования частоты.

6. Результаты эксперимента находятся в согласии с результатами теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. Нелинейная теория ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1957, т. II, № 7, стр. 883.
2. Щербakov В. В. Нелинейные уравнения ЛБВ в случае усиления сложных сигналов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып 3, стр. 23.
3. Льюиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике, Москва, 1963.

Статья поступила в редакцию 12 сентября 1969 г.

УДК 621.382/383.52

В. А. Афанасьев, В. В. Волцит, В. Г. Зубов, А. В. Иевский,
А. В. Красилов, О. А. Кузенко, Н. Г. Лозовая, И. В. Щербакова

СВЧ ФОТОДИОД ЛФД-1

Описаны результаты разработки полупроводникового германиевого СВЧ фотодиода, созданного с использованием планарной технологии.

Фотодиод работоспособен в спектральном диапазоне 0,4—1,8 мкм при абсолютной спектральной чувствительности 0,1—0,7 а/вт. Граничная частота фотодиода 3—5 ГГц.

1. ВВЕДЕНИЕ

С развитием квантовой электроники появились реальные возможности для построения высокоэффективных быстродействующих оптических систем и устройств самого разнообразного применения, например высокоинформативных лазерных линий связи, светолокаторов и светодальномеров, сверхбыстродействующих оптоэлектронных устройств и вычислительных машин и т. п.

Практическое решение этих задач в значительной мере зависит от успехов исследований, направленных на создание высокочувствительных специальных приемников света, отличающихся способностью работать при скоростях модуляции, соответствующих диапазону СВЧ.

Весьма эффективными преобразователями светового излучения, модулированного сигналами СВЧ, являются некоторые новые типы вакуумных фотоэлектронных приборов, использующих внешний фотоэффект, — фото-ЛБВ и ФЭУ-ЛБВ [1—5], сверхбыстродействующие ФЭУ [6].

Высокая эффективность преобразования в этих приборах обусловлена либо большой величиной эквивалентного нагрузочного сопротивления, получающейся за счет длительного взаимодействия фототока со съемником (фото-ЛБВ), либо наличием значительного внутреннего практически бесшумового вторично-электронного усиления (ФЭУ), либо тем и другим вместе взятыми (ФЭУ-ЛБВ).

Однако существенным недостатком этих приемников является малая величина квантового выхода (что снижает их пороговую чувствительность) и ограниченность рабочего спектрального диапазона (0,4—1,2 мкм).

В связи с этим за рубежом в последнее время большое внимание уделяется созданию твердотельных сверхбыстродействующих фотоприемников, в которых используется внутренний фотоэффект, — СВЧ

фотодиодов и объемных фотопроводников [7, 8]. Область чувствительности этих приемников перекрывает спектральный диапазон от 0,4 мкм до нескольких микрон, а квантовый выход приближается к 80—100%. Поэтому, несмотря на то, что полупроводниковые СВЧ фотодиоды могут работать лишь с низкоомными нагрузками (50, 75 ом), собственными приборам СВЧ, им в ряде случаев может быть отдано предпочтение по сравнению с фото-ЛБВ и СВЧ ФЭУ. Кроме того, в фотодиодах, как и в приемниках с внешним фотоэффектом, можно добиться внутреннего усиления, что еще больше повысит их ценность как чувствительных широкополосных фотодетекторов [9, 10].

В настоящей работе сообщается о создании отечественного полупроводникового германиевого СВЧ фотодиода ЛФД-1 с $p-n$ -переходом, работоспособного до частот свыше 3,5 ГГц.

2. МЕХАНИЗМ РАБОТЫ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ФОТОДИОДА

Как известно [11], принцип работы любого полупроводникового фотодиода состоит в разделении возникающих при фотоионизации электронно-дырочных пар, которое происходит под действием внутреннего поля двойного электрического слоя, существующего в области $p-n$ -или $p-i-n$ -перехода. Это поле может быть усилено применением определенной разности потенциалов к фотодиоду (обратное напряжение смещения). Принципиальное устройство фотодиода показано на рис. 1, а схема его включения — на рис. 2.

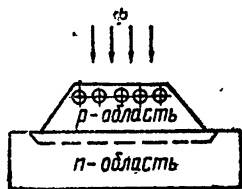


Рис. 1. Схематическое устройство фотодиода.

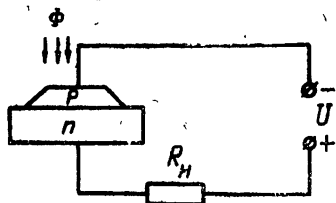


Рис. 2. Схема включения фотодиода.

Если фотодиод не освещен, то при подаче на него обратного напряжения смещения через переход протекает сравнительно небольшой темновой ток I_t , обусловленный неосновными носителями. При освещении фотодиода в приповерхностном слое, толщина которого определяется константой оптического поглощения материала α , возникают свободные пары электрон—дырка. Образовавшиеся неосновные носители (электроны — для p -слоя, дырки — для n -слоя), диффундируя вглубь, приближаются к переходу и проходят его, в результате чего во внешней цепи возникает дополнительный ток I_ϕ , определяемый равенством:

$$I_\phi = e\eta \frac{P_\lambda}{h\nu} = \gamma_\lambda P_\lambda, \quad (1)$$

где e — заряд электрона,
 η — квантовый выход,

P_λ — мощность принимаемого излучения (λ — длина волны излучения),

h — постоянная Планка,

ν — частота излучения,

γ_λ — чувствительность к световому излучению с длиной волны λ .

Принципиально величина η у твердотельных фотодетекторов близка к единице, однако у реальных фотодиодов в силу ряда причин [7] η существенно зависит от длины волны принимаемого излучения и в максимуме чувствительности обычно не превышает 0,7—0,8.

Спектральная область чувствительности в основном определяется шириной запрещенной зоны полупроводникового материала, из которого изготовлен фотодиод, хотя определенную роль может играть спектральная зависимость коэффициентов поглощения и отражения принимаемого излучения.

Инерционность фотодиода обуславливается целым рядом факторов, основными из которых являются:

— время диффузии неосновных носителей от места возникновения к переходу;

— время прохождения носителей через переход;

— постоянная времени $\tau = RC$, определяемая параметрами эквивалентной схемы фотодиода — емкостью перехода C и суммарным сопротивлением потерь R_s , включающим сопротивления p - и n -слоев и контактов.

Время прохождения носителей через область перехода составляет примерно 10^{-10} — 10^{-11} сек [12]. Этой величиной можно пренебречь по сравнению со временем диффузии носителей к переходу, которое и является основным принципиальным фактором, определяющим инерционность фотодиода, а следовательно, и максимальную частоту, до которой он может работать. Время диффузии дается соотношением [13]:

$$T = \frac{x^2}{D}, \quad (2)$$

где x — расстояние от места возникновения носителя до перехода,

D — диффузионная константа носителей, возникающих в слое, на который падает излучение.

Отсюда следует, что для уменьшения T нужно уменьшить толщину слоя, на который падает принимаемое излучение. Одновременно должно соблюдаться условие, чтобы излучение в основном поглощалось именно в этом слое, а не проходило сквозь толщу перехода. Очевидно, эти два требования противоречат друг другу. Поэтому для обеспечения наибольшей эффективности прибора в каждом конкретном случае в зависимости от величины константы поглощения α требуется либо подбирать некоторую оптимальную толщину верхнего слоя, либо видоизменять конструкцию диода. Обычно для материала с большими коэффициентами поглощения (GaAs, InSb, InAs) толщину слоя выбирают близкой к $\frac{1}{\alpha}$.

Для фотодиодов, изготовленных из германия и кремния, у которых величина α значительно меньше, чем у перечисленных материалов, це-

лесообразнее всего использовать $p-i-n$ -структуру или структуру с геттеропереходом.

В фотодиодах с $p-i-n$ -структурой между p - и n -слоями вводится промежуточный слой чистого полупроводникового материала, в котором и поглощается большая часть принимаемого излучения. Значительное сопротивление этого слоя позволяет уже при напряжениях смещения несколько вольт создать поля, в которых свободные носители легко достигают насыщения скорости дрейфа ($\sim 10^6$ см/сек), что соответствует времени прохождения носителей через переходный слой порядка долей наносекунд (при толщине переходного слоя 10^{-3} — 10^{-4} см).

Для изготовления фотодиода с геттеропереходом подбираются пары материалов с разными типами проводимости, так чтобы материал верхнего слоя был прозрачен для принимаемого излучения (α мало, широкая запрещенная зона), а материал подложки, наоборот, был бы непрозрачен для него (α велико, узкая запрещенная зона). В таком диоде все излучение поглощается в непосредственной близости от перехода.

При создании быстродействующего фотодетектора, реализация малой инерционности фотоэффекта в фотодиоде, обусловленной весьма низкими значениями времени диффузии T , в основном зависит от $R_s C$ (постоянной времени диода) и от способа его подключения к нагрузке.

Граничная частота фотодиода, нагруженного на сопротивление R_n , равна:

$$f_{гр} = \frac{1}{2\pi(R_s + R_n)C} \quad (3)$$

В случае согласования нагрузки с сопротивлением потерь ($R_n = R_s$)

$$f_{гр} = \frac{1}{4\pi R_s C} \quad (4)$$

При $R_n \ll R_s$ граничная частота определяется только собственными параметрами фотодиода и составляет:

$$f_{гр} = \frac{1}{2\pi R_s C} \quad (5)$$

3. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ ФОТОДИОДА ЛФД-1

Необходимость в создании фотоприемника инерционностью порядка 10^{-9} — 10^{-10} сек и работоспособностью в диапазоне 0,5—1,8 мкм определила выбор материала, технологию изготовления и конструкцию СВЧ фотодиода ЛФД-1.

Исходным материалом для СВЧ фотодиода ЛФД-1 служит германий, легированный сурьмой, с удельной концентрацией примеси $(2,25-1,7) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; источником диффузанта (галлия), и геттером

испаряющейся сурьмы является мелкодисперсный порошок германия, легированного галлием до концентрации $(1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В основу изготовления фотодиода положена планарная технология, позволяющая получать переходы любых размеров и конфигураций, расположенные на расстояниях от долей до единиц микрон от поверхности исходного кристалла.

Конструктивно СВЧ фотодиод ЛФД-1 (рис. 3) представляет собой полупроводниковый германиевый элемент с $p-n$ -переходом (рис. 4), napаянный на металло-керамический полосковый корпус от СВЧ транзистора. От механических воздействий элемент защищен металлической крышкой, отверстие в центре которой служит для прохождения принимаемого светового излучения.

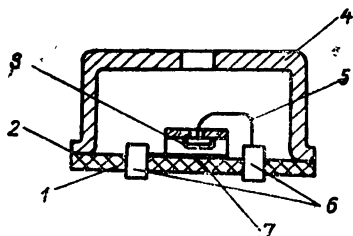


Рис. 3. Конструкция СВЧ фотодиода ЛФД-1:

1 — керамика, 2 — металлизация, 3 — кристалл (полупроводниковый элемент), 4 — крышка, 5 — проволочный вывод, 6 — штыри, 7 — контакт.

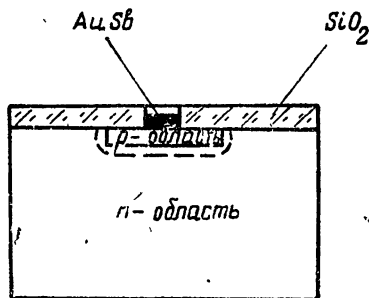


Рис. 4. Схематическое изображение полупроводникового элемента

При выборе глубины залегания перехода ($0,7-0,8 \text{ мкм}$) исходили из известной величины коэффициента поглощения для германия, равной 10^4 см^{-1} , и диффузионной длины дырок порядка 1 мкм . Глубина залегания перехода определялась экспериментально путем изменения времени диффузии, а также подбором удельного сопротивления исходного германия n -типа и диффузанта p -типа. По оценочным расчетам, данный фотодиод должен обладать инерционностью $10^{-10}-10^{-11} \text{ сек}$.

Все сказанное выше предопределило также величину пробивного обратного напряжения ($U_{пр} = 12-18 \text{ в}$), зависящую в основном от градиента распределения примесей в области перехода.

С целью уменьшения емкости перехода его размеры были выбраны $60 \times 80 \text{ мкм}^2$. Дальнейшее уменьшение размеров фотодиода нецелесообразно, так как влечет за собой трудность фокусировки излучения на фоточувствительную площадку.

Емкость диода C , измеренная на частотах $10-30 \text{ МГц}$ и 3000 МГц , составляет $1-1,5 \text{ пф}$. Сопротивление потерь R_s лежит в пределах $10-50 \text{ ом}$.

Полупроводниковый элемент со стороны n -слоя с помощью сплава AuSb напаявается на металлизированное гнездо корпуса. На поверхность p -слоя на площадке $10 \times 60 \text{ мкм}$ напыляется и вплавляется полоска из сплава SbAgAu . С помощью термокомпрессии к этой полоске приваривается проволочный золотой вывод диаметром 10 мкм и длиной 2 мм .

Величины емкости и индуктивности монтажа фотодиода равны $0,3 \text{ пф}$ и 2 нгн соответственно.

Диод со стороны p -слоя покрывается пленкой SiO_2 . При толщине слоя $0,1\text{--}0,15 \text{ мкм}$ это покрытие является просветляющим на длине волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$.

Граничная частота фотодиода $f_{\text{гр}}$, определяемая, согласно формуле (5), параметрами R_s , C , при $C = 1,2 \div 1,5 \text{ пф}$ и $R_s = 30 \div 50 \text{ ом}$ составляет величину порядка $2\text{--}5 \text{ ГГц}$.

Обратное пробивное напряжение рассматриваемого фотодиода составляет $15\text{--}18 \text{ в}$, а темновые токи при напряжении обратного смещения 8 в не превышают 1 мка .

При исследовании фотоэлектрических характеристик фотодиода основное внимание было уделено измерению его абсолютной чувствительности, а не определению спектрального диапазона, который для германиевых фотодиодов хорошо известен.

На рис. 5 приведена кривая зависимости абсолютной чувствительности γ_λ СВЧ фотодиода ЛФД-1 от длины волны принимаемого излучения, снятая при напряжении обратного смещения $U_{\text{см}} = 8 \text{ в}$. Под абсолютной чувствительностью γ_λ понимается отношение фототока в цепи фотодиода I_Φ к мощности принимаемого светового излучения P_λ с длиной волны λ . Чувствительность фотодиода может быть улучшена в два—три раза, (а в отдельных случаях до пяти—восьми раз) при подаче на фотодиод напряжения обратного смещения $16\text{--}17 \text{ в}$, что связано с проявлением в фотодиоде начальной стадии лавинного умножения. При этом темновой ток I_t имеет величину порядка $500\text{--}700 \text{ мка}$. Дальнейшее увеличение напряжения обратного смещения $U_{\text{см}}$ приводит к резкому возрастанию темнового тока. Следует подчеркнуть, что фотодиод ЛФД-1 не разрабатывался специально как приемник с лавинным умножением.

Испытания фотодиода в режиме приема лазерного излучения с $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, модулированного частотами от 700 МГц до $3,5 \text{ ГГц}$, показали, что он является высокоэффективным СВЧ фотодетектором.

Расчеты показывают, что порог чувствительности СВЧ фотодиода ЛФД-1 в режиме ограничения темновыми шумами не должен превышать $10\text{--}12 \text{ вт/Гц}^{1/2}$. К сожалению, экспериментальные трудности, не позволили получить на практике точных данных о его пороговой чувствительности — шумы входного каскада СВЧ усилителя, следующего за фотодиодом, намного превышали его собственные шумы, обуслов-

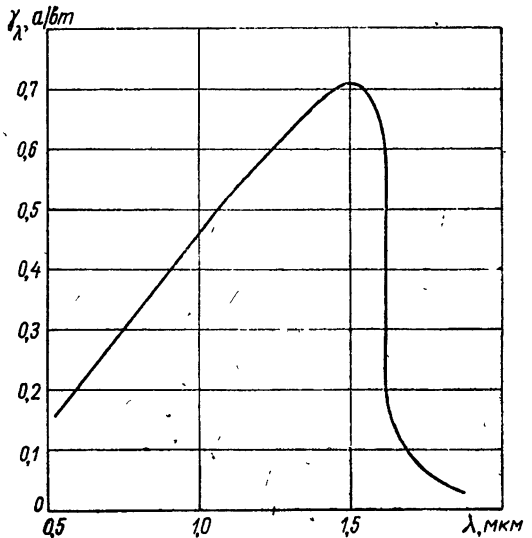


Рис. 5. Абсолютная спектральная чувствительность СВЧ фотодиода ЛФД-1.

ленные темновым током ($I_T \approx 1$ мка). Практически измерительная установка, созданная для испытания СВЧ фотоприемников, позволяла регистрировать с помощью этого фотодиода световые потоки ~ 1 мквт, модулированные СВЧ. Фотодиод при этом подключался на вход малошумящей ЛБВ с шумфактором 10 дБ. Полоса измерительного тракта составляла ~ 1 Мгц. Максимально допустимая величина светового потока, принимаемого фотодиодом, составляет не менее 20 мвт.

Проведенные испытания СВЧ фотодиода ЛФД-1 на срок службы показали, что он сохраняет значения параметров в течение свыше 300 ч непрерывной работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненной работы создан СВЧ фотодиод ЛФД-1, освоенный в настоящее время промышленностью. Фотодиод может успешно применяться при исследованиях частотных характеристик оптических квантовых генераторов, работающих в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах; импульсных и быстропотекающих процессов в оптике; при изучении плазмы; для разработки элементов высокоинформативных световых систем и т. п.

Разработанная планарная технология изготовления фотодиода обеспечивает возможности создания в дальнейшем приборов с более высоким быстродействием и внутренним электронным умножением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белозеров Е. Г., Бухтеева В. Г., Ворович Э. Б., Ганзбург-Преснова В. Н., Самородов Ю. Д., Тевелева Э. П. Перспективы создания широкополосных и сверхширокополосных ФЭУ. «Электронная техника», серия 4, «Электроннолучевые и фотоэлектрические приборы», 1968, вып. 4, стр. 68—71.
2. Самородов Ю. Д., Белозеров Е. Г., Ганзбург-Преснова В. Н. Экспериментальные исследования свойств фотоприемника типа ЛБВ-ФЭУ. «Электронная техника», серия 1, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 58—65.
3. Coddess D. E., McMurtry B. J., Jacques A. E. The traveling wave phototube. IEEE Trans. on Electron Devices 1964, ED-11, No 4, pp. 156—163.
4. Blatter D., Johnson N., Ruedly J., Storer F. Microwave photomultipliers, using transmission dynades RCA Rev., 1965, vol. 26, pp. 29—30; Blatter D. A TWP with electron gain. Appl. Phys. Letters 1964, N. 3.
5. Афанасьев В. А., Иевский А. В., Лозовая Н. Г., Зубов В. Г., Екамазов Н. И. Разработка ФЭУ-ЛБВ на 700 Мгц. «Электронная техника», серия 4, «Электроннолучевые и фотоэлектрические приборы», 1968, вып. 4, стр. 95—102.
6. Anderson L. K., McMurtry B. J. High-speed photodetectors. Appl. Optics, 1966, vol. 5, No 10, p. 1573.
7. Lucorcsky G., Emonons R. R. High-frequency photodetectors. Appl. Optics, 1965, vol. 4, No 6, pp. 697—702.
8. Росс М. Лазерные приемники. Пер с англ. под ред. Иевского А. В. М., «Мир», 1969.
9. Pentveld R., Sawyer D. E. Report from Bell laboratories photodiodes with gain. Proc. IEEE, 1967, vol. 55, No 2, p. 5A.
10. Melhior H., Lynch W. T. Signal and noise response of high speed germanium avalanche photodiodes, IEEE Trans. on Electron Dev. 1966, ED-13, No 12, pp. 829—831.
11. Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, 1963, стр. 409—418.
12. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чегик Н. О., Елисеев Р. Е. Фотоэлектронные приборы М., «Наука», 1965, стр. 569.
13. Бонч-Бруевич А. М. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М., «Наука», 1966, стр. 13.

Статья поступила в редакцию 19 февраля 1969 г.

УДК 621.316.933.63 : 543.42

Р. И. Козлов, А. Ф. Попов, В. Н. Сretenский

ОПТИКО-СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Анализируются возможности неразрушающего оптико-спектрального метода исследования состава газового наполнения резонансных разрядников, основанного на исследовании спектра излучения газового разряда в разряднике

Метод позволяет обнаружить случайные посторонние примеси в газовом наполнении, контролировать его состав при эксплуатации и хранении разрядников и обнаружить медленное натекание разрядника на ранней стадии.

Приводятся результаты исследования свойств нескольких типов резонансных разрядников. Показана картина изменения газового наполнения разрядников в процессе длительной работы, а также при наличии натекания. Рассмотрены возможные причины изменения наполнения при эксплуатации разрядников.

Даются рекомендации по применению разработанного метода.

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с широким применением резонансных разрядников в радиоэлектронной аппаратуре для коммутации антенных устройств и защиты приемных трактов большое значение приобретают исследования и разработки, направленные на выяснение и учет факторов, определяющих качество и надежность этих видов электронных приборов.

Как известно, основные параметры резонансных разрядников определяются составом газового наполнения и конструкцией. В процессе эксплуатации разрядников в подавляющем большинстве случаев изменяются параметры режима передачи — время восстановления и просачивающаяся мощность, определяемые составом газового наполнения разрядников. Поэтому исследования состава газового наполнения и изменений его в условиях эксплуатации и длительного хранения приобретают большое значение для оценки качества и надежности серийно выпускаемых и вновь разрабатываемых разрядников.

Подобные исследования могут быть проведены только неразрушающим методом определения состава газового наполнения, являющимся достаточно универсальным для многих промышленных типов разрядников.

Оценка возможностей предложенного метода исследования состава газового наполнения и контроля основных характеристик разрядников

потребовала изучения возможных механизмов взаимодействия компонентов наполнения друг с другом и со стенками разрядника во время его эксплуатации, а также изучения влияния изменения газового наполнения на изменение параметров приборов.

2. СУЩНОСТЬ МЕТОДА И УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТАВА ГАЗОВОГО НАПОЛНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Предлагаемый метод основан на анализе оптических спектров излучения газового разряда резонансных разрядников, которое наблюдается через диэлектрическое окно связи.

Для исследования состава газовых смесей, находящихся в замкнутом объеме (в случае резонансных разрядников), спектральный анализ имеет неоспоримые преимущества перед другими видами анализа. По-видимому, это единственный вид анализа, который может быть использован для исследования малого количества газа, находящегося в замкнутом объеме. При этом выполнение анализа возможно без разрушения оболочки, в которой находится исследуемый газ.

Из всех видов спектрального анализа в данном случае может быть применен лишь метод эмиссионной спектроскопии. Другие методы, например методы абсорбционного анализа, трудно применить из-за малого количества анализируемого газа, находящегося при сравнительно низком давлении в замкнутом объеме.

Связь параметров разряда с интенсивностью линий и полос спектра и метод подсчета интенсивностей являются довольно сложной проблемой, которой посвящены многие исследования.

Интенсивность спектральной линии при отсутствии вторичных процессов можно представить в виде [1]:

$$I = K \Delta N_i(n_e) h\nu,$$

где

$$\Delta N_i(n_e) = n_e N_0 \int_{V_{0i}}^{\infty} Q_{0i}(V) F(V) \sqrt{V} dV,$$

$\Delta N_i(n_e)$ — число актов возбуждения при отсутствии ступенчатого возбуждения,

K — коэффициент пропорциональности, зависящий от вероятности перехода для данной спектральной линии,

N_0 — концентрация нормальных атомов,

Q_{0i} — эффективное сечение атомов,

$F(V)$ — функция распределения электронов по энергиям,

V_{0i} — критический потенциал.

Интенсивность линий или полос компонента зависит от потенциала ионизации компонента и от концентрации его в смеси.

В случае двухкомпонентных смесей, когда потенциал ионизации примеси V_B больше потенциала ионизации основного компонента V_A , концентрации примеси малы, изменение этой концентрации не оказы-

вает заметного влияния на условия разряда. Связь между концентрациями и интенсивностью линий или полос можно представить в виде:

$$I_A = aN_A \text{ и } I_B = bN_B,$$

где a и b — коэффициенты пропорциональности, N_A и N_B — концентрация нормальных атомов компонентов смеси.

При малой концентрации компонента B концентрацию компонента A можно считать постоянной, и

$$\frac{I_B}{I_A} = \alpha C_B,$$

где α — коэффициент пропорциональности,

C_B — концентрация компонента B .

В случае же $V_B < V_A$ относительная интенсивность линий или полос аналитических пар будет меняться не только из-за изменения концентрации примеси, но и вследствие изменения условий разряда.

Изменение концентрации легковозбудимого компонента даже при сравнительно малом его содержании, уже оказывает влияние на электронную температуру разряда. Электронную температуру в этом случае уже нельзя считать постоянной. Поэтому

$$I_B = N_B f_B(T_e), \quad I_A = N_A f_A(T_e),$$

где $f_B(T_e)$ и $f_A(T_e)$ — монотонно возрастающие функции электронной температуры.

Отношение интенсивностей линий или полос примеси и основного компонента принимает вид:

$$\frac{I_B}{I_A} = \beta f(C_B) C_B,$$

где β — коэффициент пропорциональности.

Таким образом, относительная интенсивность линий или полос примеси и основного компонента является сложной функцией от концентрации примеси.

Задача значительно усложняется в случае анализа многокомпонентных смесей, применяемых в современных резонансных разрядниках. На первый взгляд кажется, что сильная зависимость электрических параметров разряда от состава наполняющих газов, возможные химические реакции в разряде, удары второго рода исключают возможность проведения анализа многокомпонентных смесей газов, тем более, если ставится задача анализа газового наполнения изготовленных (отпаянных) разрядников.

Однако по спектрам излучения газового разряда в разрядниках можно сделать выводы о состоянии наполнения и его составе, а по интенсивностям отдельных линий и полос определить содержание отдельных компонентов. Кроме того, исследовав состав газового напол-

нения в различных стадиях эксплуатации разрядников, можно представить картину изменения наполнения и рассмотреть процессы, протекающие внутри разрядника и вызывающие эти изменения.

При проведении настоящей работы спектральный состав излучения газового разряда исследовался в видимой части оптического диапазона длин волн. Исследовались разрядники, основными компонентами газового наполнения которых являются аргон и пары воды.

Для записи эмиссионных спектров газового наполнения разрядников была сконструирована специальная установка, собранная на базе спектрометра ДФС-12. Блок-схема установки приведена на рис. 1.

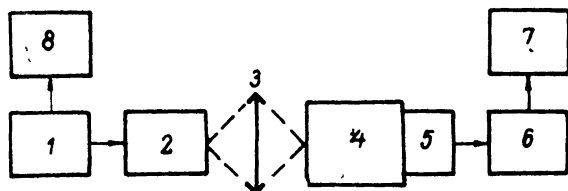


Рис. 1. Блок-схема установки для исследования состава газового наполнения резонансных разрядников

1 — генератор, 2 — резонансный разрядник, 3 — конденсатор, 4 — монохроматор спектрометра ДФС-12, 5 — приемный блок спектрометра, 6 — усилитель постоянного тока спектрометра, 7 — записывающее устройство спектрометра, 8 — измеритель мощности.

Установка работает следующим образом. Разряд в разряднике 2 возбуждается генератором 1. Световое излучение газового разряда в разряднике при помощи конденсатора 3 фокусируется на входную щель монохроматора спектрометра 4. Из выходной щели монохроматора свет в виде отдельных спектральных линий и полос попадает в фотоэлектронный умножитель приемного блока 5. Сигнал из приемного блока 5, пройдя усилитель постоянного тока 6, попадает в записывающее устройство 7, которое записывает спектр в координатах: длина волны — интенсивность. Лентопротяжный механизм записывающего устройства и устройство поворота дифракционных решеток монохроматора синхронизованы электрически. Мощность генератора, возбуждающего разряд, изменяется измерителем проходящей мощности 8.

Установка позволяет регистрировать спектры в диапазоне 3800—6500 Å при различной скорости записи.

Возбуждение разряда в разряднике осуществлялось непрерывными и импульсными колебаниями СВЧ и ВЧ диапазонов. При возбуждении разряда СВЧ колебаниями возбуждаются линии неионизированных атомов аргона ArI , водорода H и полосы молекулярных примесей. В случае возбуждения разряда импульсными СВЧ колебаниями интенсивность линий водорода и полос примесей, особенно радикала CN , больше, чем при возбуждении непрерывными СВЧ колебаниями. При возбуждении разряда ВЧ колебаниями, помимо линий нейтральных атомов аргона ArI , возбуждаются линии ионизированных атомов аргона ArII . Интенсивность линий ArI меньше интенсивности линий ArII . Полосы молекулярных примесей при возбуждении разряда ВЧ колебаниями имеют меньшую интенсивность, чем при возбуждении СВЧ колебаниями. На рис. 2 приведены спектрограммы одного и того же разрядника, полученные при различных способах возбуждения разряда.

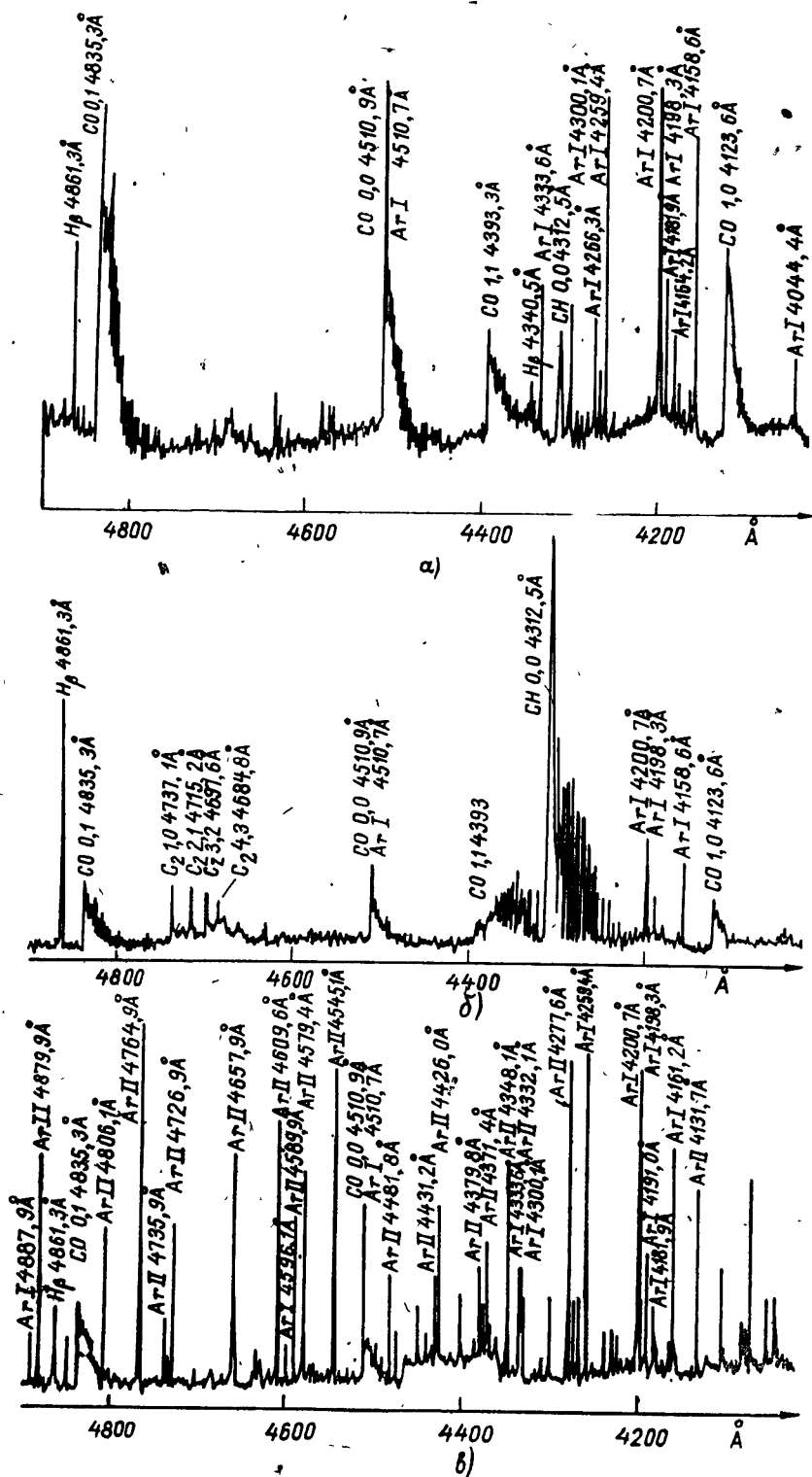


Рис. 2. Спектрограммы резонансного разрядника, полученные при возбуждении разряда непрерывными (а) и импульсными (б) СВЧ колебаниями сантиметрового диапазона и ВЧ колебаниями (в).

Величина возбуждающей разряд мощности также оказывает влияние на интенсивность линий и полос. При поддержании ее на постоянном уровне интенсивность линий и полос изменяется незначительно.

Приведенные в последующих разделах спектрограммы получены при возбуждении разряда в разряднике непрерывными СВЧ колебаниями сантиметрового диапазона мощностью порядка 10 Вт.

Отождествление спектров проводилось по таблицам работ [2], [3].

3. СОСТАВ ГАЗОВОГО НАПОЛНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

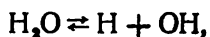
Внутренняя поверхность выпускаемых промышленностью резонансных разрядников волноводного типа выполнена из меди или из окиси металлов (окись меди, окись хрома и др.).

Для исследований были выбраны два типа серийно выпускаемых резонансных разрядников сантиметрового диапазона. Наполнение выбранных разрядников первого типа — аргон и пары воды при общем давлении 16 тор и соотношении парциальных давлений 5:1. Внутренняя поверхность разрядного объема — медь. Наполнение разрядников второго типа — аргон и пары воды при общем давлении 11 тор и соотношении парциальных давлений 4,6:1. Внутренняя поверхность — окись меди на пленке серебра.

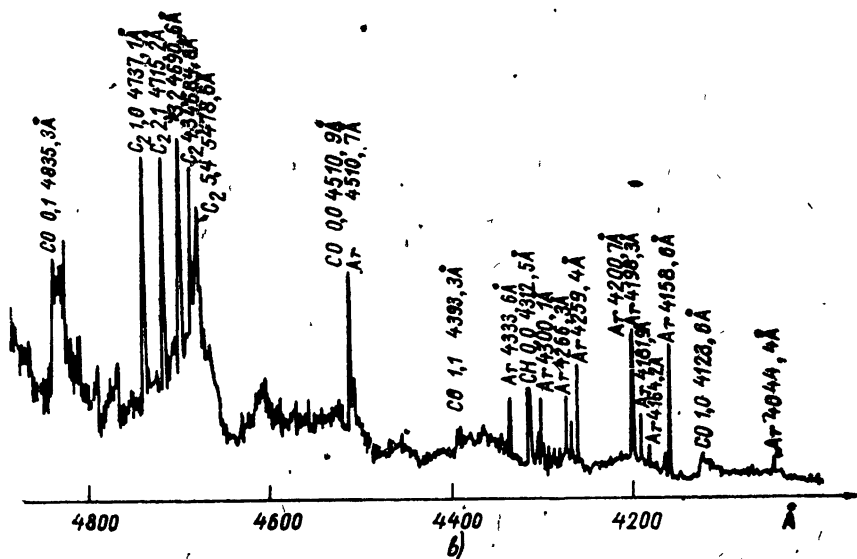
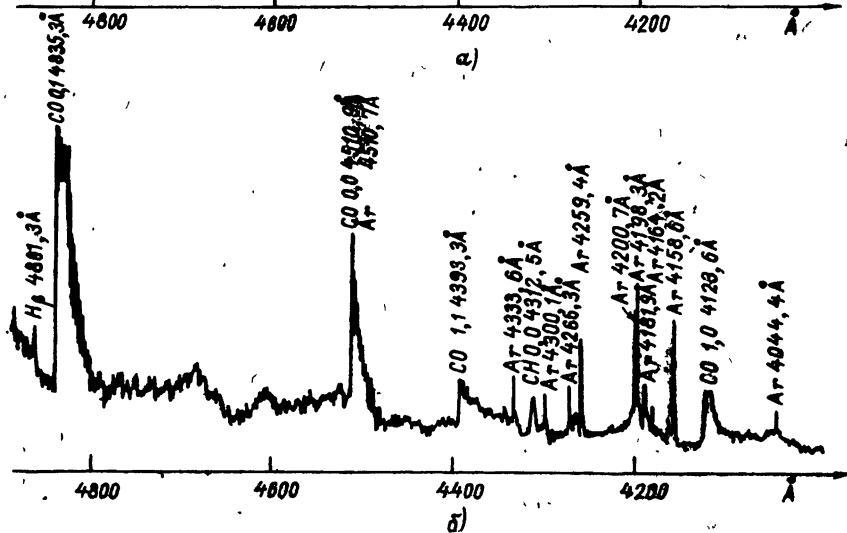
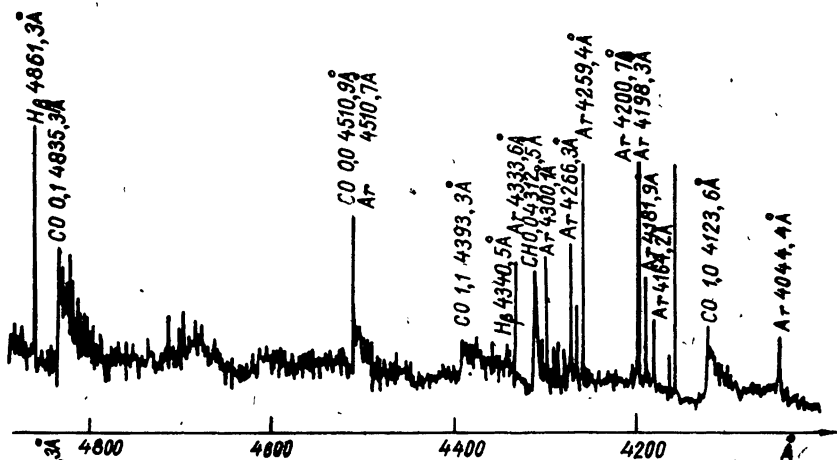
Для выяснения возможности распространения результатов исследования на другие типы разрядников были проведены исследования состава газового наполнения других разрядников, в том числе разъемных конструкций. Результаты исследования показали возможность проведения эксперимента на одном-двух типах разрядников и распространения результатов на другие типы, имеющие сходное наполнение и конструкцию.

Спектр газового наполнения новых, не бывших в эксплуатации разрядников, параметры которых соответствуют нормам ЧТУ, состоит из линий основных компонентов наполнения (аргона и водорода воды) и полос молекулярных примесей (окиси углерода и углеводородного радикала СН). На рис. 3,а и 4,а приведены спектрограммы разрядников первого и второго типов, не бывших в эксплуатации и имеющих удовлетворительные параметры. На спектрограммах имеются линии аргона Ag, особенно интенсивные в области 4 000—4 300 Å, водорода серии Бальмера H_β и H_γ (это основные компоненты и их концентрация задается при изготовлении разрядников) и полосы примесей — окиси углерода СО системы Ангстрема и углеводородного радикала СН системы линии 4 300 Å. Примеси случайны. Они свидетельствуют о наличии в газовом наполнении окиси углерода и углеводорода.

Полос паров воды и гидроксильной группы ОН на спектрограммах нет, так как они лежат вне диапазона чувствительности установки и прозрачности окон связи или оболочки разрядника. Однако в разряднике пары воды диссоциируют по схеме



и при диссоциации появляется атомарный водород серии Бальмера, наблюдаемой на спектрограммах.



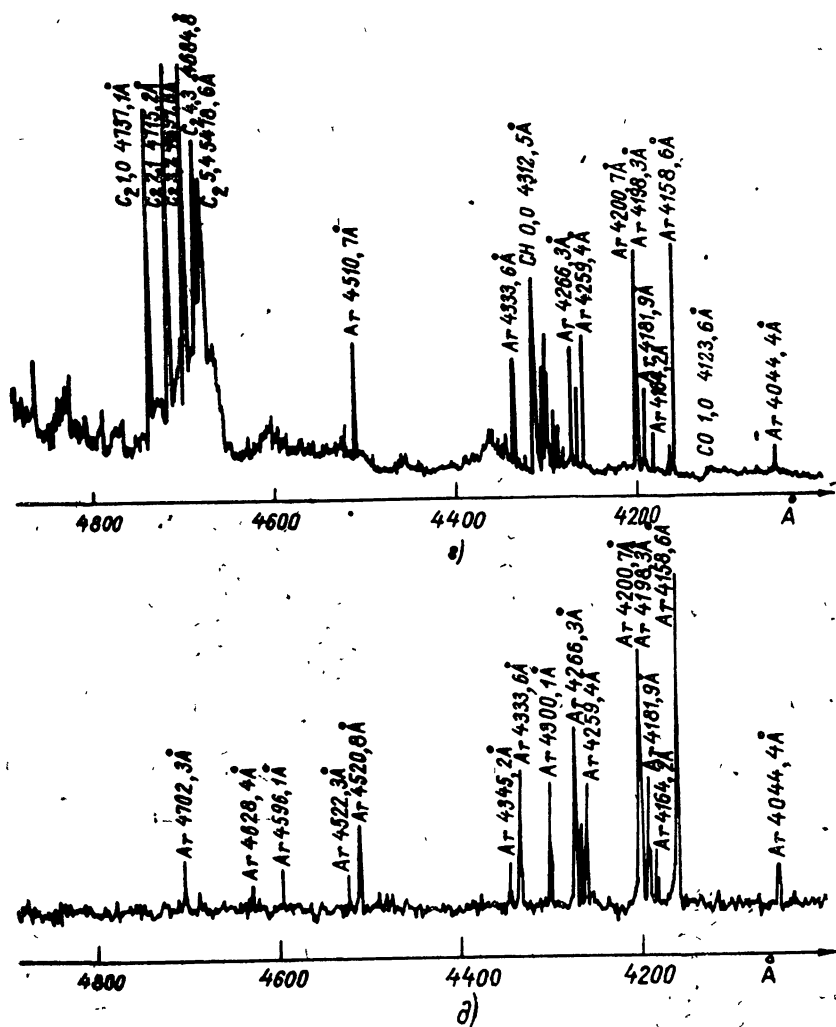


Рис. 3. Спектрограммы резонансного разрядника, отнесенного к первому типу: а — прибор не был в эксплуатации и имеет удовлетворительные параметры ($T_B = 3,5$ мксек, $P_{пр} = 3,0$ мвт), б — прибор после 500 ч испытания при повышенной температуре ($T_B = 6,5$ мксек, $P_{пр} = 2,5$ мвт), в — прибор после 1000 ч испытания ($T_B = 15$ мксек, $P_{пр} = 2,0$ мвт), г — прибор после 1500 ч испытания ($T_B = 70$ мксек, $P_{пр} = 1,5$ мвт), д — прибор после длительного испытания, эквивалентного нескольким тысячам часов эксплуатации ($T_B = 250$ мксек, $P_{пр} = 1,0$ мвт).

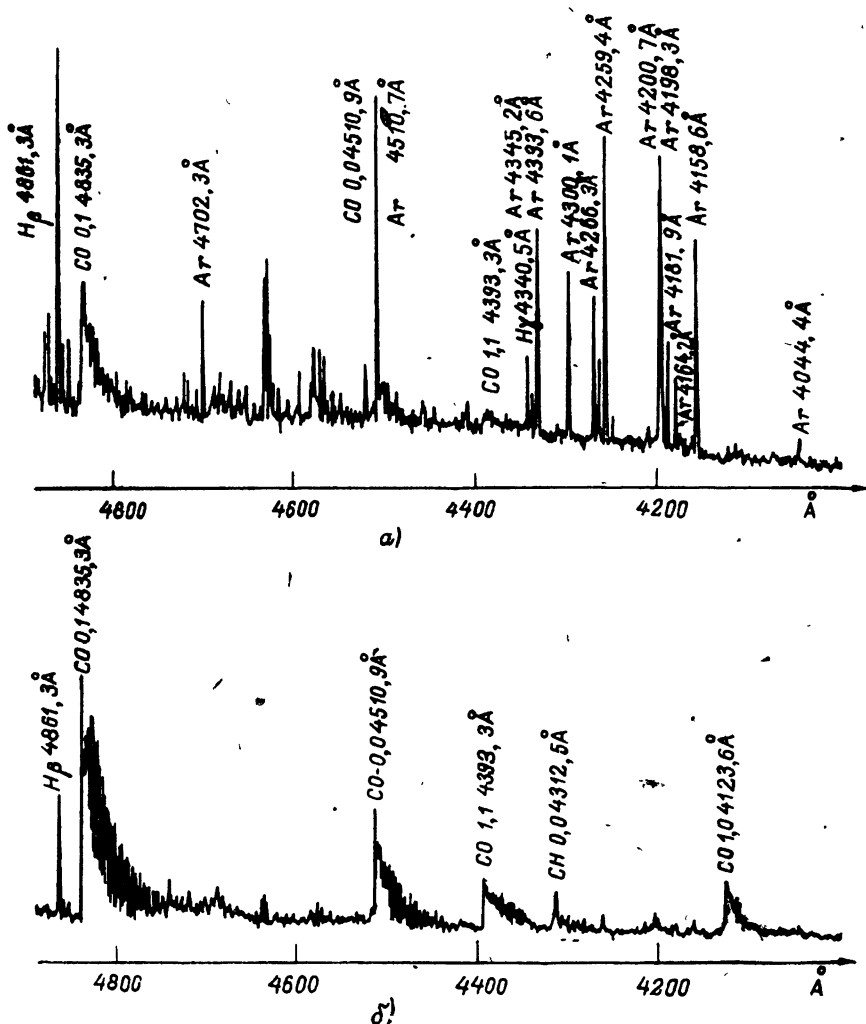


Рис. 4. Спектрограммы резонансного разрядника, отнесенного ко второму типу:
 а — прибор не был в эксплуатации и имеет удовлетворительные параметры ($T_B = 3,5$ мксек, $P_{пр} = 3,0$ мвт), б — прибор после длительного испытания при повышенной температуре ($T_B = 3,0$ мксек, $P_{пр} = 40$ мвт).

4. ИЗМЕНЕНИЕ ГАЗОВОГО НАПОЛНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ В ПРОЦЕССЕ РАБОТЫ

Во время работы разрядников происходит изменение газового наполнения, вызывающее изменение параметров. Исследование нескольких типов разрядников показало, что характер изменения газового наполнения одинаков для разрядников, имеющих сходное наполнение и конструкцию. Процесс изменения может происходить несколькими путями, которые определяются объемом полости разрядника, количеством поглощенных внутренними стенками примесей, поверхностью внутренних стенок и т. д.

При работе, в первую очередь, начинает уменьшаться интенсивность линий водорода воды и увеличиваться интенсивность полос окиси углерода. Это свидетельствует об уменьшении концентрации паров воды и увеличении концентрации окиси углерода. Начинает увеличиваться время восстановления разрядников.

На рис. 3,б приведена спектрограмма разрядника первого типа после 500 ч работы в напряженном испытательном режиме. На рис. 5

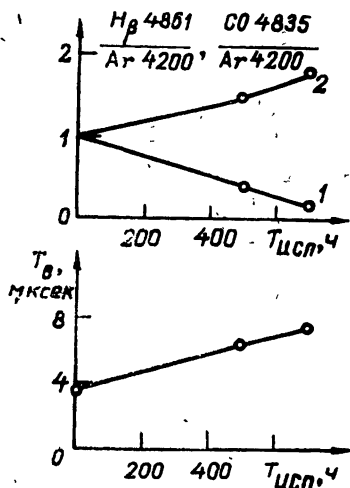


Рис. 5. Изменение отношения интенсивностей линии $H\beta$ 4861,3 Å (1) и полосы CO 4835,3 Å (2) к линии Ar 4200,68 Å и времени восстановления T в зависимости от времени испытания $T_{исп}$ при повышенной температуре для одного экземпляра резонансного разрядника, отнесенного к первому типу.

На рис. 3,а приведена спектрограмма разрядника, прошедшего испытание в течение нескольких тысяч часов. Спектр разрядника состоит только из линий Ar , время восстановления разрядника 200 мксек.

Такое изменение состава газового наполнения наиболее характерно для разрядников, у которых внутренние стенки состоят из чистой меди, способной окисляться.

Картина изменения газового наполнения разрядников второго типа, внутренняя поверхность которых состоит из окислов, как правило, несколько другая. Изменение при работе разрядника также начинается с увеличения концентрации окиси углерода, однако концентрация паров воды не всегда уменьшается, а может даже увеличиваться. Кроме того, в разряднике повышается общее давление газа, о чем можно судить по увеличению отношения интенсивности линий Ar 4259,36 Å к 4200,68 Å.

интенсивности линии $H\beta$ 4861,3 Å и полосы CO 4835,3 Å к линии Ar 4200,68 Å и времени восстановления $T_{в}$ в зависимости от времени испытания разрядника.

Дальнейшее испытание разрядника показывает, что в спектре его излучения совершенно пропадают линии водорода воды. Это свидетельствует об исчезновении паров воды в газовом наполнении. Появляются полосы радикала C_2 (полосы системы Свана). На рис. 3,в приведена спектрограмма разрядника, в спектре которого нет линий водорода воды, имеются линии Ar , полосы CO , CN и C_2 . Время восстановления таких разрядников больше 10 мксек.

В последующем интенсивность полос CO , достигнув максимума, начинает убывать, уменьшаясь до нуля. Интенсивность полос C_2 возрастает. На рис. 3,г представлена спектрограмма разрядника, спектр которого состоит только из линий Ar и полос C_2 и CN . Время восстановления таких разрядников 50—100 мксек. При дальнейшем продолжении испытания интенсивность полос C_2 , пройдя максимум, начинает уменьшаться и затем полосы C_2 окончательно пропадают. То же относится и к интенсивности полос радикала CN . Газовое наполнение состоит из спектрально чистого аргона.

На рис. 6 для двух экземпляров разрядников этого типа приведены графики изменения отношения интенсивностей линий $H\beta$ и Ag 4259,36 Å и полос CO 4835, Å и CH 4312,5 Å к линии Ag 4200,68 Å. На этом же рисунке приведены графики зависимости времени восстановления и просачивающейся мощности от времени испытания для двух экземпляров разрядников. Как видно из графиков, увеличение концентрации CO и повышение давления газа ведут к увеличению просачивающейся мощности и уменьшению времени восстановления.

Дальнейшее изменение газового наполнения может идти двумя путями. У большинства разрядников концентрация CO при работе непрерывно возрастает. Спектр излучения разрядника после длительного испытания состоит только из полос CO , CH и линий водорода воды. Спектрограмма такого разрядника приведена на рис. 4,б. У разрядника большая просачивающаяся мощность и малое время восстановления.

У других экземпляров разрядников этого типа при эксплуатации интенсивность полос CO так же, как и линий водорода, начинает убывать. Появляются полосы S_2 , которые, пройдя максимум, убывают. После продолжительного испытания спектр излучения разрядника состоит только из линий аргона. Разрядник имеет малую просачивающуюся мощность и большое время восстановления. Такая картина изменения газового наполнения для разрядников второго типа, имеющих внутреннее покрытие, состоящее из окисла металла, менее характерна.

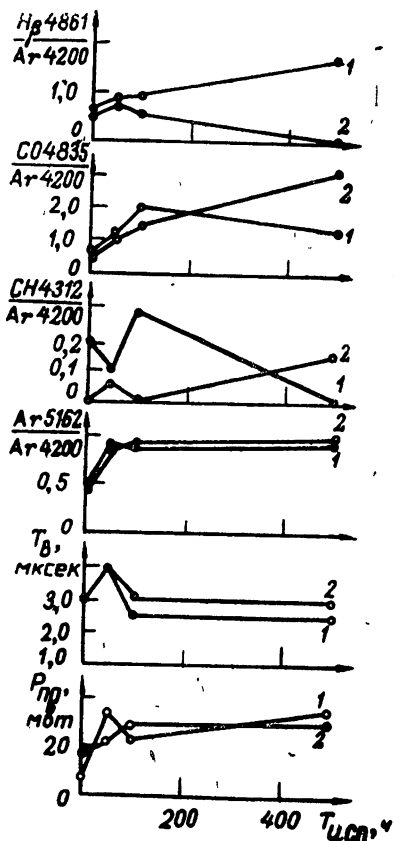


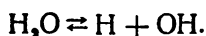
Рис. 6. Изменение отношения интенсивностей линий $H\beta$ 4861,3 Å и Ag 4259,36 Å и полос CO 4835,3 Å и CH 4312,5 Å к линии Ag 4200,68 Å и времени восстановления $T_в$ и просачивающейся мощности $P_пр$ в зависимости от продолжительности испытания $T_{исп}$ при повышенной температуре двух экземпляров резонансных разрядников, отнесенных ко второму типу.

5. ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЯ ГАЗОВОГО НАПОЛНЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ РАБОТЫ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

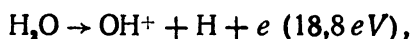
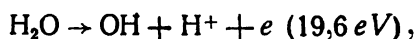
В результате физико-химических процессов, происходящих в разряднике (процессов физико-химического взаимодействия газового наполнения с материалом внутренних стенок и стеклом окон связи, выделения примесей стенками и возгонки углеводородов, попавших в

разрядник при изготовлении), при работе разрядника происходит изменение его газового наполнения. Изменение наполнения, в свою очередь, приводит к изменению параметров разрядника.

Изменения начинаются с самого начала работы. Как только в приборе возникает электрический разряд, состав его газового наполнения уже отличается от наполнения при отсутствии разряда. В газовое наполнение со стенок разрядника начинают поступать примеси — из стенок выделяется окись углерода и испаряются углеводороды. Возникновение разряда вызывает процессы диссоциации молекулярных компонентов. Продукты диссоциации взаимодействуют друг с другом и с материалом стенок разрядника. В результате непрерывно изменяется состав газового наполнения разрядника. Пары воды в разряде диссоциируют по схеме [4]:



Причем процесс диссоциации может идти двумя путями:



т. е. в результате диссоциации получается ион H или OH и нейтральные радикалы OH и H и электрон, обладающий определенной энергией.

Далее в результате электрон-ионной рекомбинации имеем:

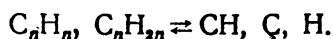


и возбужденные H^* или OH^* дают спектры. Линии H наблюдаются на приведенных выше спектрограммах.

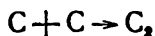
Примеси CO и углеводороды также диссоциируют [5]:



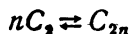
и



В результате взаимодействия продуктов диссоциации с материалом внутренних стенок разрядника и образования устойчивых соединений процессы диссоциации могут идти необратимо. Как показали спектральные исследования, подобные взаимодействия у разрядников, имеющих внутренние стенки из неокисленного металла, приводят к постепенному обеднению кислородом газового наполнения за счет образования им устойчивых соединений с металлом стенок. Остающейся водород воды и углеводородов поглощается стенками разрядника. Углерод углеводородов и CO объединяются в радикалы [4]:



и



и в виде аморфного углерода оседает на стенки и электроды разрядника. Таким образом, после длительной эксплуатации все молекулярные компоненты уходят из газового наполнения и в наполнении остается спектрально чистый аргон.

Из-за большей пористости внутренней поверхности разрядников второго типа и, следовательно, большей способности по сравнению с чистым металлом поглощать или выделять примеси на состав газового наполнения разрядников такого типа примеси оказывают гораздо большее влияние. Соединение кислорода с внутренней поверхностью стенок затрудняет наличие окислов. Поэтому газовое наполнение этих разрядников при длительной эксплуатации редко трансформируется в чистому аргону. У большинства испытанных разрядников после очень длительной работы спектр состоял только из полос CO и линий водорода, что свидетельствует о значительном выделении примеси окиси углерода в наполнение и большого резерва паров воды, содержащегося в пленке окислов.

Таким образом, газовое наполнение разрядников изменяется при их работе в результате физико-химических процессов, протекающих в разряде. Скорость протекания процессов и количество выделяющихся примесей у различных экземпляров разрядников различны и зависят от технологии их изготовления и определяют долговечность разрядников.

6. ВЛИЯНИЕ ОКСИ УГЛЕРОДА НА ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Для выяснения влияния примесей на параметры разрядников описанным методом исследовался состав газового наполнения нескольких экземпляров стеклянных разрядников разъемной конструкции. Эти разрядники наполнялись чистым аргонem при давлении 1 тор, но имели различное время восстановления. Исследования показали, что, помимо аргона, в газовом наполнении разрядников присутствует окись углерода. Время восстановления оказалось непосредственно связанным с концентрацией окиси углерода в наполнении: чем больше интенсивность полос окиси углерода, тем меньше время восстановления разрядника. На рис. 7 приведен график зависимости времени восстановления от логарифма отношения интенсивности полосы CO 5198,2 Å к линии Ar 5162,28 Å. Из графика видно, что время восстановления находится в непосред-

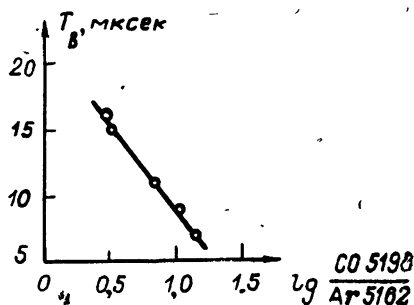


Рис. 7 Зависимость времени восстановления от логарифма отношения интенсивности полосы CO 5198,2 Å к линии Ar 5162,28 Å для одного из типов резонансных разрядников разъемной конструкции.

венной связи с концентрацией углерода в газовом наполнении. Эту связь можно выразить эмпирической формулой:

$$T_B = C - D \lg \frac{I(\text{CO})}{I(\text{Ar})},$$

где T_B — время восстановления,

C и D — коэффициенты, определяющиеся выбором аналитической пары CO и Ar ,

$I(\text{CO})$ — интенсивность полосы CO ,

$I(\text{Ar})$ — интенсивность линии Ar .

7. ОБНАРУЖЕНИЕ НАТЕКАЮЩИХ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

В спектрах газового наполнения некоторых экземпляров разрядников наблюдаются полосы молекулярного азота второй положительной системы. Интенсивность этих полос при работе разрядников увеличивается. Появление в спектре полос азота связано с нарушением герметичности разрядников и натеканием внутрь их воздуха, азот которого в среде аргона дает интенсивные полосы излучения.

На рис. 8 приведены спектрограммы разрядника в разных стадиях натекания, в таблице даны параметры этого разрядника.

Таблица

Параметры натекающего резонансного разрядника

Стадии натекания	П а р а м е т р ы			
	Время восстановления, мксек	Энергия пика, эрг	Просачивающаяся мощность, мвт	Ток вспомогательного разряда, мка
До натекания (рис. 8,а)	6	0,03	8,0	74
Начальная стадия натекания (рис. 8,б)	6	0,03	8,0	74
Последующая стадия натекания (рис. 8,в)	12	10,0	1,5	50

Как видно из графиков и спектрограмм, полосы азота уже хорошо видны тогда, когда количество натекшего воздуха столь мало, что не оказывает заметного влияния на параметры разрядников.

По появлению полос азота воздуха в спектре газового наполнения разрядников можно обнаружить медленное натекание на весьма ранней стадии. Эффект может быть использован в качестве предвестника отказа при прогнозировании долговечности приборов.

8. В Ы В О Д Ы

1. Оптико-спектральные исследования резонансных разрядников позволяют получить информацию о многих физических свойствах приборов, их качестве и причинах отказов в процессе эксплуатации и длительного хранения.

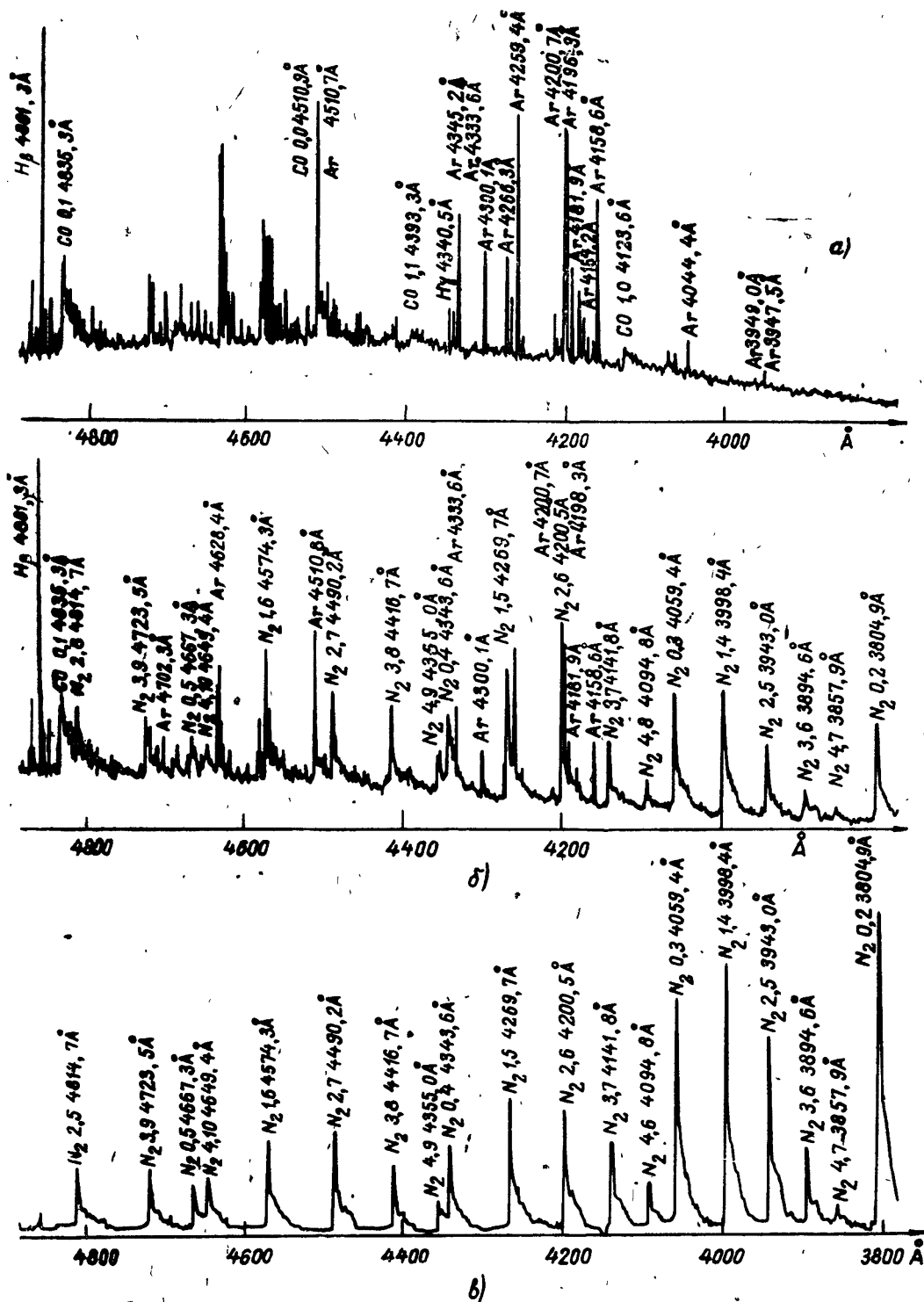


Рис. 8. Спектрограммы резонансного разрядника на различных стадиях натекания: а — натекание отсутствует, б — начальная стадия натекания, в — стадия значительного натекания.

2. Разработанный неразрушающий оптико-спектральный метод исследования состава газового наполнения резонансных разрядников может быть эффективно использован при разработке технологии изготовления, испытаниях и контроле качества широкой номенклатуры разрядников и некоторых других газоразрядных приборов.

Метод позволяет выявлять медленно натекающие разрядники, не обнаруживаемые по изменению электрических параметров, и на ранней стадии изготовления и эксплуатации прогнозировать выход их из строя по этой причине.

3. Исследование нескольких типов разрядников показало, что состав газового наполнения разрядников изменяется при эксплуатации в результате физико-химических процессов диссоциации в газовом разряде компонентов наполнения и взаимодействия продуктов диссоциации между собой и со стенками разрядника и выделения примесей стенками разрядника. Изменения наполнения вызывают соответствующие изменения параметров разрядников.

4. Оптико-спектральный метод анализа газового наполнения резонансных разрядников может быть рекомендован к применению при разработке технологии изготовления, испытаниях и проведении мероприятий по повышению качества и надежности резонансных разрядников.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Бочкова О. П., Шрейдер Е. Я. Спектральный анализ газовых смесей. М., Физматгиз, 1963
2. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий. М., Атомиздат, 1966.
3. Пирс Р., Гейдон А. Отождествление молекулярных спектров. М., «Иностранная литература», 1949
4. Эмануэль Н. М. Промежуточные продукты газовых реакций. М., АН СССР, 1946.
5. Колубин А. А. Изв. АН СССР, серия физ. т. 22, № 6, 1958.

Статья поступила в редакцию 10 декабря 1969 г.

УДК 621.385.01

А. С. Бондарев

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ УСИЛИТЕЛЕ СВЧ НА ЧЕТЫРЕХЗАХОДНОЙ СПИРАЛИ

Приведено решение уравнений движения цилиндрического потока электронов в продольном магнитном поле и электростатическом поле четырехзаходной спирали в виде связанных поперечных волн с учетом пространственного заряда. Полученные решения позволяют установить зависимость максимально допустимого с точки зрения устойчивости пучка коэффициента усиления от параметра пространственного заряда при произвольной статической расстройке условий синхронизма. Задача решалась в линейном приближении без учета изменения постоянной составляющей продольной скорости электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние пространственного заряда на процессы усиления циклотронных волн наиболее полно рассмотрено в параметрических усилителях при прохождении электронного пучка в неоднородном СВЧ поле накачки. Изучена зависимость условий экспоненциального роста внутренних орбит электронов от плотности объемного заряда в пучке [1], установлены соотношения, позволяющие выбрать оптимальную плотность заряда в усилителе на циклотронных волнах, обеспечивающую устойчивое усиление без перехвата электронов [2].

Эффекты пространственного заряда в электростатическом усилителе (ЭСУ) с конкретными конструкциями усилительных структур изучены недостаточно. Предварительные расчеты показывают, что в реальных приборах кулоновская сила расталкивания между электронами может оказаться соизмеримой с силой электростатической «накачки», что в ряде случаев приводит к новым качественным результатам. В работе [3] приближенно рассматривается внутреннее движение электронов в пучке в электростатическом поле четырехзаходной спирали при фиксированной величине расстройки.

Для выяснения условий устойчивого усиления сигнала в ЭСУ на четырехзаходной спирали необходимо рассмотреть более полное решение, которое предлагается в настоящей работе.

Для указанной усилительной структуры путем соответствующих подстановок удастся получить систему уравнений с постоянными коэффициентами, которую можно решить точно при любой величине фиксированной (статической) расстройки.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЧЕТЫРЕХЗАХОДНОЙ СПИРАЛИ С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА.

Общие уравнения движения могут быть представлены в виде связанных волн [4]:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} - j\omega_c \right) a_1 &= -\eta k (E_x + jE_y) \\ \left(\frac{d}{dt} + j\omega_c \right) a_2 &= -\eta k (E_x - jE_y) \\ \frac{d}{dt} a_3 &= -\eta k (E_x - jE_y) \\ \frac{d}{dt} a_4 &= -\eta k (E_x + jE_y) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где a_1 , a_2 , a_3 и a_4 — быстрая и медленная циклотронные волны, быстрая и медленная синхронные волны, связанные с составляющими скорости v_x и v_y и смещения x и y электронов следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= k(v_x + jv_y) \\ a_2 &= k(v_x - jv_y) \\ a_3 &= k[(v_x - jv_y) + j\omega_c(x - jy)] \\ a_4 &= k[(v_x + jv_y) - j\omega_c(x + jy)] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ω_c — циклотронная частота,

η — отношение заряда электрона к его массе,

k — коэффициент нормировки, равный $\sqrt{\frac{\omega}{\omega_c} \frac{I_0}{8\eta}}$,

E_x , E_y — составляющие электростатического поля в спирали, определяемые суммарным действием потенциалов спиралей и пространственного заряда:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{qx} + E_{px} \\ E_y &= E_{qy} + E_{py} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Выражения для составляющих поля E_{qx} и E_{qy} , обусловленные действием заряженных электродов спирали, находящихся под потенциалом $\pm V_p$ относительно оси спирали, вблизи оси имеют вид [5]:

$$\left. \begin{aligned} E_{qx} &= -\frac{2CV_p}{a^2} (x \sin \beta_p z - y \cos \beta_p z) \\ E_{qy} &= \frac{2CV_p}{a^2} (y \sin \beta_p z + x \cos \beta_p z) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь a — радиус спирали,

$$\beta_p = \frac{2\pi}{\lambda_p},$$

C — коэффициент, учитывающий эффективность квадрупольного компонента в поле спирали (рис. 1).

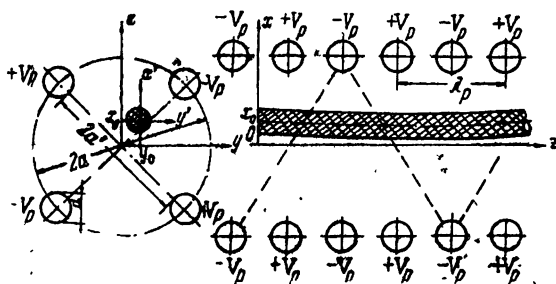


Рис. 1. Схема четырехзаходной спирали.

Рассматриваем электронный пучок круглого сечения с постоянной плотностью заряда по радиусу [1, 6]. Найденные с помощью уравнения Пуассона выражения для составляющих поля E_{rx} и E_{ry} , созданного пространственным зарядом внутри пучка, в точке с координатами:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + x' \\ y &= y_0 + y' \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

имеют вид:

$$E_{rx} = -\frac{\omega_p^2}{2\eta} x'; \quad E_{ry} = -\frac{\omega_p^2}{2\eta} y', \quad (6)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{\eta p}{\epsilon}}$ — плазменная частота,

x_0, y_0 — координаты центра масс сечения пучка, в котором кулоновская сила равна нулю.

Пусть

$$a_k = A_k(z) e^{j(\omega t - \beta_k z)} \quad (k = 1, 2, 3, 4), \quad (7)$$

где

$$\beta_1 = \frac{\omega - \omega_c}{u_0}, \quad \beta_2 = \frac{\omega + \omega_c}{u_0}, \quad \beta_3 = \beta_4 = \frac{\omega}{u_0}, \quad (8)$$

u_0 — продольная скорость электронов.

В соответствии с (2) из (5) и (7) можно написать:

$$A_k = A_{k0} + A'_k, \quad (9)$$

где A_k, A_{k0}, A'_k — зависящие от координаты z амплитуды волн, описывающие соответственно движение любого электрона в системе коор-

динат *хоу*, движение центра масс сечения пучка и внутреннее движение электронов в пучке относительно центра масс.

Из выражений (1) — (9) получаем систему уравнений для амплитуд связанных волн:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= -j\alpha_p \beta_c (A_1 - A_{10}) + \alpha \beta_c A_2 e^{-j2\beta_c(1-\delta)z} - \\ &\quad - \alpha \beta_c A_3 e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} + j\alpha_p \beta_c (A_4 - A_{40}) e^{-j\beta_c z} \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_1 e^{j2\beta_c(1-\delta)z} + j\alpha_p \beta_c (A_2 - A_{20}) - \\ &\quad - j\alpha_p \beta_c (A_3 - A_{30}) e^{j\beta_c z} - \alpha \beta_c A_4 e^{j\beta_c(1-2\delta)z} \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_1 e^{j\beta_c(1-2\delta)z} + j\alpha_p \beta_c (A_2 - A_{20}) e^{-j\beta_c z} - \\ &\quad - j\alpha_p \beta_c (A_3 - A_{30}) - \alpha \beta_c A_4 e^{-j2\beta_c \delta z} \\ \frac{\partial A_4}{\partial z} &= -j\alpha_p \beta_c (A_1 - A_{10}) e^{j\beta_c z} + \alpha \beta_c A_2 e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} - \\ &\quad - \alpha \beta_c A_3 e^{j2\beta_c \delta z} + j\alpha_p \beta_c (A_4 - A_{40}) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где α — параметр усиления, равный $\frac{2C \nabla_p \eta}{(\omega_c \tilde{a})^2}$,

α_p — параметр пространственного заряда, равный $\frac{\rho}{4\rho_B}$,

ρ_B — плотность объемного заряда в бриллюэновском потоке,

$\delta = \frac{\beta_p}{2\beta_c}$ — параметр расстройки,

$$\beta_c = \frac{\omega_c}{u_0}.$$

Усредняя уравнения (10) по сечению пучка и учитывая, что $\overline{A_k} = A_{k0}$ (где черта означает операцию усреднения по ансамблю), находим уравнения для A_{k0} , которые формально получаются из (10), если в них положить $A_k = A_{k0}$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_{10}}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_{20} e^{-j2\beta_c(1-\delta)z} - \alpha \beta_c A_{30} e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} \\ \frac{\partial A_{20}}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_{10} e^{j2\beta_c(1-\delta)z} - \alpha \beta_c A_{40} e^{j\beta_c(1-2\delta)z} \\ \frac{\partial A_{30}}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_{10} e^{j\beta_c(1-2\delta)z} - \alpha \beta_c A_{40} e^{-j2\beta_c \delta z} \\ \frac{\partial A_{40}}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_{20} e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} - \alpha \beta_c A_{30} e^{j2\beta_c \delta z} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Полученные уравнения движения центра масс сечения пучка совпадают с уравнениями движения единичного электрона без учета сил пространственного заряда [7]. В исследуемом усилителе усиление полезного сигнала характеризуется движением центра масс и не зависит от внутреннего движения электронов в пучке относительно центра масс [1]. Таким образом, в линейном поле спирали пространственный заряд непосредственно не влияет на процесс усиления сигнала*.

Из выражений (9), (10) и (11) получим уравнения для A_k , которые получаются формально, если в (10) положить $A_{k0}=0$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_1'}{\partial z} &= -j\alpha_p \beta_c A_1' + \alpha \beta_c A_2' e^{-j2\beta_c(1-\delta)z} - \\ &\quad - \alpha \beta_c A_3' e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} + j\alpha_p \beta_c A_4' e^{-j\beta_c z} \\ \frac{\partial A_2'}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_1' e^{j2\beta_c(1-\delta)z} + j\alpha_p \beta_c A_2' - \\ &\quad - j\alpha_p \beta_c A_1' e^{j\beta_c z} - \alpha \beta_c A_4' e^{j\beta_c(1-2\delta)z} \\ \frac{\partial A_3'}{\partial z} &= \alpha \beta_c A_3' e^{j\beta_c(1-2\delta)z} + j\alpha_p \beta_c A_2' e^{-j\beta_c z} - \\ &\quad - j\alpha_p \beta_c A_3' - \alpha \beta_c A_4' e^{-j2\beta_c \delta z} - \\ \frac{\partial A_4'}{\partial z} &= -j\alpha_p \beta_c A_1' e^{j\beta_c z} + \alpha \beta_c A_2' e^{-j\beta_c(1-2\delta)z} - \\ &\quad - \alpha \beta_c A_3' e^{+j2\beta_c \delta z} + j\alpha_p \beta_c A_4' \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Амплитуды волн A_k характеризуют внутреннее движение электронов потока. Они не содержат полезного сигнала и представляют практический интерес для определения устойчивости электронного пучка. Движение пучка в целом рассматривается как сумма движения центра масс без учета пространственного заряда и движения электронов относительно несмещенного центра масс пучка с учетом пространственного заряда.

3. РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Системы уравнений (11) и (12) могут быть сведены к системам уравнений с постоянными коэффициентами с помощью следующих подстановок:

* Это утверждение справедливо только для электроннолучевых параметрических усилителей [1]. Автор приходит к такому же выводу для электростатических усилителей в результате допущения о постоянстве продольной составляющей скорости электронов в усилительном элементе. В действительности, в электростатических усилителях в результате усиления внутреннего движения электронов в потоке происходит заметное изменение продольной составляющей скорости электронов, вызывающее насыщение усиления. В связи с этим пространственный заряд, влияющий на внутреннее движение электронов в потоке, играет важную роль в процессе усиления сигнала в электростатических усилителях (примеч. ред.).

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= A_{1н} e^{-j\beta_c(1-\delta)z} \\ A_2 &= A_{2н} e^{j\beta_c(1-\delta)z} \\ A_3 &= A_{3н} e^{-j\beta_c\delta z} \\ A_4 &= A_{4н} e^{j\beta_c\delta z} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $A_{кн}$ — новые переменные.

Решив известными методами полученные после подстановок (13) уравнения и выполнив в решениях обратную замену переменных $A_{кн}$ на A_k , с учетом выражения (9) получим полное решение системы (10) в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= e^{-j\beta_c(1-\delta)z} \left(\sum_{i=1}^4 C_i \psi_{1i} e^{\lambda_i z} + \sum_{i=1}^4 C'_i \psi'_{1i} e^{\lambda'_i z} \right) \\ A_2 &= e^{j\beta_c(1-\delta)z} \left(\sum_{i=1}^4 C_i \psi_{2i} e^{\lambda_i z} + \sum_{i=1}^4 C'_i \psi'_{2i} e^{\lambda'_i z} \right) \\ A_3 &= e^{-j\beta_c\delta z} \left(\sum_{i=1}^4 C_i \psi_{3i} e^{\lambda_i z} + \sum_{i=1}^4 C'_i \psi'_{3i} e^{\lambda'_i z} \right) \\ A_4 &= e^{j\beta_c\delta z} \left(\sum_{i=1}^4 C_i e^{\lambda_i z} + \sum_{i=1}^4 C'_i e^{\lambda'_i z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Первые слагаемые в решении описывают движение центра масс, т.е. усиление сигнала, а вторые слагаемые — внутреннее движение электронов в пучке.

Для внутреннего движения электронов

$$\left. \begin{aligned} \psi'_{1i} &= T \{ j\alpha_p [\alpha_p - \delta(1-\delta) + \gamma_i \alpha_p (1-2\delta - j\gamma'_i)] - j\alpha^2 \} \\ \psi'_{2i} &= T \{ \alpha \gamma_i'^2 - j\alpha \gamma'_i - \alpha \delta(1-\gamma) \} \\ \psi'_{3i} &= T \{ \alpha \gamma_i'^2 + \alpha(1-\delta)^2 \} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где

$$\frac{1}{T} = [j(\delta - \alpha_p) - \gamma_i] [(1-\delta - \alpha_p)^2 + \gamma_i'^2] - j\alpha_p^2 (1-\delta - \alpha_p + j\gamma'_i) - j\alpha^2,$$

$$\gamma'_i = \frac{\lambda'_i}{\beta_c},$$

λ_i — корни характеристического уравнения,

$$\lambda'^4 + \lambda'^2 \beta_c^2 [(1-\delta)^2 + \delta^2 - 2\alpha_p] + \beta_c^4 [\delta(1-\delta) - \alpha_p]^2 - \beta_c^4 \alpha^2 = 0, \quad (16)$$

$$\lambda_i = \pm \frac{\beta_c}{\sqrt{2}} \times \sqrt{-(1-\delta)^2 - \delta^2 + 2\alpha_p \pm \sqrt{[(1-\delta)^2 + \delta^2 - 2\alpha_p]^2 + 4\alpha^2 - 4[\delta(1-\delta) - \alpha_p]^2}}. \quad (17)$$

Для движения центра масс

$$\psi_{k1} = \psi'|_{\alpha_p=0}; \quad \lambda_i = \lambda'_i|_{\alpha_p=0}. \quad (18)$$

Постоянные интегрирования C_i и C'_i находятся из граничных условий $z=0$, $A_k = A_k(0)$, $A'_k = A'_k(0)$, $k = 1, 2, 3, 4$:

$$C'_i = \frac{D'_i}{\Delta'}; \quad C_i = \frac{D_i}{\Delta},$$

где

$$\Delta' = \begin{vmatrix} \psi'_{11} & \psi'_{12} & \psi'_{13} & \psi'_{14} \\ \psi'_{21} & \psi'_{22} & \psi'_{23} & \psi'_{24} \\ \psi'_{31} & \psi'_{32} & \psi'_{33} & \psi'_{34} \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix}, \quad \Delta = \Delta'|_{\alpha_p=0}.$$

D_i , D'_i — определители, полученные из Δ и Δ' соответственно заменой i -го столбца на $A_k(0)$ и $A'_k(0)$.

Из выражений (14) видно, что действительные значения корней характеристического уравнения (16) определяют решения, растущие или убывающие по экспоненциальному закону вдоль оси z . Наличие растущих решений в первых слагаемых (14) означает усиление сигнала, которое имеет место при $\alpha > |\delta(1-\delta)|$.

На рис. 2 представлена зависимость величины $\alpha_{кр}$, определяющей границу усиления сигнала ($\alpha_{кр} = |\delta(1-\delta)|$), от параметра расстройки δ (кривая 1). Максимальному усилению соответствуют значения $\delta=0$ (активная связь синхронных волн в системе четырех параллельных стержней, $\beta_p=0$) и $\delta=1$ (активная связь быстрой циклотронной и медленной циклотронной волн) [7]. Наличие растущих решений во второй сумме выражений (14) физически означает увеличение смещения электронов в пучке относительно центра масс, что приводит к росту сечения пучка и оседанию электронов на электродах лампы. Введем значение $\alpha_{кр}$, соответствующее границе области роста внутренних орбит электронов. Из (17) получаем:

$$\alpha'_{кр} = |\delta(1-\delta) - \alpha_p|.$$

На рис. 2 представлены зависимости величины $\alpha'_{кр}$ от δ при различных значениях $\frac{\rho}{\rho_B} = 4\alpha_p$. Из рисунка и полученных решений видно, что для воли A'_* также возможны два вида усиления, основанные на активной связи волн a'_1 и a'_2 , a'_3 и a'_4 . Однако пространственный заряд смещает зоны максимального усиления обоих видов по шкале значений δ в сторону $\delta = 0,5$.

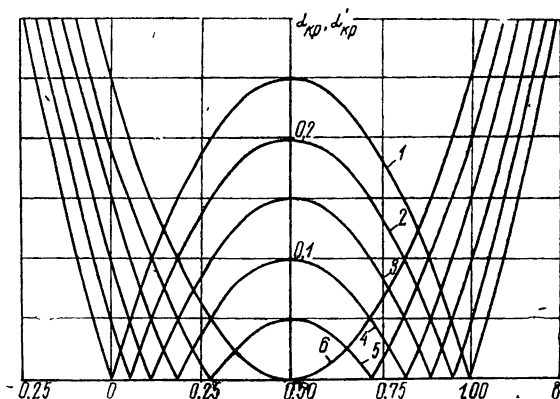


Рис. 2 Зависимость параметров усиления $\alpha_{кр}$, $\alpha'_{кр}$ от параметра расстройки δ . Кривые 1—6 соответствуют значениям $4\alpha_p = \frac{\rho}{\rho_B}$, равным 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 (при $\alpha_p = 0$ $\alpha'_{кр} = \alpha_{кр}$).

При бриллюэновской плотности электронного пучка $\left(\frac{\rho}{\rho_B} = 1\right)$ оба вида усиления имеют максимум при $\delta = 0,5$. Вносимое пространственным зарядом различие в условия усиления сигнала и внутреннего движения электронов позволяет получить усиление при устойчивом пучке (без оседания электронов), если выполняется неравенство:

$$\alpha_{кр} < \alpha < \alpha'_{кр}.$$

В случае пучков с малой плотностью целесообразно коэффициент усиления повышать за счет увеличения длины усилительного элемента при минимальном значении α . Отсутствие связи между волнами A_* и A'_* позволяет утверждать, что в линейном приближении пространственный заряд не оказывает существенного влияния на шумовые свойства усилителя.

Следует отметить, что формально условие усиления волн A'_* можно выполнить при $\alpha = 0$, т. е. без электростатической накачки. Однако, как следует из (17), в этом случае величина $\frac{\rho}{\rho_B}$ должна быть больше единицы, что физически невозможно.

Следует отметить, что решения (14) справедливы только в предположении линейного поля спирали, что практически возможно в области

$0 \leq r \leq r_n$, (радиус потока $r_n \ll \lambda_p$). С ростом величины $\frac{r}{\lambda_p}$, как это видно из соотношений, приведенных в работе [5], увеличивается составляющая потенциала четвертой степени. Междуволновые связи, обусловленные нелинейной составляющей электростатического поля, могут существенно изменить характер взаимодействия. Поэтому рассмотренные процессы в чистом виде имеют место в относительно тонких пучках, диаметр которых d_n значительно меньше периода поля λ_p . Величина радиуса спирали a на нелинейность поля непосредственно не влияет.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В электростатическом усилителе СВЧ при взаимодействии циклотронного пучка электронов постоянной плотности заряда с линейным электростатическим полем четырехзаходной спирали усиление сигнала определяется ростом радиуса вращения центра масс сечения пучка и не зависит от сил пространственного заряда*. Роль пространственного заряда сводится к изменению условий синхронизма, определяющих два возможных вида усиления энергии внутреннего движения электронов, основанных на активной связи соответственно быстрой и медленной циклотронных волн и быстрой и медленной синхронных волн.

Максимальный коэффициент усиления ограничивается устойчивостью пучка, область которой расширяется с увеличением плотности пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adler R., Ashkin A., Gordon E. I. Excitation and amplification of cyclotron waves and thermal orbits in the presence of space charge. J Appl. Phys., 1961, vol. 32, No 4, p. 672.
2. Ванке В. А., Магалинский В. Б. О роли объемного заряда при усилении внутренних шумовых орбит отдельных электронов в высокочастотном квадрупольном поле. Известия ВУЗов, «Радиофизика», 1966, т. 9; № 5, стр. 831
3. Хо, Ие. Эффекты пространственного заряда в квадрупольных усилителях с накачкой постоянным током. ТИИЭР, 1966, т. 54, № 11
4. Gould R. W., Johnson C. C. Coupled mode theory of electron-beam parametric amplification. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No 2, p. 248.
5. Бондарев А. С., Толпеко А. И. Распределение электростатических потенциалов в круглой четырехзаходной спирали. Известия ВУЗов, «Радиотехника», 1966, т. 9, № 5, стр. 683.
6. Hart P. A. H., Weber C. Parametric-amplifier electron gun. Philips Res Repts, 1961, vol. 16, p. 376.
7. Бондарев А. С., Толпеко А. И., Косых В. Е. Взаимодействие циклотронного пучка электронов с электростатическим полем винтового квадрупольного поля. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 12, стр. 37.

Статья поступила в редакцию 24 апреля 1969 г.,
после переработки — 23 октября 1969 г.

* См. примечание редактора (стр. 109).

УДК 621.385.633.24

Л. М. Лагранский, Н. Г. Семеновский, Б. Л. Ушерович

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ РЕЗОНАНСНОЙ ЛОВМ

Проводится теоретическое исследование работы ЛОВМ в резонансном режиме на основе анализа решений нелинейных уравнений, в которых используются адиабатические уравнения движения, пренебрегается влиянием поля пространственного заряда и предполагается, что параметр усиления мал.

Принятые обозначения

$A(q) = \frac{E(z)}{DE_0}$ — нормированная амплитуда ВЧ поля замедляющей системы;

$$a = \frac{|U_k|}{U_a};$$

$b = \frac{u_e - v_\phi}{Dv_\phi}$ — параметр рассинхронизма;

$D = \left(\frac{Z I_0 \beta_e}{E_0} \right)^{1/2}$ — коэффициент взаимодействия электронов с высокочастотным полем (параметр усиления);

$d = \frac{\gamma}{\beta_e D}$ — приведенный коэффициент распределенного затухания замедляющей системы;

d_1 — расстояние между замедляющей системой и отрицательным электродом;

$E(z)$ — амплитуда ВЧ поля замедляющей системы в месте влета пучка в пространство взаимодействия;

$E_0 = \frac{U_a + |U_k|}{d_1}$ — электростатическое поле;

I_0 — постоянная составляющая тока электронного луча;

L — длина замедляющей системы;

n — целое число;

$p = \frac{y}{d_1}$ — нормированная y -координата;

$p_0 = \frac{y_0}{d_1}$ — нормированная y -координата центра электронного потока на входе в пространство взаимодействия;

$q = \beta_\phi D Z$ — нормированное расстояние вдоль продольной оси прибора;

$r = \beta_\phi d_1$;

U_a — постоянная составляющая потенциала анода;

U_k — потенциал отрицательного электрода;

$u(z, t) = \frac{u_z(z, t) - u_e}{Du_e}$ — нормированная высокочастотная скорость электронов в направлении z ;

$u_z(z, t) = u_e (1 - Du(z, t))$ — скорость электронов в направлении z ;

- u_e — невозмущенная скорость электронов;
 $v = \frac{1}{Dd_1\omega} \frac{dy}{dt}$ — нормированная высокочастотная скорость электронов в направлении y ;
 v_ϕ — невозмущенная фазовая скорость высокочастотной волны замедляющей системы;
 a_2 — полный коэффициент отражения от пушечного конца замедляющей системы;
 $\beta_{\phi, \Gamma}$ — «горячая» постоянная распространения обратной гармоника высокочастотного сигнала;
 $\beta_{\phi, \kappa} = \frac{\omega}{-v_\phi}$ — «холодная» постоянная распространения обратной гармоника высокочастотного сигнала;
 $Z = Z_0 \frac{\text{sh}^2 r p_0}{\text{sh}^2 r}$ — сопротивление связи замедляющей системы, пересчитанное к центру электронного потока на входе в пространство взаимодействия;
 Z_0 — сопротивление связи замедляющей системы;
 γ — логарифмический декремент затухания;
 $\theta'(q)$ — фаза высокочастотной волны относительно ВЧ волны, движущейся с невозмущенной фазовой скоростью;
 λ_0 — длина волны, соответствующая коротковолновой границе диапазона, выбранная в качестве нормирующего множителя;
 $\Phi_0 = \beta_\phi z$ — начальная фаза;
 $\Phi(z, t) = \omega \left(\frac{z}{v_\phi} - t \right) + \theta'(z)$ — фаза высокочастотной волны замедляющей системы;
 φ — фаза суммарного коэффициента отражения от коллекторного и пушечного концов замедляющей системы;
 ω — угловая частота высокочастотной волны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для лучевых генераторов обратной волны характерен широкий диапазон электронной перестройки частоты. Однако они не имеют высокой стабильности частоты. В то же время стабильность частоты передатчика и гетеродина приемника является важным качеством большинства радиотехнических систем [1, 2].

В качестве генератора с высокой стабильностью частоты может быть использована так называемая резонансная ЛОВМ, в которой стабильность частоты достигается благодаря большому коэффициенту отражения от концов замедляющей системы. Обычно на практике в резонансной ЛОВ осуществляется полное отражение ВЧ энергии от коллекторного конца замедляющей системы, а в месте вывода энергии — частичное отражение ВЧ колебаний.

Замедляющую систему такого генератора можно рассматривать как резонансную линию определенной добротности, обладающую набором дискретных резонансных частот, при которых вдоль линии укладывается целое число полуволн. Естественно, что добротность такой эквивалентной резонансной линии зависит, в частности, от ее геометрической длины и частоты.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

В известных работах [3—5] при исследовании резонансной ЛОВО рассматривалось взаимодействие электронного потока с полем резонансной линии определенной добротности Q . В настоящей работе при

анализе резонансной ЛОВМ используется методика, аналогичная разработанной в работе [6] для исследования ЛОВМ с отражениями.

Формально эти два метода эквивалентны, и нетрудно показать, что добротность Q короткозамкнутой с коллекторного конца замедляющей системы без потерь связана с коэффициентом отражения от пушечного конца α_2 и длиной замедляющей системы L соотношением:

$$Q = \frac{\pi \left(4 \frac{L}{\lambda} + 1 \right)}{2 \operatorname{arccctg} \left(\frac{\alpha_2 + 1}{\alpha_2 - 1} \right)}. \quad (1)$$

Фазовое условие генерации ЛОВ с учетом отражений ВЧ энергии от концов замедляющей системы имеет вид:

$$\varphi + \beta_{\phi, x} L + \beta_{\phi r} L = 2\pi n. \quad (2)$$

В безразмерных параметрах выражение (2) перепишется:

$$\varphi + \frac{2q}{D} + \theta'(q) = 2\pi n. \quad (3)$$

При анализе работы резонансной ЛОВМ были использованы те же параметры прибора, что и в работе [6]. Предполагалось, что модули и фазы коэффициентов отражения от пушечного и коллекторного концов замедляющей системы не меняются при перестройке по диапазону.

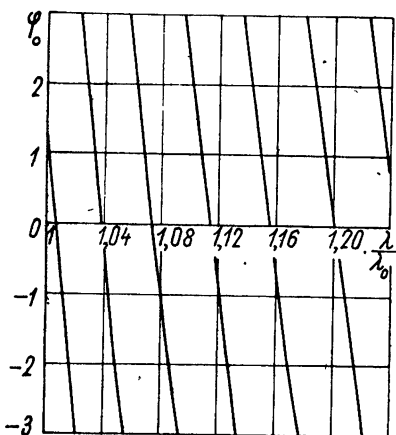
Рассмотрим более подробно методику исследования. При отсутствии электронного потока [$\theta'(q) = 0$] имеем:

$$\varphi_0 = 2\pi n - \frac{2q}{D} = 2\pi n - 4\pi \frac{L}{\lambda_0} \frac{\lambda_0}{\lambda}. \quad (4)$$

Зависимость φ_0 от $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ представлена на рис. 1. В динамическом режиме при наличии отражений соотношение (3) можно переписать в виде:

$$\varphi = \left(2\pi n - 4\pi \frac{L}{\lambda} \right) - \theta' = \varphi_0 - \theta'. \quad (5)$$

Рис. 1. Зависимость $\varphi_0 = 2\pi n - 4\pi \frac{L}{\lambda_0} \frac{\lambda_0}{\lambda}$ от приведенной длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$.



Если задана величина φ , то, используя рис. 1, нетрудно найти зависимость:

$$\theta' = \theta' \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right). \quad (6)$$

С другой стороны, из решения системы нелинейных интегродифференциальных уравнений электроники ЛОВМ, записанной в соответствии с вышепринятыми приближениями:

$$A(q) \frac{d\theta'(q)}{dq} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\text{sh } rp}{\text{sh } rp_0} \cos \Phi \, d\Phi_0, \quad (7)$$

$$\frac{dA(q)}{dq} + A(q) d = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\text{sh } rp}{\text{sh } rp_0} \sin \Phi \, d\Phi_0, \quad (8)$$

$$rv = A(q) \sin \Phi \frac{\text{sh } rp}{\text{sh } rp_0}, \quad (9)$$

$$u = A(q) \cos \Phi \frac{\text{ch } rp}{\text{sh } rp_0}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Phi(q)}{\partial q} - \frac{\partial \theta'(q)}{\partial q} - b = u(q), \quad (11)$$

$$p = p_0 + \int_0^q v(q) dq, \quad (12)$$

при начальных условиях:

$$\Phi_{j,0} = \frac{2\pi j}{m}, \quad j = 0, 1, 2, \dots, (m-1), \quad m = 32, \quad (13)$$

$$v_{j,0} = p_0,$$

$$A(0) = A_0,$$

$$\theta_0 = u_0 = v_0 = 0$$

могут быть рассчитаны семейства кривых:

$$\theta' = \theta'(q) \text{ и } \alpha = \alpha(q) \quad (14)$$

с параметрами b и A_0 .

Величина α (модуль суммарного коэффициента отражения) определяется из соотношения:

$$\alpha = \frac{1}{Q} = \frac{A(q)}{A_0}.$$

При заданной геометрической длине прибора L , параметрах замедляющей системы и токе луча нетрудно получить зависимость $q = q\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)$. Тогда, задавая q из семейств кривых (14) для каждой точки диапазона находим функции:

$$\Theta' = \Theta'(b, A_0) \text{ и } \alpha = \alpha(b, A_0). \quad (15)$$

Задавая значения α и определяя Θ' из выражения (6), находим из (15) две зависимости: $b = b_1(A_0)$ и $b = b_2(A_0)$. Точки пересечения этих кривых определяют автоколебательные значения b и A_0 , соответствующие заданному значению α и заданной точке диапазона. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведена кривая зависимости $b = b\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)$, найденная таким способом для коэффициента отражения от вывода энергии, равного 0,2*. Тонкие кривые рассчитаны по формуле работы [6]:

$$b\sqrt{\beta_e Z} = \sqrt{\frac{E_0}{I_0}} \left[\frac{u_e}{c} \left(37,07 \frac{\lambda}{\lambda_0} - 17,12 \right) - 1 \right] \quad (16)$$

и необходимы для определения зависимости частоты от анодного напряжения.

В резонансной ЛОВМ энергообмен между электронным потоком и полем замедляющей системы протекает более эффективно, чем в обычном генераторе ЛОВМ. Это обусловлено тем, что поле в коллекторной части прибора не спадает до нуля, а амплитуда ВЧ поля замедляющей системы вследствие резонансного эффекта значительно выше, чем в обычной ЛОВМ. В результате наблюдается более интенсивная фоку-

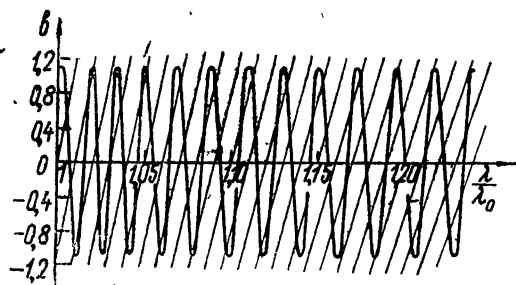


Рис. 2. Зависимость параметра рассинхронизма b от $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ при $\alpha=0,2$; тонкие кривые рассчитаны по уравнению (16) для различных значений U_a .

сировка электронов в тормозящей фазе ВЧ поля.

При достаточно больших значениях модуля суммарного коэффициента отражения к.п.д. резонансной ЛОВМ может быть сравним с максимальным к.п.д. усилителя бегущей волны М-типа с эквивалентными параметрами.

На рис. 3 приведена зависимость от q модуля суммарного коэффициента отражения α , при котором потенциальная энергия электронного

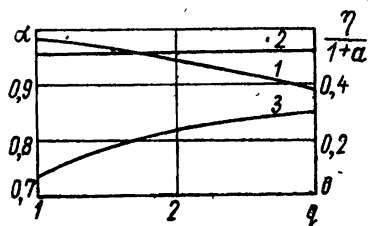


Рис. 3. Зависимости от q модуля суммарного коэффициента отражения α , при котором потенциальная энергия электронного потока полностью передается ВЧ полю (1), приведенного к.п.д. $\frac{\eta}{1+\alpha}$ резонансной ЛОВМ (2) и ЛОВМ без отражений (3). Кривые рассчитаны для $b=0$, $\frac{\lambda}{\lambda_0}=1,05$.

* Промежуточные графики ввиду их громоздкости не приводятся.

потока полностью передается ВЧ полю (кривая 1). Приведенный к. п. д. резонансной ЛОВМ в этом случае равен $\frac{\eta}{1+a} = 0,515$ (кривая 2). Кривая 3 представляет приведенный к. п. д. обычной ЛОВМ без отражений. Кривые рис. 3 рассчитаны для параметров $b=0$, $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1,05$. Можно видеть, что к. п. д. резонансной ЛОВМ значительно превосходит к. п. д. обычного генератора, особенно в области малых значений безразмерной длины.

На рис. 4, а, б представлены зависимости генерируемой частоты от приведенного анодного напряжения для резонансной ЛОВМ (1) и ЛОВМ без отражений (2):

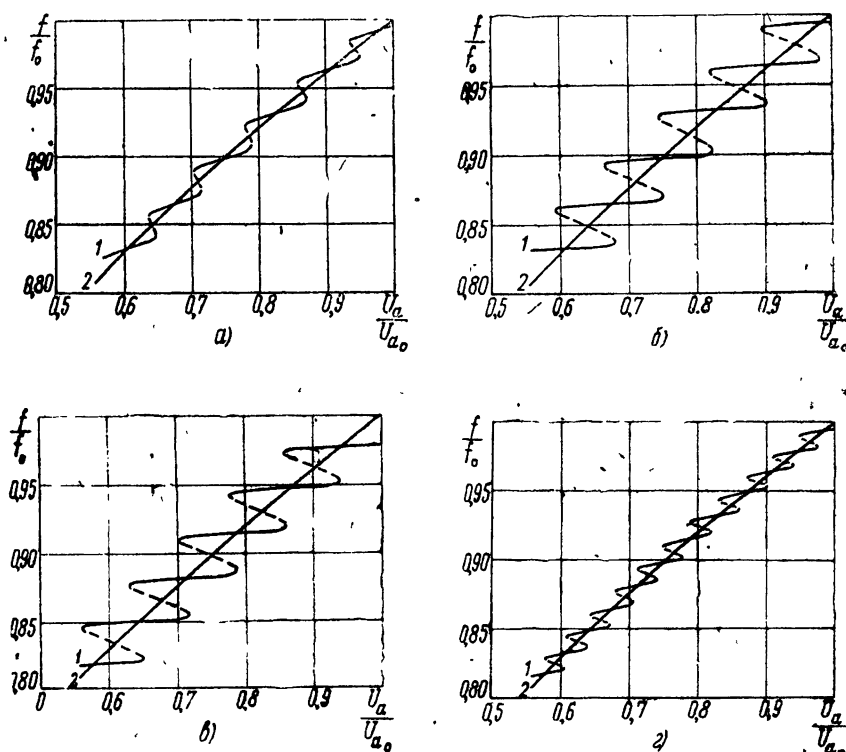


Рис 4. Зависимости генерируемой частоты от приведенного анодного напряжения для резонансной ЛОВМ (1) и ЛОВМ без отражений (2):

Рисунки	α	φ	L
а	0,2	0	L_1
б	0,6	0	L_1
в	0,6	$-\pi$	L_1
г	0,2	0	$2L_1$

без отражений для значений модуля суммарного коэффициента отражения, равных $\alpha=0,2$ и $0,6$ соответственно.

Частотная характеристика резонансной ЛОВМ состоит из ряда узких дискретных зон с малой крутизной электронной перестройки ча-

стоты. Участки частотной характеристики, которым соответствует уменьшение частоты с ростом анодного напряжения ($\frac{df}{dU_a} < 0$), неустойчивы и не реализуются. Вследствие этого переход от одной зоны генерации к соседней происходит скачком, т. е. имеет место разрыв частотной характеристики. Перестройка частоты резонансной ЛОВМ в широких пределах происходит при изменении напряжения на замедляющей системе. Напряжение, соответствующее частоте в центре каждой зоны генерации, изменяется от зоны к зоне в соответствии с дисперсионной кривой ЛОВМ без отражений с той же замедляющей системой.

Крутизна электронной перестройки частоты существенно зависит от величины модуля суммарного коэффициента отражения α и уменьшается с его ростом. Местоположение центров зон генерации не зависит от величины α .

Смещение зон генерации на частотной характеристике резонансной ЛОВМ можно осуществить путем изменения фазы суммарного коэффициента отражения. Следовательно, если на выходе резонансной ЛОВМ поставить фазовращатель, то можно осуществить механическую перестройку частоты генератора.

На рис. 4,в представлена частотная характеристика резонансной ЛОВМ для модуля $\alpha = 0,6$ и фазы $\varphi = -\pi$ суммарного коэффициента отражения. Зоны генерации в резонансной ЛОВМ перекрываются по напряжению, причем гистерезис зон генерации проявляется тем резче, чем больше величина модуля суммарного коэффициента отражения. Например, при $\alpha = 0,2$ (рис. 4,а) частотные характеристики резонансной ЛОВМ при прямом и обратном ходе изменения напряжения отличаются лишь частично, а при $\alpha = 0,6$ (рис. 4,в) полностью не совпадают.

Число зон генерации не зависит от модуля и фазы суммарного коэффициента отражения и равно разности числа полуволн, укладывающихся вдоль замедляющей системы на длинноволновом и коротковолновом концах диапазона.

На рис. 4,г построена частотная характеристика резонансной ЛОВМ, у которой геометрическая длина замедляющей системы в два раза больше, чем у прибора, частотная характеристика которого приведена на рис. 4,а. Увеличение геометрической длины замедляющей системы в два раза привело к удвоению числа зон генерации. При этом сократилась протяженность каждой зоны по напряжению и уменьшилась крутизна электронной перестройки. Гистерезисные явления с изменением напряжения при увеличении геометрической длины проявляются более резко.

На рис. 5 представлены кривые зависимости коэффициента стабилизации частоты K от модуля суммарного коэффициента отражения α . Под коэффициентом стабилизации частоты мы понимаем отношение крутизны электронной перестройки в отсутствие отражений ($\frac{df}{dU_a}$) к крутизне электронной перестройки при наличии отражений ($\frac{df}{dU_a}$)_{отр} в центре зоны генерации.

Кривые рис. 5 построены для зон генерации, лежащих на границах диапазона. Коэффициент стабилизации частоты на длинноволновом конце диапазона (кривая 1) выше, чем на коротковолновом (кривая 2).

Это связано с тем, что электрическая длина замедляющей системы, а следовательно, и добротность больше на длинноволновом конце диапазона. Представляет интерес исследовать, как на коэффициент стабилизации частоты влияет на изменение величины тока пушки и сопротивления связи замедляющей системы.

На рис. 6 для различных значений модуля суммарного коэффициента отражения приведены зависимости коэффициента стабилизации частоты от параметра усиления D . Коэффициент стабилизации рассчитывался в центре зоны генерации, лежащей на коротковолновой границе диапазона. Геометрическая длина замедляющей системы при расчете фиксировалась. Видно, что изменение параметра усиления в 1,5 раза практически не сказывается на величине коэффициента стабилизации частоты.

Вышеприведенные результаты расчета были получены в предположении, что распределенное затухание замедляющей системы пренебрежимо мало. В реальных приборах всегда имеет место затухание, связанное с активными потерями в замедляющей системе. Естественным, что активные потери снижают добротность эквивалентной резонансной линии, что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента стабилизации. Для получения количественной оценки влияния активных потерь в замедляющей системе на коэффициент стабилизации был проведен расчет на базе уравнений (7) — (13).

На рис. 7 представлены кривые зависимости коэффициента стабилизации K от приведенного затухания замедляющей системы d .

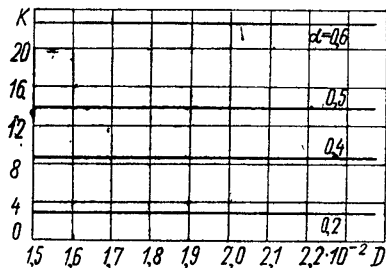


Рис. 6. Зависимость коэффициента стабилизации частоты K от параметра усиления D для различных значений суммарного коэффициента отражения α .

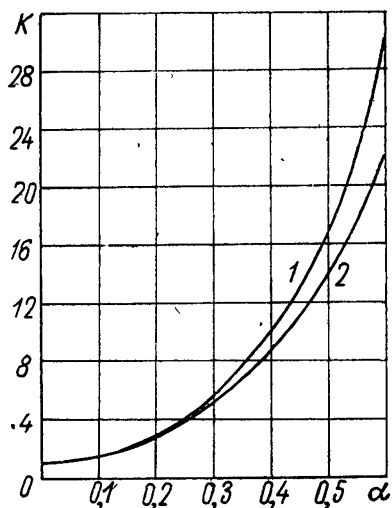


Рис. 5. Зависимость коэффициента стабилизации частоты K от модуля суммарного коэффициента отражения α на длинноволновой (1) и коротковолновой (2) границах диапазона.

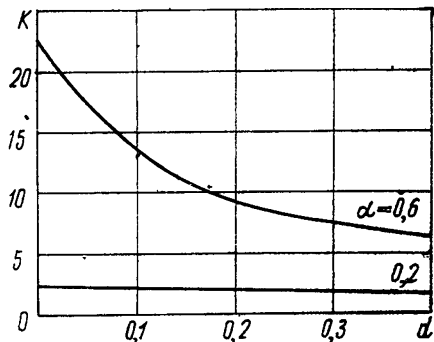


Рис. 7. Зависимость коэффициента стабилизации частоты K от параметра затухания d для двух значений модуля суммарного коэффициента отражения α .

На коэффициент стабилизации распределенное затухание влияет наиболее сильно при больших коэффициентах отражения. Замедляющую систему резонансной ЛОВМ следует делать возможно более короткой, так как при этом уменьшается ее полное затухание. Минимальная длина прибора определяется из условия полной передачи энергии электронного потока ВЧ полю при заданном модуле суммарного коэффициента отражения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нелинейный теоретический анализ показал, что к.п.д. резонансной ЛОВМ значительно выше к.п.д. обычной ЛОВМ и может быть сравним с к.п.д. усилителя бегущей волны М-типа с эквивалентными параметрами. Частотная характеристика резонансной ЛОВМ состоит из ряда узких дискретных зон с малой крутизной электронной перестройки частоты. Высокая стабильность частоты в пределах одной зоны дает возможность применять такой прибор в устройствах, где необходима устойчивая генерация на дискретных фиксированных частотах. Причем генерация на каждой из этих частот не требует высокостабильного источника напряжения замедляющей системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сидоров Р. Г. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. «Советское радио», 1962.
2. Домбровский А. О., Рязанов Н. Н., Фатеев Б. П. К вопросу создания высокочастотных диапазонных генераторов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1962, вып. I, стр. 57—75.
3. Heunisch. Der Resonanz-Rückwärtswellen Oszillator, ein Generator für Mikrowellen. Archiv der Elektrische Übertragung, 1960, Nr. 14, H. 12, S. 531—538.
4. Gross F. Ein Resonanz-Rückwärtswellen Oszillator für Frequenz berlich. Archiv der Elektrische Übertragung, 1961, Bd. 15, S. 227—233.
5. Gross F. Resonant backward-wave tubes as wide band tunable oscillator. Proceeding of the 5-th International Congress, Paris, September, 14—18, 1964.
6. Лагранский Л. М., Ушерович Б. Л., Семеновский Н. Г. Влияние отражений на работу ЛОВМ, Часть III. Диапазонные характеристики ЛОВМ с учетом отражений. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4, стр. 46—55.

Статья поступила в редакцию 18 ноября 1969 г.

УДЛ 621.385.632 : 621.376.2—4

И. А. Манькин, Ю. Ф. Конторин**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ СКОРОСТИ ПУЧКА НА СПЕКТР ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ЛБВ**

В результате теоретического исследования амплитудной и фазовой модуляции выходного сигнала ЛБВ, обусловленной низкочастотной модуляцией скорости электронного пучка, показано, что как в линейном, так и нелинейном режимах работы ЛБВ модуляция с частотой Ω трансформируется на несущую частоту высокочастотного сигнала ω в виде $\omega \pm n\Omega$. Исследованы условия, при которых величина амплитудной и фазовой модуляции выходного сигнала является минимальной.

1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствие ионов (вследствие ударной ионизации молекул остаточных газов электронами пучка) в вакуумных СВЧ приборах может приводить к различного рода низкочастотным нестабильностям [1, 2]. В частности, может оказаться возможной НЧ модуляция скорости электронов пучка, которая может привести к изменению спектра выходного ВЧ сигнала ЛБВ.

Насколько нам известно, имеется лишь одна работа [3], посвященная теоретическому анализу этого вопроса, в которой рассматривается частный случай (полный синхронизм и нулевой пространственный заряд) линейного режима работы ЛБВ и не выясняются условия минимальности величины НЧ модуляции выходного сигнала.

В настоящей работе сделана попытка более общего рассмотрения этого вопроса как в линейном, так и в нелинейном режимах и выяснения условий, при которых модуляция выходного сигнала в ЛБВ минимальна.

2. ВЫВОД ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Пусть электронный пучок в пространстве взаимодействия модулируется по скорости по закону:

$$v_z = v_0 [1 + \alpha \sin(\beta_1 z - \Omega t)], \quad (1)$$

где v_0 — постоянная составляющая скорости электронного пучка;

α — коэффициент модуляции;

$\beta_1 = \frac{\Omega}{v_1}$ — постоянная распространения волны модуляции;

z, t — текущие расстояние и время.

Предполагается, что НЧ модуляция задана и не зависит от ВЧ процессов в ЛБВ. Тогда параметр несинхронности b запишется в виде:

$$b = b_1 + b, \quad (2)$$

где $b_1 = \left(\frac{v_0}{v_\phi} - 1 \right) \frac{1}{C}$ определяется как обычно;

v_ϕ — фазовая скорость ВЧ волны в замедляющей системе;

C — параметр усиления;

$b = \frac{\alpha}{C} \frac{v_0}{v_\phi} \sin(\beta_e z - \Omega t)$ — переменная составляющая, обусловленная модуляцией электронного пучка.

Считая частоту модуляции Ω много меньшей частоты сигнала ω , можно воспользоваться для расчета ВЧ характеристик обычными уравнениями ЛБВ [4] для малых значений параметра усиления C . Безразмерные медленно меняющиеся амплитуды напряженности поля F и тока J в этом случае определяются по формулам:

$$F = \frac{e}{\omega v_0 C^2} E e^{j \int \beta_e(z) dz};$$

$$J = \frac{i}{I_0} e^{j \int \beta_e(z) dz},$$

где $\beta_e = \frac{\omega}{v_e}$ — постоянная распространения электронного потока;

$\frac{e}{m}$ — удельный заряд электрона;

E — первая (временная) гармоника напряженности ВЧ поля;

i — первая (временная) гармоника ВЧ тока;

I_0 — постоянная составляющая тока.

Выражение для величины напряженности поля F принимает вид [4]:

$$F = -e^{-j \int_0^\theta r d\theta} \left[e^{j \int_0^\zeta r d\zeta} J d\zeta + F_0 \right], \quad (3)$$

где

$$r = b - jd;$$

d — параметр затухания;

$\theta = \frac{\omega}{v_0} Cz$ — безразмерная координата;

F_0 — входной сигнал.

Для конкретного расчета величины F решим задачу методом последовательных приближений. Полагая коэффициент модуляции $\alpha \ll 1$, подставим под знак интеграла в правой части (3) выражение для тока J , полученное из решения соответствующей задачи без учета модуляции.

Тогда, исходя из соотношения (3), нетрудно показать, что величина F — периодическая функция времени с периодом $T = \frac{2\pi}{\Omega}$, поэтому ее можно представить в виде ряда Фурье:

$$F = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{jn\Omega t},$$

где $A_n \sim \alpha^n$.

Вспоминая теперь, что ВЧ сигнал с учетом временного фазового множителя равен $F \cos \omega t$, видим, что спектр колебаний содержит гармоники $\omega \pm n\Omega$ ($n=0, 1, 2, \dots$).

Этот вывод относится как к линейному, так и нелинейному режиму, следовательно, характер спектра выходного сигнала не зависит от режима работы ЛБВ.

Считая модуляцию электронного пучка малой ($\alpha \ll 1$), видим, что основную роль в спектре выходного сигнала играют колебания с малыми номерами n . Ниже будем подробно анализировать лишь колебания с частотами ω и $\omega \pm \Omega$; все выводы относятся в той же мере и к другим частотам спектра. Для получения аналитических соотношений возьмем выражение для J в виде [5]:

$$J(\theta) = 2J_1[D(\theta)] e^{j\varphi_1(\theta)}, \quad (4)$$

где

$$D = A_1 e^{x_1 \theta} R;$$

$$R = [(x_1^2 - y_1^2 + q)^2 + 4x_1^2 y_1^2]^{-\frac{1}{2}};$$

$$\varphi_1 = y_1 \theta + \delta_1;$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{x_1^2 - y_1^2 + q}{2x_1 y_1};$$

q — параметр пространственного заряда;

$A_1 = AF_0$, A — параметр начальных потерь;

x_1, y_1 — величины, характеризующие постоянную распространения возмущающей волны;

$J_1(D)$ — функция Бесселя аргумента D .

Далее подставляем в (3) выражение для b и J (4) и полученный интеграл вычисляем, разлагая функцию $J_1(D)$ в ряд. С учетом больших усиления и с точностью до членов с α^2 получаем:

$$F = -2e^{j\varphi_1} e^{j\bar{\alpha} \cos(\Delta\theta - \Omega t)} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{B_s}{j(b_1 + y_1) + (2s+1)x_1 + d} - j\bar{\alpha} \sum_{s=0}^{\infty} B_s \times \right. \\ \left. \times \frac{[j(b_1 + y_1) + (2s+1)x_1 + d] \cos(\Delta\theta - \Omega t) + \Delta \sin(\Delta\theta - \Omega t)}{[j(b_1 + y_1) + (2s+1)x_1 + d]^2 + \Delta^2} \right\}, \quad (5)$$

где $\bar{\alpha} = \alpha \frac{\beta_0 v_0}{\beta_l v_\phi} \approx \alpha \frac{\beta_0}{\beta_l}$ (для малых значений C можно принять $v_0 \approx v_\phi$);

$$\Delta = \frac{\beta_l}{\beta_0 C}; \quad \beta_0 = \frac{\omega}{v_0}.$$

Из соотношения (5) видно, что при $\bar{\alpha} \rightarrow 0$ оно переходит в известное выражение [5].

После не сложных, но громоздких преобразований выражение (5) можно представить в виде:

$$F = A e^{\frac{\bar{\alpha}}{\rho} [\mu_1 \cos \gamma - \mu_2 \sin \gamma]} e^{-j\bar{\alpha} \left[\frac{1}{\rho} (\lambda_1 \cos \gamma + \lambda_2 \sin \gamma) - \cos \gamma \right]}, \quad (6)$$

где $A = -2 e^{j\varphi} \rho e^{j\tau}$ — выходной сигнал в отсутствие модуляции;

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{\eta}{\xi}; \quad \rho = \frac{\xi}{\cos \gamma}; \quad \gamma = \Delta \theta - \Omega t;$$

$$\xi = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cos \delta_s;$$

$$\eta = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \sin \delta_s;$$

$$\lambda_1 = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \psi_s \cos(\delta_s - \varepsilon_s - \gamma);$$

$$\lambda_2 = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \psi_s x_s \cos(\varepsilon_s + \gamma);$$

$$\mu_1 = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \psi_s \sin(\delta_s - \varepsilon_s - \gamma);$$

$$\mu_2 = \sum_{s=0}^{\infty} A_s \psi_s x_s \sin(\varepsilon_s + \gamma);$$

$$A_s = B_s R_s; \quad x_s = \Delta R_s; \quad R_s = \frac{1}{\sqrt{(b_1 + y_1)^2 + [(2s+1)x_1 + d]^2}};$$

$$B_s = \left(\frac{D}{2}\right)^{2s+1} \frac{(-1)^s}{s!(s+1)!}; \quad \psi_s = \frac{1}{\sqrt{1 + 2x_s^2 \cos 2\delta_s + x_s^4}};$$

$$\operatorname{tg} \delta_s = \frac{b_1 + y_1}{(2s+1)x_1 + d}; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_s = \frac{\sin 2\delta_s}{\cos 2\delta_s + x_s^2}.$$

Выражение (6) справедливо лишь с точностью до $\bar{\alpha}^2$. Представление выходного сигнала в форме (6) очень удобно для выделения составляющих спектра, обусловленных амплитудной и фазовой модуляцией выходного сигнала. Амплитудная модуляция связана с действительным показателем в экспоненте, фазовая — с мнимым.

Для краткости ниже будем называть модуляцию выходного сигнала шумом.

Коэффициенты амплитудного и фазового шумов определим следующим образом:

$$K_a = \frac{\bar{\Phi}_a^2}{\bar{\Phi}_0^2};$$

$$K_\phi = \frac{\bar{\Phi}_\phi^2}{\bar{\Phi}_0^2},$$

где $\bar{\Phi}_a^2$ и $\bar{\Phi}_\phi^2$ — усредненные за период частоты модуляции Ω величины мощности амплитудных и фазовых шумов на одной из боковых частот $\omega \pm \Omega$;

$\bar{\Phi}_0^2$ — усредненная величина мощности сигнала несущей частоты ω .

Нетрудно показать, что величины K_a и K_ϕ выражаются формулами:

$$K_a = \left(\frac{\alpha}{2C}\right)^2 \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\Delta^2 \rho^2};$$

$$K_\phi = \left(\frac{\alpha}{2C}\right)^2 \frac{(\lambda_1 - \rho)^2 + \lambda_2^2}{\Delta^2 \rho^2}. \quad (7)$$

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Линейный режим

В случае линейного режима $s=0$ и формулы (7) принимают вид:

$$K_a = \left(\frac{\alpha}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_0 \psi_0}{x_0}\right)^2 [\sin^2(2\delta_0 - \epsilon_0) + x_0^2 \sin^2(\delta_0 - \epsilon_0)];$$

$$K_\phi = \left(\frac{\alpha}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_0 \psi_0}{x_0}\right)^2 \left\{ \left[\cos(2\delta_0 - \epsilon_0) - \frac{1}{\psi_0} \right]^2 + x_0^2 \cos^2(\delta_0 - \epsilon_0) \right\}. \quad (8)$$

Результаты расчетов коэффициентов шума $\bar{K}_{a, \phi} = \frac{K_{a, \phi}}{\left(\frac{\alpha}{2C}\right)^2}$ и их отношения σ в линейном режиме представлены на рис. 1 и 2.

Из анализа и численных расчетов следуют основные выводы, справедливые для наиболее важной области $0 < b_1 < 2$:

1) амплитудный и фазовый коэффициенты шума не зависят от длины системы;

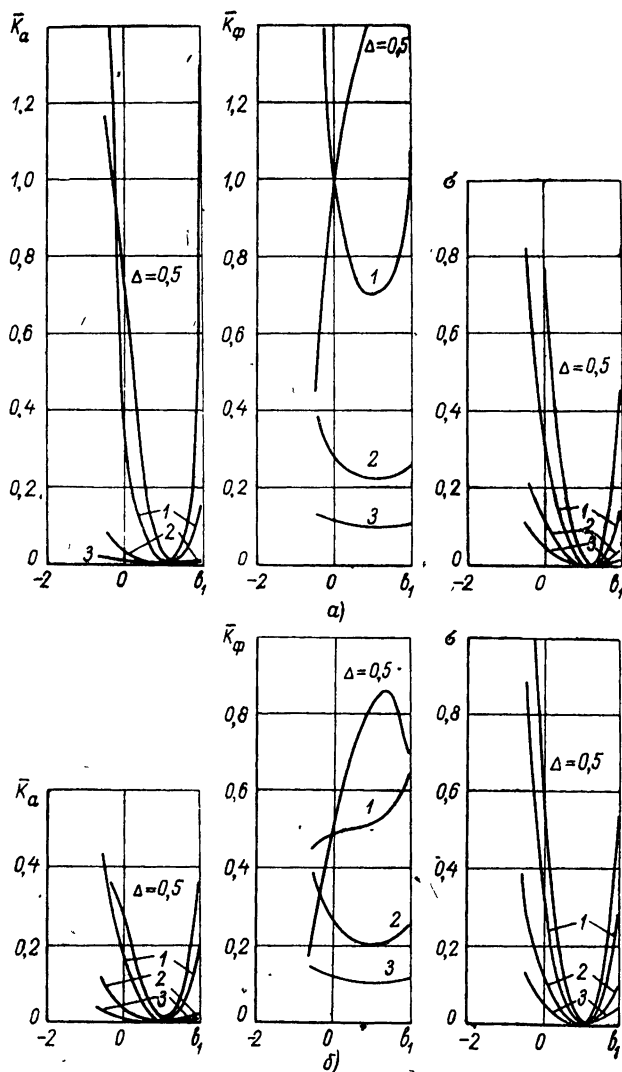


Рис. 1. Изменение амплитудного $\bar{K}_a$ и фазового $\bar{K}_\varphi$ коэффициентов шумов и их отношения σ в линейном режиме в функции параметра несинхронности b_1 ($q=1$; $\Delta=0,5$; 1; 2; 3) для $d=0$ (а) и 0,5 (б).

2) амплитудный коэффициент шума меньше фазового и обращается в нуль при $b_1 + y_1 = 0$;

3) амплитудный и фазовый коэффициенты шума уменьшаются с ростом параметра Δ и для достаточно больших значений Δ ($\Delta \gg 1$) записываются:

$$\bar{K}_a = \frac{f_1(\delta_0)}{\Delta^4}; \quad \bar{K}_\phi = \frac{1}{\Delta^2},$$

т.е. спадают с ростом Δ , как $1/\Delta^4$ и $1/\Delta^2$ соответственно;

4) зависимость амплитудного и фазового коэффициентов шума от параметров b_1 , q , d наиболее резко выражена для малых значений Δ ($\Delta \leq 1$), с ростом Δ эти зависимости сглаживаются.

Нелинейный режим

Из анализа соотношений (7) следуют выводы:

а) амплитудный и фазовый коэффициенты шума зависят от длины системы;

б) амплитудные шумы обращаются в нуль, как и в линейном случае для $b_1 + y_1 = 0$;

в) амплитудный и фазовый коэффициенты шума так же, как и в линейном случае для $\Delta \gg 1$, можно представить

$$K_a = \left(\frac{\alpha}{2C} \right)^2 f_2 \frac{1}{\Delta^4};$$

$$K_\phi = \left(\frac{\alpha}{2C} \right)^2 \frac{1}{\Delta^2};$$

где f_2 — функция длины системы и параметров режима.

Результаты расчетов в нелинейном режиме величин $\bar{K}_a$ и $\bar{K}_\phi$ представлены на рис. 3 для параметров $q=1$, $d=0$, $b_1=0$; 2. Как видно из графиков, характер зависимости шумов от длины системы D (входного сигнала), существенно зависит от Δ . Если для малых значений Δ ($\Delta \leq 1$) $\bar{K}_a$ и $\bar{K}_\phi$ растут в функции D , то для больших ($\Delta \geq 2$) $\bar{K}_a$ уменьшается, а $\bar{K}_\phi$ остается практически постоянным. При этом $\bar{K}_a$ на длине, соответствующей обращению в нуль первой гармоники тока, уменьшается для $\Delta \geq 5$ примерно в 6 раз. Такая сильная зависимость мощ-

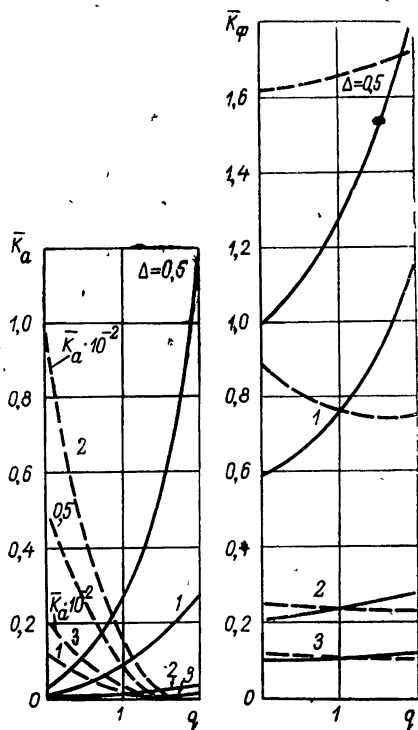


Рис. 2. Изменение амплитудного $\bar{K}_a$ и фазового $\bar{K}_\phi$ коэффициентов шумов в зависимости от параметра пространственного заряда q ($d=0$; $\Delta=0,5$; 1; 2; 3) для $b_1=0,5$ (сплошные кривые) и $b_1=1,5$ (пунктир).

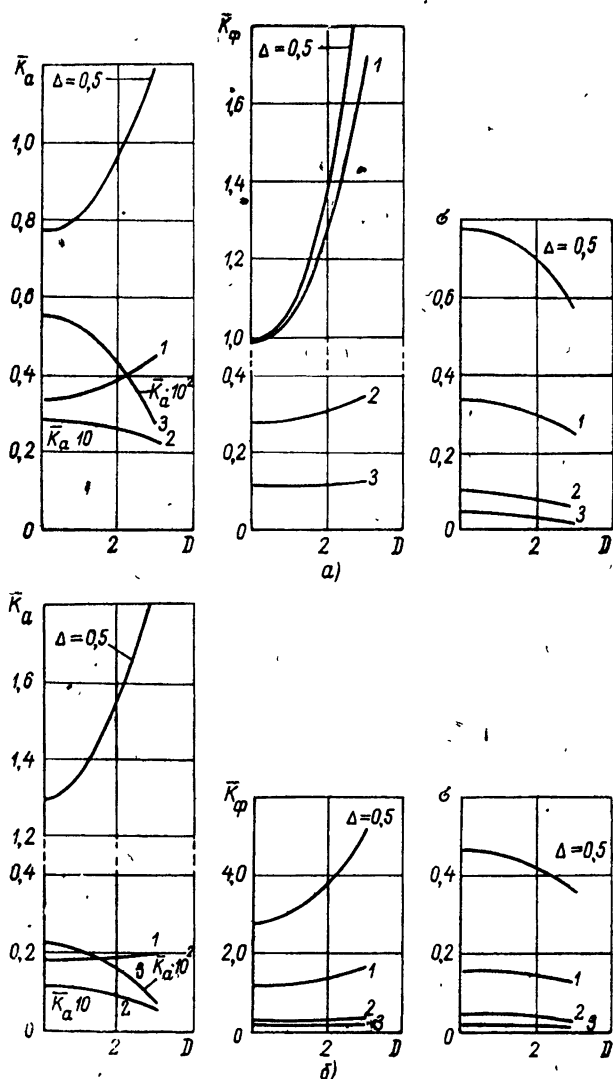


Рис. 3. Изменение амплитудного $\bar{K}_a$ и фазового $\bar{K}_\phi$ коэффициентов шумов и их отношения σ в нелинейном режиме в функции длины системы D ($q=1$; $d=0$; $\Delta=0,5$; 1, 2; 3) для $b_1=0$ (а) и $b_1=2$ (б).

ности шума от длины системы (входного сигнала) дает возможность сделать практические выводы о пределах изменения параметра Δ . Так, например, если экспериментально окажется, что амплитудные шумы уменьшаются в нелинейном режиме, то можно утверждать, что $\Delta \geq 2$.

Тогда из определения $\Delta = \frac{\beta_i}{\beta_0 C} = \frac{\Omega}{\omega} \frac{v_0}{v_i} \frac{1}{C}$ можно сделать выводы о границах изменения v_i , а отсюда и о возможном механизме распространения возмущения в электронном пучке.

Пусть $\frac{\Omega}{\omega} = 10^{-3}$, $C = 5 \cdot 10^{-2}$, тогда $\frac{v_i}{v_0} \leq 10^{-2}$.

Из общего рассмотрения следует, что шумы падают с ростом параметра Δ . При этом для $b_1 \geq 0$ фазовые шумы как в линейном, так и нелинейном режимах больше амплитудных. Таким образом, основная задача состоит в уменьшении фазовых шумов.

Для достаточно больших Δ ($\Delta \geq 3$) запишем K_Φ в виде:

$$K_\Phi = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \left(\frac{\beta_0}{\beta_i}\right)^2.$$

Предполагая, что величины α и β_i , определяющие НЧ модуляцию, слабо зависят от β_0 , можно добиться снижения шумов уменьшением параметра β_0 . Для проверки теории и выяснения механизма НЧ модуляции удобно оперировать величиной $\sigma = \frac{K_\Phi}{K_\Phi}$, так как она не зависит от коэффициента модуляции α . Можно показать, что для больших Δ

$$\sigma \sim \frac{1}{\Delta^2}.$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный теоретический анализ позволяет сделать следующие основные выводы:

1) спектр выходного сигнала как в линейном, так и в нелинейном режимах имеет одинаковый характер;

2) фазовые шумы больше амплитудных;

3) коэффициенты шума в общем случае зависят от длины системы (входного сигнала);

4) уровень шумов можно снизить уменьшением постоянной распространения электронного потока β_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Pierce J. R. Possible fluctuation in electron stream due to ion. Journ. of Appl. Phys., 1948, vol. 19, No 3, pp. 231—236.
2. Юрьев В. И., Ильин А. А. Экспериментальное исследование низкочастотных колебаний ионов в электронных потоках. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 5, стр. 105—118.
3. Юрьев В. И. Теоретическое исследование амплитудного и фазового шума в ЛБВ. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 12, стр. 65—75.
4. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампы с бегущей волной. «Советское радио», М., 1964.
5. Манькин И. А. Приближенный нелинейный анализ лампы с бегущей волной. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4, стр. 15—22.

Статья поступила в редакцию 17 февраля 1969 г.,
после переработки — 30 декабря 1969 г.

УДК 621.385.7.029 64

А. Ф. Голубенцев, А. С. Шаповалов

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ СТАТИСТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КАТОДА НА ЕГО ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА (РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ СТАТЬИ)

Поверхность современных эффективных термокатодов, в частности, оксидного, неоднородна по плотности тока эмиссии, работе выхода, плотности распределения скоростей эмитированных электронов и т. д. В данной работе на основе статистической модели определено общее выражение для функции распределения скоростей электронов $f(v)$ на неоднородном эмитере. Указанное выражение учитывает размеры и концентрацию эмитирующих центров, изменение плотности распределения скоростей вдоль поверхности катода.

Полученные результаты используются для анализа распределения скоростей электронов и шумовых свойств катода с неэквипотенциальными эмитирующими зернами. Предполагается, что основной причиной неэквипотенциальности эмитирующих зерен является поперечное падение напряжения на оксидном покрытии и эмиссия электронов из его пор и углублений. Если начальные скорости электронов на поверхности любого микрокристалла распределены по закону Рэлея, а плотность распределения электронов $\omega(\varphi)$ по потенциалу φ , которым они ускоряются в поре, является равномерной

$$\omega(\varphi) = \frac{1}{\varphi_0} \int_{-\infty}^{\varphi} \{\delta(\varphi) - \delta(\varphi - \varphi_0)\} d\varphi,$$

то функция $f(v)$ для случая неоднородного катода имеет вид:

$$f(v) = p_1 \left\{ \frac{v}{q_0 \sigma^2} \left(1 - e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \right) \int_{-\infty}^v [\delta(v) - \delta(v - \sqrt{2\eta\varphi_0})] dv + \right. \\ \left. + \frac{e^{q_0} - 1}{q_0} \frac{v}{\sigma^2} e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \int_{-\infty}^v \delta(v - \sqrt{2\eta\varphi_0}) dv \right\} + (1 - p_1) \frac{v}{\sigma^2} e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \int_{-\infty}^v \delta(v) dv,$$

где

$$p_1 = \frac{I_1}{I_0} = \frac{j_1 (1 - e^{-\pi r^2 d})}{j_1 - (j_1 - j_2) e^{-\pi r^2 d}},$$

$$q_0 = \frac{e\varphi_0}{kT_c},$$

$$\sigma^2 = \frac{kT_c}{m},$$

$$\eta = \frac{e}{m},$$

e — заряд электрона,

m — масса электрона,

k — постоянная Больцмана,

T_c — температура катода,

I_0 — полный ток пучка,

I_1 — ток эмиссии пор,

j_1 — плотность тока эмиссии пор,

j_2 — плотность тока эмиссии внешних зерен покрытия,

$\bar{d}$ — поверхностная концентрация пор,

$\bar{r}^2$ — средний квадрат радиуса выходного отверстия поры.

В этом случае среднее значение $\bar{v}$ и дисперсия $D(v)$ скорости в электронном пучке равны:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \lambda_0, \quad D(v) = \frac{\sigma^2}{2} (4 - \pi) \gamma_0,$$

где $\lambda_0 = 1 + p_1(G - 1)$,

$$\gamma_0 = 1 + p_1 \left[\frac{2q_0}{4 - \pi} - \frac{2\pi}{4 - \pi} (G - 1) \right] - p_1^2 \frac{\pi}{4 - \pi} (G - 1)^2,$$

$$G = \frac{2}{\sqrt{\pi q_0}} + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{q_0}{\pi}} + \frac{1}{q_0} \{ e^{q_0} [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{q_0})] - 1 \}.$$

При известных условиях [1] минимальный избыточный коэффициент шума ЛБВ усилителя с неоднородным катодом составит

$$F_{\min} - 1 = \sqrt{4 - \pi} \frac{T_c}{T} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\gamma_0} \lambda_0,$$

здесь T — температура входной цепи.

Как показывает расчет, увеличение избыточного коэффициента шума $\sqrt{\gamma_0} \lambda_0$ максимально при $p_1 \approx 0,8$ и для $q_0 = 10$ составляет 4,4. При $T_c = 160^\circ \text{K}$ значению $q_0 = 10$ соответствует $\varphi_0 = 1 \text{ в}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Шумы в электронных приборах». Под редакцией Л. Д. Смуллина и Г. А. Хауса. М.—Л., «Энергия», 1964.

Полный текст рукописи находится в фондах института «Электроника», № ДЭ-176.

УДК 621 385.64

А. Я. Эльберт**К ИНЖЕНЕРНОМУ РАСЧЕТУ ЭЛЕМЕНТОВ СВЯЗИ МАГНЕТРОНА**

Дается инженерный расчет параметров петли связи для резонаторных систем магнетронов типа «щель—отверстие» и секторного типа.

Электродинамическим методом выведены простые формулы, связывающие параметры нагрузки, длину волны и геометрические размеры петли связи для обоих случаев. Экспериментальная проверка полученных формул позволяет констатировать их достаточно высокую точность для практических расчетов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из задач конструирования многорезонаторных магнетронов является выбор размеров элемента связи линии передачи с резонатором. В магнетронах средней мощности при $\lambda \geq 3$ см чаще всего используется выходное устройство коаксиального или коаксиально-волноводного типа. В таких выходных устройствах элементом связи служит петля. Петля связи должна обеспечить трансформацию в резонатор проводимости нагрузки, при которой достигается заданное значение затягивания частоты.

В литературе [1, 2] имеются приближенные выражения, с помощью которых можно рассчитать площадь петли по заданному коэффициенту трансформации. При этом предполагается, что после создания модели магнетрона размеры петли могут быть скорректированы. При наличии более точных формул такая корректировка может, вообще говоря, не понадобиться.

В настоящей статье выводятся выражения для расчета площади петель связи в резонаторах лопаточного типа и в резонаторах типа «щель—отверстие».

Обозначим амплитуду напряжения между сегментами анодного блока через U_1 , а э.д.с. индукции, наводимую переменным магнитным полем резонатора в петле связи, через U_2 . Петля связи может быть представлена эквивалентным трансформатором. Одним из параметров этого трансформатора является коэффициент трансформации a_T , который можно считать действительной величиной, если пренебречь потерями в петле связи:

$$a_T = \frac{U_2}{U_1} = \sqrt{\frac{g_n}{g_{вх}}}, \quad (1)$$

где g_n — активная проводимость нагрузки с учетом передающей линии и трансформирующего действия петли связи,

g_{yx} — входная активная проводимость линии передачи, подключенной к магнетрону [5] (в случае согласованной нагрузки $g_{yx} = y_0$ — волновой проводимости линии передачи).

Отметим, что g'_n подключено к «зажимам» параллельного колебательного контура, эквивалентного резонатору магнетрона.

Необходимое значение g'_n рассчитывается из выражения:

$$g'_n = \frac{y_{0k}}{Q_{вн}},$$

где y_{0k} — характеристическая проводимость резонаторной системы магнетрона,

$Q_{вн}$ — внешняя добротность резонатора.

Перед началом расчета разработчик должен знать размеры резонаторов магнетрона, среднюю длину волны λ и коэффициент трансформации α_T .

2. РАСЧЕТ ПЛОЩАДИ ПЕТЛИ В РЕЗОНАТОРАХ ЛОПАТОЧНОГО ТИПА

Резонатор лопаточного типа является секторной линией (рис. 1), возбуждаемой источником э. д. с. с амплитудой U_1 .

Амплитуда тока в секторной линии имеет вид [3]:

$$J_m = \frac{U_1 [N_0(kr) J_1(kb) - J_0(kr) N_1(kb)]}{\frac{120\pi\phi a}{h} [N_1(ka) J_1(kb) - J_1(ka) N(kb)]} \quad (2)$$

Амплитуда напряженности магнитного поля может быть найдена из соотношения:

$$H_m = \frac{J_m}{h}, \quad (3)$$

где h — длина анодного блока.

Тогда амплитуда магнитного потока, пронизывающего петлю связи, равна:

$$\Phi_m = \int_{S_n} \mu_0 H_m dS, \quad (4)$$

где S_n — площадь петли.

Амплитуда э. д. с., наводимая в петле:

$$U_2 = \omega \Phi_m. \quad (5)$$

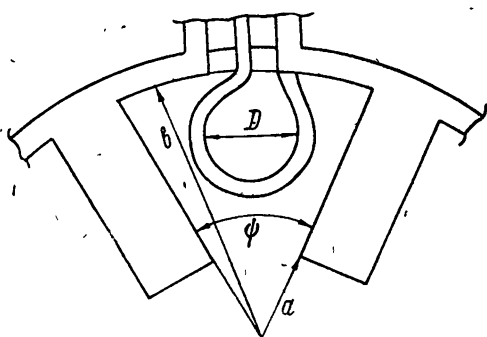


Рис. 1. К расчету параметров петли связи для резонаторов системы магнетрона секторного типа.

Таким образом, с учетом (2) — (5):

$$\alpha_r = \frac{U_2}{U_1} = \frac{(2\pi)^2}{\phi \lambda^2 ka} \frac{F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right) S_n}{[N_1(ka) J_1(kb) - J_1(ka) N_1(kb)]}, \quad (6)$$

где

$$F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right) = \frac{1}{S_n} \int_{S_n} [N_0(kr) J_1(kb) - N_1(kb) J_0(kr)] dS.$$

График функции $F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right)$ для $\frac{D}{b} = 0,2; 0,4$ и $0,6$ приведен на рис. 2. Как видно, $F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right)$ мало зависит от $\frac{D}{b}$, и, поэтому при дальнейших расчетах будем принимать $F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right)$, рассчитанную при $\frac{D}{b} = 0,4$.

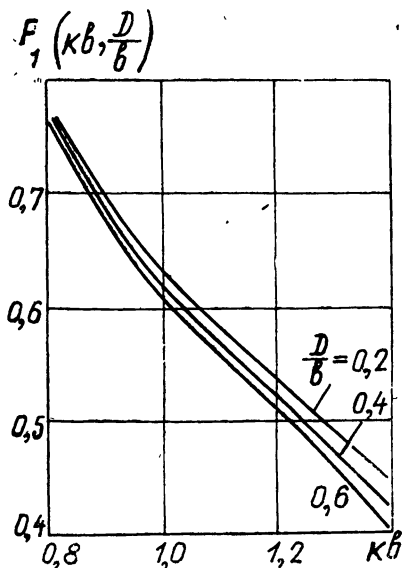


Рис. 2. График функций $F_1\left(kb, \frac{D}{b}\right)$.

Был произведен расчет функции $F_2(ka, kb)$ для $\frac{b}{a} = 60, 20, 10, 8, 6, 4, 3$ и $\frac{D}{b} = 0,4$:

$$F_2(ka, kb) = \frac{F_1\left(ka, \frac{D}{b}\right)}{[N_1(ka) J_1(kb) - J_1(ka) N_1(kb)] ka}.$$

Оказалось, что $F_2(ka, kb)$ практически не зависит от ka .

В таблице приведены значения $F_2(ka, kb)$ для разных $\frac{b}{a}$ при $kb = 1,0$.

Т а б л и ц а

$\frac{b}{a}$	60	20	10	8	6	4	3
ka	0,0167	0,05	0,1	0,125	0,167	0,25	0,334
$F_2(ka, kb)$	2,36	2,20	2,22	2,22	2,22	2,26	2,34

Усредненные значения $F_2(ka, kb)$ для разных kb представлены на рис. 3.

Таким образом, для инженерных расчетов формула (6) может быть записана в виде:

$$\alpha_r = \frac{39,6}{\phi \lambda^2} F_2(ka, kb) S_n. \quad (6')$$

Отсюда для лопаточных резонаторов площадь петли рассчитывается с помощью рис. 3 по формуле:

$$S_n = \frac{\alpha_r \phi \lambda^2}{39,6 F_2(ka, kb)}. \quad (7)$$

3. РАСЧЕТ ПЛОЩАДИ ПЕТЛИ СВЯЗИ В РЕЗОНАТОРЕ ТИПА «ЩЕЛЬ—ОТВЕРСТИЕ»

В цилиндрическом резонаторе, возбуждаемом щелью (рис. 4), амплитуда напряженности магнитного поля определяется выражением [4]:

$$H_m = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\nu_0}} \frac{E_\gamma}{\pi} \left[\frac{J_0(kR)}{J'_0(kR)} + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin p\gamma}{p\gamma} \frac{J_p(kR)}{J'_p(kR)} \cos p\varphi \right], \quad (8)$$

где $E = \frac{U_1}{2R_\gamma}$ — амплитуда напряженности электрического поля в щели.

Функции, входящие в (8), можно представить бесконечными рядами:

$$\frac{J_0(kR)}{J'_0(kR)} = -\frac{2}{kR} + \frac{kR}{4} - \frac{5}{96}(kR)^3 + \dots,$$

$$\frac{J_p(kR)}{J'_p(kR)} = \frac{kR}{p} + \frac{(kR)^3}{2p(p+1)} + \dots,$$

$$\frac{\sin p\gamma}{p\gamma} = 1 - \frac{(p\gamma)^2}{6} + \frac{(p\gamma)^4}{120} - \dots$$

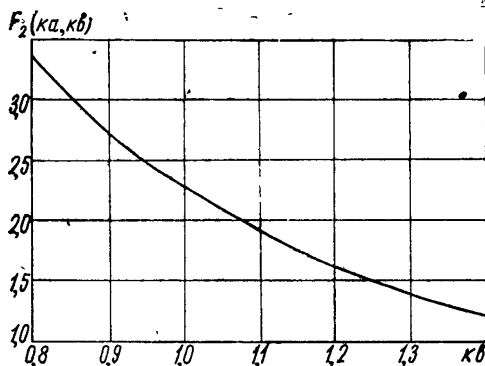


Рис. 3 График функции $F_2(ka, kb)$.

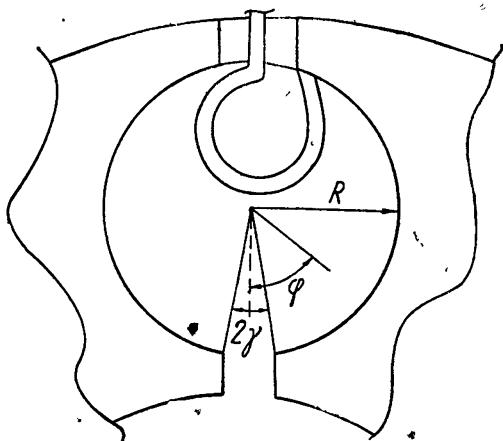


Рис. 4. К расчету параметров петли связи для резонансной системы магнетрона типа «щель—отверстие».

Напряженность магнитного поля имеет постоянную составляющую, пропорциональную функции $\frac{J_0(kR)}{J'_0(kR)}$, и пульсации, пропорциональные членам ряда в выражении (8).

Расчеты показывают, что пульсациями магнитного поля можно пренебречь, так как амплитуда первой гармоники ($p=1$) составляет 3—4% от постоянной составляющей и амплитуды гармоник убывают с ростом p . Кроме того, в пучности магнитного поля (где находится обычно центр петли) поля четных и нечетных гармоник направлены в противоположные стороны. Следует иметь также в виду, что при $kR \ll 1$ (что обычно выполняется для реальных магнетронов) членом $(kR)^3$ и больших степеней можно пренебречь.

С учетом этих упрощений, незначительно снижающих точность расчета, формула (8) может быть записана в следующем виде:

$$H_m = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{U_1}{2R\pi} \left[\frac{2}{kR} - \frac{kR}{4} \right]. \quad (8')$$

Амплитуда э. д. с., наводимой в петле:

$$U_2 = \frac{d\Phi}{dt} = \omega \mu_0 H_m S_n.$$

Учитывая, что $\omega \mu_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$U_2 = \frac{U_1}{\lambda R} \left[\frac{2}{kR} - \frac{kR}{4} \right] S_n = \frac{2\pi U_1}{\lambda^2} \left[\frac{2}{(kR)^2} - \frac{1}{4} \right] S_n,$$

Площадь петли выражается через α_T :

$$\alpha_T = \frac{U_2}{U_1} = \frac{2\pi}{\lambda^2} \left[\frac{2}{(kR)^2} - \frac{1}{4} \right] S_n,$$

откуда

$$S_n = \frac{\alpha_T \lambda^2}{2\pi \left[\frac{2}{(kR)^2} - \frac{1}{4} \right]}. \quad (9)$$

По (7) и (9) были рассчитаны S_n для магнетронов LCW, 2J38 и 2J32 [4]. Расчетные значения S_n отличались от размеров петель связи, использованных в конструкциях этих магнетронов, не более чем на 25%. При этом следует отметить, что при расчете g_n по формуле (1) для определения необходимого α_T использовались значения $Q_{вн}$ и y_{0k} [5], которые экспериментально измеряются с ошибкой до 10%. Кроме того, в расчете принималось, что $g_{вх} = y_0$. В реальной конструкции $g_{вх}$ могло отличаться от y_0 .

Таким образом, можно считать, что с достаточной для практики точностью выражения (7) и (9) дают возможность рассчитывать площадь петли связи.

В заключение автор выражает благодарность доценту Иванову В. Н. за обсуждение статьи.

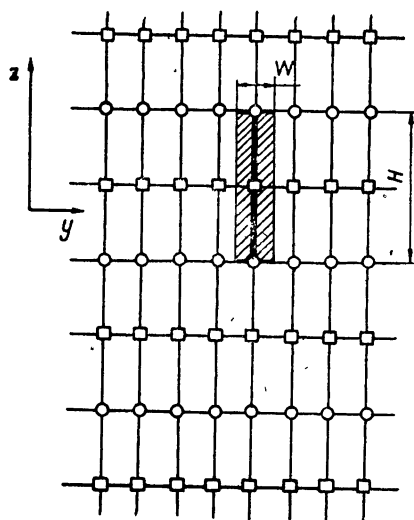
ЛИТЕРАТУРА

1. Туровер Я. М. Приближенный расчет взаимной индукции петель связи и цилиндрической полости многорезонаторной системы. «Радиотехника и электроника», 1956, т. III, вып. 6, стр. 839—843.
2. Шлифер Э. Д. Расчет многорезонаторных магнетронов. Изд. МЭИ, 1966.
3. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот, «Советское радио», 1955.
4. Магнетроны сантиметрового диапазона. Под ред. С. А. Зусмановского. «Советское радио», 1950.
5. Бычков С. И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. «Советское радио», 1967.

Статья поступила в редакцию 28 октября 1969 г.

ИЗОЧАСТОТЫ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ МНОГОЭТАЖНОГО ТИПА

В работе [1] рассмотрен вывод уравнения дисперсии двумерно периодической многоэтажной замедляющей системы типа многопроводной линии, свернутой в цилиндр и периодически вдоль оси нагруженной реактивными элементами. С точностью до принятых в [1] допущений указанную замедляющую систему можно представить в виде плоской



двумерно периодической ортогональной решетки, показанной на рис. 1. На рисунке выделена основная элементарная ячейка прямой решетки. Период ячейки в направлении оси y обозначен через W , в направлении оси z — через H . Прямая решетка обладает группой симметрии $P_{\infty\infty}$ (в обозначениях работы [2]). Это приводит к тому, что границы зоны обратной решетки лежат в плоскостях симметрии и составляющая $\text{grad}_z \omega$ в направлении, перпендикулярном к этим плоскостям, равна нулю.

Расчет изочастот проводился с использованием формул работы [1]. Общая картина изочастот построена в соответствии с условиями, определяемыми группами симметрии рассматриваемой двумерно периодической замедляющей системы. В качестве исходной взята система с

Рис. 1. Общий вид прямой решетки

$N=16$ (N — число проводников многопроводной линии). Изочастоты указанной замедляющей системы показаны на рис. 2. Вокруг экстремальных точек поверхности дисперсии (точки A_k и A'_k ; $k=1, 2, \dots$) изочастоты представляют собой замкнутые эллипсовидные линии подобно замкнутым изоэнергетическим линиям в кристаллах. Особенностью данной картины изочастот является наличие эллиптических и гиперболических точек, которые не совпадают с узлами обратной решетки (точки A_k и B_k ; $k=1, 2, \dots$). Кроме того, свойства замедляющей системы существенно различны вдоль осей y и z . Замыкание системы во-

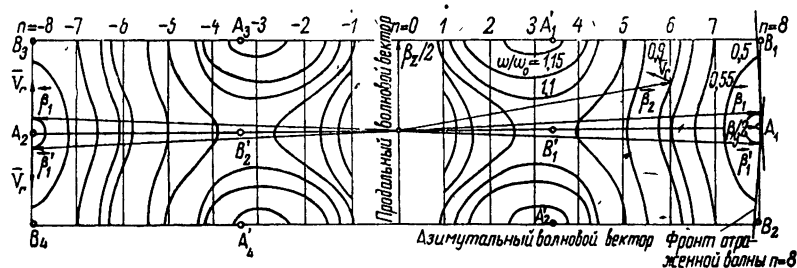


Рис. 2. Общая картина изочастот в нулевой зоне обратной решетки.

круг оси z , вдоль которой связь между ячейками емкостная, приводит к появлению достаточно узких полос пропускания отдельных типов волн, почти не перекрывающих друг друга. Дисперсионные характеристики представляют собой однозначные функции частоты. Замыкание системы вокруг оси y вызывает появление широких полос пропускания различных типов волн, которые практически сливаются друг с другом. При этом дисперсионные характеристики выражаются в виде двузначных функций частоты с изменяющимся знаком дисперсии. Поэтому замыкание системы вокруг оси z предпочтительнее и ниже рассматривается только этот случай.

Замыкание системы вокруг оси z накладывает на составляющие волнового вектора β_y условие, определяемое равенством:

$$\beta_y = \frac{\Psi_n}{W} = \frac{2\pi n}{N} \frac{1}{W}; \quad -\frac{N}{2} < n \leq \frac{N}{2}, \quad (1)$$

где n — целое число (номер типа волны).

На плоскости обратной решетки условию (1) соответствуют прямые линии, параллельные оси z , на которых оканчиваются волновые векторы.

Волне с $n=8$ (волна π -вида) соответствует низшая полоса пропускания рассматриваемой системы. Конец волнового вектора этого типа волны β_1 скользит по границе нулевой зоны и градиент частоты $\text{grad}_\beta \omega = v_{\text{гр}}$ имеет единственную составляющую вдоль границы (по оси системы). Волна π -вида по своей структуре — стоячая в азимутальном направлении и бегущая — вдоль оси системы. Дисперсия волны положительна, наклон фронта к оси системы меняется от 0 до угла $\alpha = \text{arctg} \frac{W}{H}$. В реальных конструкциях этот угол мал и составляет

7—10°. Структура обратной волны π -вида для системы с ортогональной решеткой аналогична структуре прямой волны.

В рассматриваемой системе волне π -вида соответствует угол между векторами групповой и фазовой скоростей меньше $\frac{\pi}{2}$.

При конструировании реальных систем важной является величина разделения между критической частотой π -вида ($\beta_z=0$) и критической частотой волны, ближайшей к π -виду по азимутальному замедлению. Увеличение указанного разделения достигается за счет роста $\text{grad}_\beta \omega$;

при этом величина $\text{grad}_\varphi \omega$ может оставаться практически постоянной. Из приведенной картины изочастот также видно, что с ростом числа проводников многопроводной линии N упомянутое разделение падает, что обычно наблюдается на практике.

Область изочастот, которой соответствуют волны с $n = \pm 5, \pm 6, \pm 7$, имеет характерный вид. Изочастоты представляют собой незамкнутые линии. При этом в направлении оси системы дисперсия положительна, в ортогональном к оси направлении — отрицательна. Угол между векторами групповой и фазовой скоростей — больше $\pi/2$. Волны с $n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 7$ вырождены, так как система имеет ось симметрии. Наиболее интересной, как уже указывалось в работе [1], является волна с $n = 6$. Структура поля волны с $n = 6$ в поперечном сечении достаточно близка структуре поля волны π -вида (большое азимутальное замедление). Поверхность дисперсии имеет в этом районе максимальную крутизну ($\text{grad}_\varphi \omega = \text{макс}$) и соответственно максимальное разделение с ближайшими типами волн. Поэтому волна с $n = 6$ обладает существенными достоинствами из всех подобных (вырожденных) волн. Обратные вырожденные волны в прямоугольной решетке имеют ту же структуру и те же полосы пропускания, что и прямые, с таким же по отношению к оси наклоном фронта.

Таким образом, анализ картины изочастот позволяет оценить особенности рассматриваемой замедляющей системы с точки зрения выбора направления замыкания и направления распространения нормальных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мясников В. Е. Дисперсионные свойства многотажной замедляющей системы. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 3, стр. 51—62.
2. Силин Р. А. К теории симметрии двумерно периодических замедляющих систем. Ч. I. Зеркальные плоскости, поворотные и зеркально-поворотные оси. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 11, стр. 127—148.

Поступило в редакцию 6 июня 1969 г.,
после переработки — 18 декабря 1969 г.

УДК 621.385.632 : 533.9 ... 12

А. И. Рогашкова

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Хорошо известны два типа продольного взаимодействия электронного пучка с плазмой в волноводе, приводящие к усилению ВЧ сигнала [1]: взаимодействие с медленными волнами и взаимодействие с наведенными зарядами. Расчеты по линейной теории предсказывают весьма высокое усиление сигнала в системе плазма—пучок, возможное за счет проведения больших токов через плазму и большой эффективности взаимодействия. Для создания усилителей на плазме в настоящее время наиболее широко используется второй тип взаимодействия. Конструкция таких приборов напоминает обычный вакуумный клистрон, пространство дрейфа которого заполнено плазмой. Для модуляции пучка и съема энергии используются отрезки замедляющих систем либо резонаторы.

Рассмотрим работу такого усилителя на простейшей модели: металлический волновод радиусом a заполнен плазмой, вдоль оси волновода действует постоянное магнитное поле напряженностью H_0 и проходит модулированный по плотности электронный пучок того же радиуса a с постоянной скоростью u_0 . Предполагается, что плазменная частота пучка много меньше плазменной частоты: $\omega_{pe} \ll \omega_p$.

Известно, что при определенных соотношениях между частотой модуляции и параметрами плазмы модуляция в пучке будет нарастать. Чтобы понять механизм усиления, рассмотрим, как ведет себя плазма под действием пучка. Из уравнения непрерывности для плазмы имеем:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_p}{\partial t} + \rho_{0p} \left[\frac{\partial v_{zp}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_{rp}) \right] = 0, \quad (1)$$

где $\tilde{\rho}_p$, ρ_{0p} — переменная и постоянная составляющие плотности заряда плазмы,

$$v_{zp} = \frac{e E_z}{j m \omega}, \quad v_{rp} = \frac{e E_r}{j m \omega \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)},$$

v — скорость,

E — напряженность электрического поля (предполагается, что все переменные величины меняются по закону $e^{j(\omega t - \gamma z)}$).

Учитывая, что в плазменном волноводе с металлическими стенками в приближении медленных волн [1].

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) = \frac{1}{j\gamma r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = \frac{p_1^2 E_z}{j\gamma a^2}, \quad (2)$$

$$E_z \sim J_0 \left(p_1 \frac{r}{a} \right) e^{j(\omega t - \gamma z)},$$

где p_1 — первый корень функции Бесселя [$J_0(p_1) = 0$], уравнение непрерывности (1) перепишем в виде:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_p}{\partial t} + \frac{e \rho_{0p}}{j m \omega} \left[\frac{p_1^2}{j\gamma \left(1 - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right)} - j\gamma \right] E_z = 0. \quad (3)$$

Напряженность поля E_z найдем из уравнения:

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\tilde{\rho}_p + \tilde{\rho}_b}{\epsilon_0}, \quad \left(\frac{p_1^2}{a^2} + \gamma^2 \right) E_z = \frac{\tilde{\rho}_p + \tilde{\rho}_b}{\epsilon_0} j\gamma. \quad (4)$$

Подставляя это соотношение в предыдущее уравнение, получим:

$$\tilde{\rho}_p = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\left[\frac{p_1^2}{\gamma^2 a^2 \left(1 - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right)} + 1 \right]}{\epsilon_z + \frac{\epsilon_r p_1^2}{\gamma^2 a^2}} \tilde{\rho}_b, \quad (5)$$

где ω_p , ω_H — плазменная и циклотронная частоты соответственно, ϵ_z , ϵ_r — компоненты тензора диэлектрической проницаемости; индекс b относится к пучку.

Данное уравнение описывает процесс наведения зарядов в плазме под действием модулированного пучка. Соотношение (5) можно записать иначе:

$$\tilde{\rho}_p \sim \Gamma \tilde{\rho}_b,$$

где $\Gamma = \frac{1}{\epsilon_z + \frac{\epsilon_r p_1^2}{\gamma^2 a^2}}$ представляет собой не что иное как коэффициент

депрессии [2] и характеризует постоянную нарастания волн плотности.

Из (5) следует, что если $\Gamma < 0$, то в плазме возникают волны плотности, сдвинутые по фазе на 180° относительно волн пучка, т.е. сгустки электронов в плазме располагаются между сгустками в пучке и, компенсируя расталкивательные силы, способствуют уплотнению сгустков пучка по мере прохождения их через плазму. Таким образом, коэффициент депрессии для пучков в плазме характеризует амплитуду волн наведенных в плазме зарядов, а знак его — фазовый сдвиг между волнами плотности в плазме и пучке и возможность нарастания модуляции в пучке при взаимодействии с наведенными зарядами.

Линейная теория плазменных усилителей в настоящее время разработана довольно подробно. Для анализа нелинейного режима взаимодействия пучков с плазмой воспользуемся уравнениями теории ЛБВ [3] в предположении, что $F_n = 0$:

1) выражение для поля пространственного заряда

$$E_Q = \sum_n \frac{j\Gamma_n i_n}{n\omega S} e^{jn\Phi},$$

$$\Gamma_n = \frac{1}{\epsilon_{zn} + \frac{\epsilon_{rn} p_1^2}{\gamma_e^2 a^2}},$$

$$\gamma_e = \frac{\omega}{u_0}; \quad (6)$$

$$i_n = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{-jn\Phi} d\varphi_0;$$

2) уравнение движения

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = - \left(1 + \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^3 \operatorname{Re} E_Q,$$

$$\theta = \gamma_e z,$$

$\Phi = \omega t - \theta$ — фаза электрона в плоскости θ ,
 φ_0 — фаза влета в пространство взаимодействия,
 Γ_n — коэффициент депрессии на частоте $n\omega$,
 ω — рабочая частота,
 i_n — амплитуда n -й гармоники.

Эти уравнения можно использовать для расчета плазменного клистрона. Отличие от вакуумных приборов состоит в том, что в вакууме $\Gamma > 0$, а в плазме при $\omega < \min\{\omega_n, \omega_p\}$ величина $\Gamma < 0$. Система (6) решалась на ЦВМ БЭСМ-2 с начальными условиями, отражающими модуляцию пучка по скорости:

$$\theta = 0, \quad \Phi = \varphi_0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = - \frac{\alpha \cos \varphi_0}{1 + \alpha \cos \varphi_0},$$

$\alpha = \frac{|\bar{v}|}{u_0}$ — глубина модуляции.

На рис. 1 представлена зависимость амплитуд гармоник тока от безразмерной длины пространства взаимодействия в плазменном клистроне. Наряду с основной гармоникой тока появляются высшие гармоники с довольно большой относительной амплитудой. Все гармоники достигают своего максимального значения на одинаковом расстоянии, когда образуется электронный сгусток. Для сравнения на том же рисунке построены кривые амплитуд гармоник тока в вакуумном клистроне (пунктир). Анализ кривых показывает, что плазма в простран-

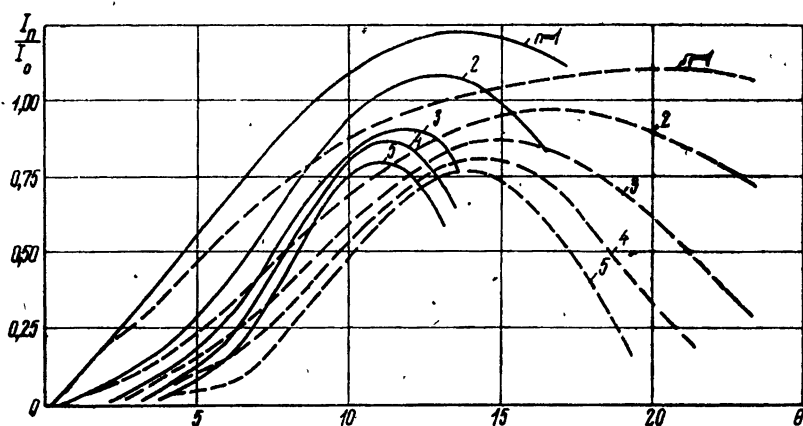


Рис. 1. Изменение амплитуд гармоник тока вдоль пространства дрейфа при модуляции резонатором ($\frac{\omega_{pe}}{\omega} = 0,1$):

сплошные кривые — $\Gamma_1 = -1,8$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \Gamma_5 = 1$, $\alpha = 0,1$; пунктирные кривые — $\Gamma_1 = 1$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \Gamma_5 = 0$, $\alpha = 0,1$.

стве дрейфа способствует более быстрому образованию сгустка: при этом, как показали расчеты, чем больше отрицательное значение коэффициента депрессии (по абсолютной величине), тем меньше длина дрейфа, на которой гармоники тока достигают максимума.

Плазменный усилитель рассматриваемого типа можно использовать в качестве умножителя частоты с одновременным усилением.

На рис. 2 показано изменение амплитуд тока, когда $2\omega \approx \omega_p$. В этом случае вторая гармоника тока по своей максимальной величине превосходит величину тока на частоте модуляции.

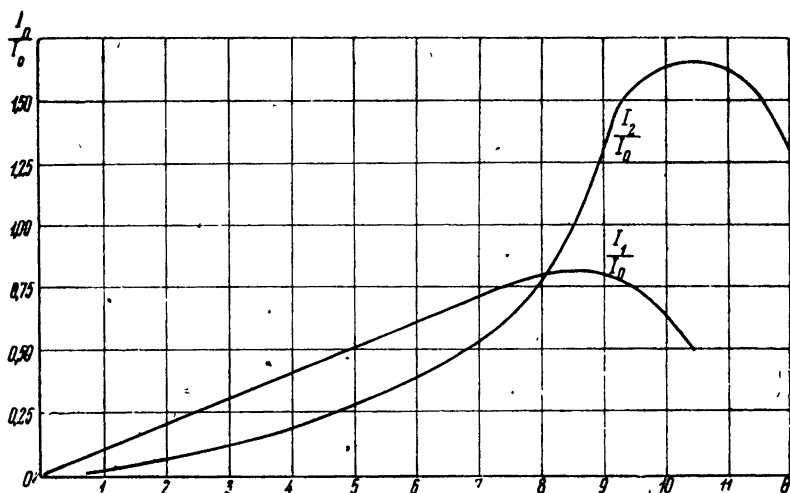


Рис. 2. Зависимость амплитуд гармоник тока от безразмерной длины в случае $2\omega = \omega_p$ ($\Gamma_1 = -0,2$, $\Gamma_2 = -20$, $\alpha = 0,1$).

Для отбора ВЧ энергии от пучка нередко используются отрезки замедляющих систем. В отличие от резонатора замедляющая система осуществляет модуляцию электронного пучка как по скорости, так и по плотности. На рис. 3 представлено изменение амплитуд первой и второй гармоник поля по длине съемной секции для двух положений: когда сгусток образуется внутри секции (пунктирные кривые) и когда сгусток образуется перед выходной секцией (сплошные кривые). При расчете поля в замедляющей системе использованы нелинейные уравнения, приведенные в [3].

Расчеты по формуле:

$$\eta_n = \frac{F_n^2 \left(\frac{C_n}{C_1}\right)^3 C_1}{2(1 + b_n C_n)^2}, \quad (7)$$

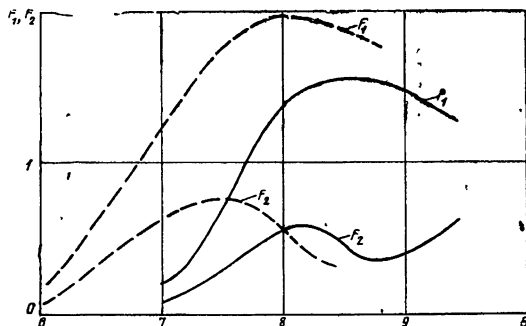


Рис 3 Изменение амплитуд гармоник поля вдоль выходной секции $b_1=b_2=0$, $C_1=0,2$, $C_2=0,01$.

где C_n — параметр усиления,

b_n — параметр несинхронности на частоте $n\omega$,

показывают, что к.п.д. такого прибора существенно зависит от положения выходной секции и получается выше, когда сгусток образуется внутри секции: $\eta_1^{(1)}=36\%$ и $\eta_1^{(2)}=23\%$ для первого и второго случаев соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кислов В. Я., Богданов Е. В. Взаимодействие медленных плазменных волн с потоком электронов. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, стр. 1974.
2. Рогашкова А. И., Цейтлин М. Б. К расчету усиления в системе плазма — пучок. «Радиотехника и электроника», 1968, т. 13, стр. 1324.
3. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. «Советское радио», М., 1964.

Поступило в редакцию 13 октября 1969 г.,
после переработки — 28 января 1970 г.

УДК 621 385.7

Н. П. Гулина

К ОЦЕНКЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА С КАТОДА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Если известно распределение электрического поля в электроннооптической системе прибора, то можно определить ряд ее параметров, в частности, плотность тока с катода. Для определения этого параметра пользуются следующей методикой. На близком к катоду расстоянии выбирают эквипотенциальную поверхность, которую рассматривают как анод элементарного диода, образованного участком поверхности катода и выбранной эквипотенциальной поверхностью, параллельной этому участку катода. Полагая скорость электронов на катоде равной нулю, определяют плотность тока с катода по известному закону степени $3/2$.

Если для электрического поля эта методика является достаточно строгой, то для комбинированного электрического и магнитного полей ее применение приводит к определенной погрешности. Погрешность обусловлена тем, что при наличии магнитного поля распределение потенциала вблизи катода отличается от закона степени $4/3$, справедливого только для электростатического случая.

Известно [1], что в магнитном диоде потенциалы поля вблизи катода меньше, чем в электрическом диоде. Таким образом, плотность тока с катода в магнитном поле, рассчитанная по закону степени $3/2$ для эквивалентного диода, всегда больше своей истинной величины. Погрешность при этом зависит от величины магнитного поля и расстояния до выбранной для расчета эквипотенциали.

Оценим количественно эту погрешность для бесконечного плоскопараллельного диода, помещенного в однородное поперечное магнитное поле. Для такого диода в работе [1] получены аналитические выражения для определения тока с катода и потенциала поля в любой точке. Рассмотрим следующее отношение плотностей тока:

$$K = \frac{j_m}{j_{\text{расч}}}, \quad (1)$$

где j_m — истинное значение плотности тока с катода в магнитном диоде, определяемое по формулам работы [1],

$j_{\text{расч}}$ — расчетное значение плотности тока, определяемое по закону степени $3/2$ для значения потенциала в заданной точке поля, вычисляемого по формулам работы [1].

Отношение (1) можно рассматривать как поправочный коэффициент, который показывает, во сколько раз следует изменить величину тока, рассчитанную по закону степени $3/2$, чтобы получить правильное значение тока.

Используя соотношения работы [1], можно получить формулы для расчета поправочного коэффициента для двух случаев:

магнитное поле равно или больше критического ($n \geq 1$),

$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{\frac{9}{4\pi} n^3 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}\right) \xi^2}{\left[n^2 \xi^2 + \frac{n^2}{4\pi^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}\right) (1 - \cos 2\pi n\tau)^2\right]^{3/2}}, \\ \xi &= \frac{1}{2\pi} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}\right) (2\pi n\tau - \sin 2\pi n\tau), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

магнитное поле меньше критического ($n < 1$),

$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{\frac{9}{2} n^2 \xi^2 \frac{1}{\omega T - \sin \omega T}}{\left[n^2 \xi^2 + (1 - n^2) \left(\frac{1 - \cos 2\pi n\tau}{1 - \cos \omega T}\right)^2\right]^{3/2}}, \\ \xi &= \frac{2\pi n\tau - \sin 2\pi n\tau}{\omega T - \sin \omega T}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Величина ωT определяется из соотношения:

$$\frac{1 - \cos \omega T}{\omega T - \sin \omega T} = \frac{\sqrt{1 - n^2}}{n}.$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\xi = \frac{x}{d},$$

x — текущая координата;

d — расстояние анод—катод,

$$n = \frac{B}{B_c},$$

B — магнитная индукция,

B_c — критическая магнитная индукция, при которой наступает отсечка анодного тока,

$$\omega = \frac{e}{m} B,$$

$\frac{e}{m}$ — отношение заряда электрона к его массе,

T — время пролета электрона от катода до анода,

$$\tau = \frac{t}{T_c},$$

t — текущее время,

T_c — время пролета электрона от катода до анода при $B = B_c$:

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c},$$

$$\omega_c = \frac{e}{m} B_c.$$

При расчете поправочного коэффициента по формулам (2) и (3) можно исключить промежуточный параметр τ и получить зависимость поправочного коэффициента от относительной координаты $K=f(\xi)$ при заданном параметре n . На рис. 1 приведены указанные зависимости. Как видно, величина поправочного коэффициента уменьшается с увеличением индукции магнитного поля и с увеличением относительного расстояния от катода до эквипотенциали, по которой рассчитывается ток.

Полученные соотношения для поправочных коэффициентов могут быть полезны при решении практических двухмерных задач.

Примером такой задачи может служить задача о нахожде-

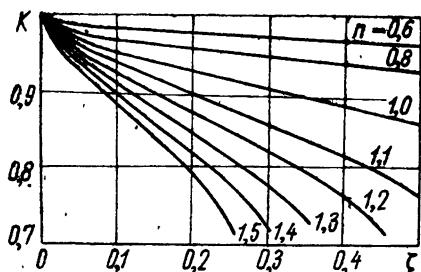


Рис. 1. Зависимость поправочного коэффициента $K = \frac{j_m}{j_{расч}}$ от относительного расстояния $\xi = \frac{x}{d}$ от катода до эквипотенциали, по которой определяется плотность тока с катода, при различных значениях магнитного поля $n = \frac{B}{B_c}$.

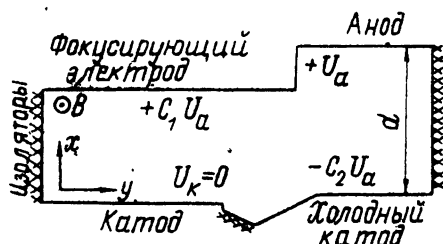


Рис. 2. Система прикатодных электродов лампы обратной волны. U_a — потенциал анода B — индукция магнитного поля, C_1 и $C_2 < 1$, $B_c = \frac{3,36 \sqrt{U_a}}{d}$ (B_c , гс; U_a , в; d , см).

следует, что, если эквипотенциальная кривая для расчета тока выбрана на расстоянии, меньшем, чем $0,1d$, а величина n не превышает 1,4, то погрешность при расчете тока по закону степени $3/2$ не превышает 10% ($K \geq 0,9$). При дальнейшем увеличении n или x/d погрешности значительно возрастают.

Учет поправочного коэффициента оказывается полезным и при моделировании электроннооптической системы этой лампы с магнитной фокусировкой [2]. Пример электроннооптической системы этой лампы показан на рис. 3. Магнитное поле однородно и имеет только одну составляющую B , направленную вдоль оси y , которая препятствует попаданию электронов на сетку. Учитывая малую проницаемость анода в такой системе, можно положить, что электрическое поле в зазоре между катодом и сеткой определяется только потенциалом U_c и местоположением сетки d_c . При этом напряженность электрического поля вдоль оси y мала, а вдоль оси x — велика. Это позволяет рассматривать прикатодную оптику лампы с магнитной

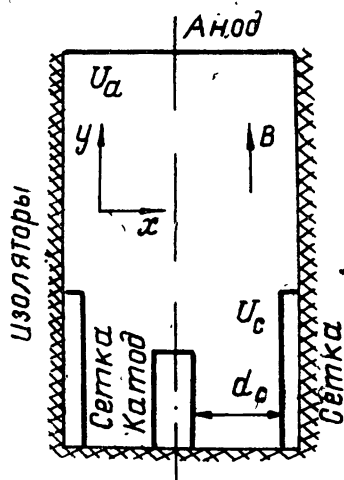


Рис. 3. Электроннооптическая система лампы с магнитной фокусировкой; $B_c = \frac{3,36 \sqrt{U_c}}{d}$ (B_c , гс; U_c , в; d_c , см).

фокусировкой как двухэлектродную и при определении тока с катода пользоваться кривыми рис. 1.

Опыт моделирования таких конструкций в электролитической ванне показал, что уточненные с помощью поправочных коэффициентов значения плотностей катодного тока хорошо согласуются с экспериментальными значениями, полученными на вакуумных макетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брауде С. Я. К вопросу о действии магнитного поля на пространственный заряд в плоском диоде. ЖТФ, 1940, т. 10, стр. 217.
2. Гулина Н. П. Моделирование ламп с магнитным уплотнением луча. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 11, стр. 107.

Поступило в редакцию 18 ноября 1969 г.

УДК 538.565.43 : 621.385.632

А. Ф. Голубенцев, О. С. Поляков

О СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ ФЛЮКТУАЦИЙ, ВЫЗВАННЫХ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ШУМОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПАРАМЕТРОВ ЛБВ

Наиболее распространенной теорией возникновения амплитудных и фазовых флуктуаций в выходном сигнале ЛБВ является модуляционная теория. Принято считать, что низкочастотную модуляцию параметров ЛБВ, например постоянной составляющей скорости электронного пучка v_0 и сопротивления связи $R_{св}$, вызывают электрические поля колеблющихся ионов.

В работе [1] выполнены расчеты для случая модуляции параметра v_0 по гармоническому закону в предположении синхронизма и отсутствия потерь в замедляющей системе и нулевом пространственном заряде ($b=d=q=0$).

Для произвольных величин параметров b , d , q и C целесообразно исследовать флуктуации, возникающие при низкочастотной модуляции параметров $R_{св}$ и v_0 по случайному закону. При расчетах предполагается, что верхняя граница низкочастотного модуляционного шума значительно ниже частоты сигнала. Поэтому расчет спектра шумов проводится квазистатистически.

Систему линейных дифференциальных уравнений, описывающих работу ЛБВ, представим в виде [2]:

$$\frac{dx}{dN} = A(N, t)x, \quad (1)$$

где N — электрическая длина ЛБВ,

$$x = \begin{pmatrix} u \\ v \\ i \end{pmatrix} \quad \text{— матрица-столбец,}$$

u , v , i — комплексные амплитуды напряжения, кинетического потенциала и тока.

Матрица $A(N, t)$ имеет вид:

$$A(N, t) = \begin{pmatrix} -2\pi C(jb + d) & 0 & j\pi R_{св} \\ -2j\pi & 0 & 4j\pi q C^2 \frac{V_0}{I_0} \\ 0 & j\pi \frac{I_0}{V_0} & 0 \end{pmatrix},$$

где I_0 , V_0 — постоянные составляющие тока и напряжения пучка,

Представим сопротивление связи и матрицу в виде суммы регулярной и флуктуационной составляющих $R_{cs}(N, t) = R_0 + \tilde{R}$, $A(N, t) = A(0) + \tilde{A}$,

где

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & j\pi\tilde{R} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнение (1) можно записать в виде:

$$\frac{dx}{dN} = A(0)x + \tilde{A}x. \quad (2)$$

Решим уравнение (2) методом последовательных приближений [2]. Выделив в решении вещественную составляющую, определим выражение для напряжения выходного сигнала ЛБВ:

$$U(N, t) = U(0) |K_{11}(N)| [1 + \operatorname{Im} Z] \cos [\omega_0 t + \arg K_{11}(N) - \operatorname{Re} Z]. \quad (3)$$

Здесь $K_{11}(N)$ — элемент матрицы передачи ЛБВ,

$$Z = \frac{2\pi C}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} \int_0^N \frac{\tilde{R}}{R_0} dN,$$

где $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ — корни характеристического уравнения ЛБВ.

Из формулы (3) выделим амплитудные $\alpha(t)$ и фазовые $\varphi(t)$ флуктуации сигнала на выходе ЛБВ:

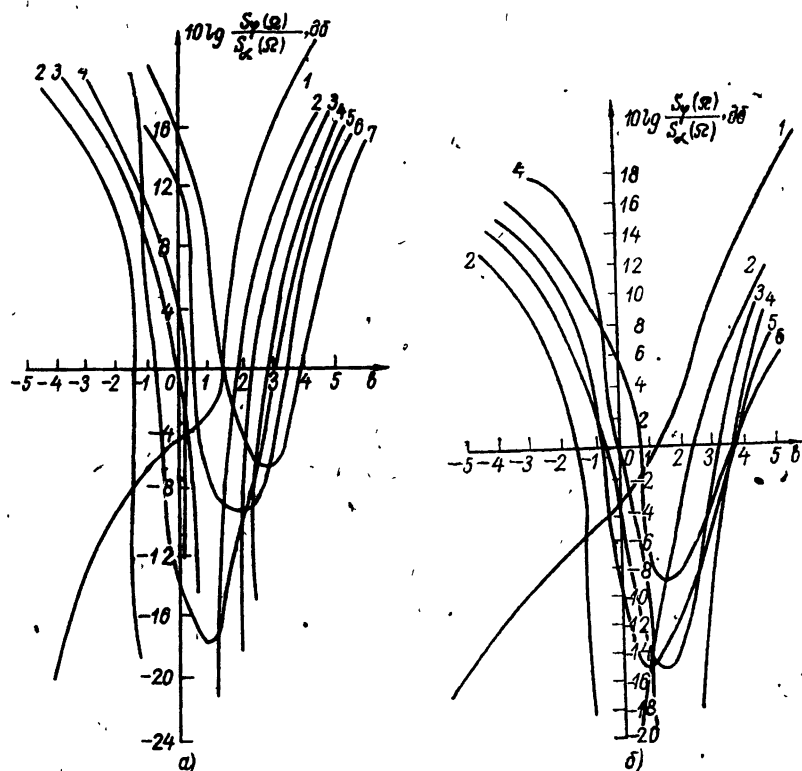
$$\begin{aligned} \alpha(t) &= 2\pi C \operatorname{Im} \left[\frac{1}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} \right] \int_0^N \frac{\tilde{R}}{R_0} dN, \\ \varphi(t) &= 2\pi C \operatorname{Re} \left[\frac{1}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} \right] \int_0^N \frac{\tilde{R}}{R_0} dN. \end{aligned} \quad (4)$$

Амплитудные и фазовые флуктуации определяются случайной функцией $\tilde{R}(N, t)$. Переходя в выражении (4) к спектральным плотностям, определяем их отношение:

$$\frac{S_{\varphi}(\Omega)}{S_{\alpha}(\Omega)} = \left[\frac{\operatorname{Re} \frac{1}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)}}{\operatorname{Im} \frac{1}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)}} \right]^2, \quad (5)$$

где $S_{\alpha}(\Omega)$ и $S_{\varphi}(\Omega)$ — спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций.

На рисунке приведены результаты расчетов по формуле (5) для различных значений параметров b, d, q . Значения корней $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ взяты из работы [3].



Зависимость отношения спектральных плотностей фазовых $S_{\varphi}(\Omega)$ и амплитудных $S_{\alpha}(\Omega)$ шумов от параметра несинхронности b при значениях параметра QC , равных 0 (1), 0,25 (2), 0,5 (3), 0,75 (4), 1 (5), 1,25 (6) и 1,5 (7); $d=0,5$ (а) и 1 (б).

Амплитудные и фазовые флуктуации, обусловленные модуляцией скорости электронного пучка, вычислялись аналогично предыдущему случаю. При $b=d=q=0$ выражения для амплитудных и фазовых флуктуаций имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha(t) &= \frac{2\pi}{\sqrt{3}} (1 - C) \int_0^N \frac{\tilde{v}}{v_0} dN; \\ \varphi(t) &= \frac{2}{3} \pi (C - 2) \int_0^N \frac{\tilde{v}}{v_0} dN, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где v_0 и $\tilde{v}_0$ — постоянная и флюктуационная составляющие продольной скорости электронов.

Отношение спектральных плотностей в этом случае будет равно:

$$\frac{S_\alpha(\Omega)}{S_\varphi(\Omega)} = \left(\sqrt{3} \frac{1 - C}{C - 2} \right)^2. \quad (7)$$

Таким образом, из проведенного анализа следует:

1) выходной сигнал ЛБВ [см. формулы (3), (4) и (6)] модулирован по амплитуде и фазе, при этом амплитудная и фазовая флюктуации полностью коррелированы;

2) для выяснения природы амплитудных и фазовых флюктуаций в выходном сигнале ЛБВ (работающей в линейном режиме) целесообразно измерение взаимной спектральной плотности амплитудных и фазовых шумов. В тех участках спектра флюктуаций, где преобладают шумы модуляционного происхождения, мнимая часть взаимной спектральной плотности равна нулю, а спектральные плотности амплитудных и фазовых шумов имеют одинаковую частотную зависимость;

3) отношение спектральных плотностей амплитудных и фазовых флюктуаций не зависит от случайных модулирующих функций, а определяется только параметрами ЛБВ [см. формулы (5), (7)];

4) расчеты, выполненные на ЭВМ для случая модуляции сопротивления связи (см. рисунки), выявили существенную зависимость отношения спектральных плотностей от параметров Пирса b , d , q и C : разница между амплитудными и фазовыми шумами может достигать более 20 дБ;

5) при модуляции продольной скорости электронов в случае малых значений параметров b , d , q и C спектральная плотность фазовых шумов больше амплитудных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юрьев В. И. Теоретическое исследование амплитудного и фазового шумов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 12.
2. Голубенцев А. Ф., Минкин Л. М. О влиянии пространственного заряда и затухания на усиление ЛБВ при уменьшении тока луча вдоль замедляющей системы. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 9.
3. Клеен В., Пешль К. Введение в электронику СВЧ. Ч. II М, «Советское радио», 1963.

Поступило в редакцию 5 ноября 1969 г.

ЗАВИСИМОСТЬ ОСЕДАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЛЕНТОЧНОГО ПУЧКА НА СТЕНКАХ КАНАЛА ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ПУЧКОМ И СТЕНКАМИ КАНАЛА

Обобщенные результаты исследования деформации ленточных пучков с различными геометрическими размерами, но одинаковым расстоянием между пучком и стенками канала приведены в работах [1, 2]. В настоящей работе сообщаются результаты исследований на электролитической модели и расчета на ЭВМ деформации пучка при различных расстояниях между пучком и стенками канала. Методика исследований на электролитической модели и расчета на ЭВМ подобных систем достаточно полно дана в работах [3, 4].

Параметры исследуемого пучка: ускоряющее напряжение $U_0 = 5000$ в, плотность тока $j = 0,02$ а/см²; геометрические размеры пучка: $t = 3$ мм, $d = 5$ мм (рис. 1), величина продольного магнитного поля $B = 10000$ гс. Расстояние между границами пучка и стенками канала в процессе исследований изменяли от $\Delta t = 0,05t$ до $\Delta t = 0,4t$ (см. рис. 1).

Зависимость предельного расстояния s , проходимого ленточным пучком без оседания на стенки канала при различных расстояниях между пучком и стенками канала, показана на рис. 2.

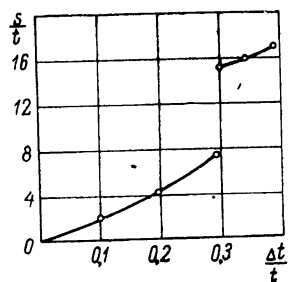
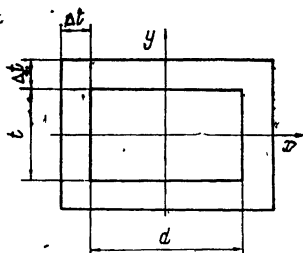


Рис. 1 Схематическое изображение ленточного электронного пучка в трубе прямоугольного сечения

Рис. 2. График зависимости расстояния s , которое проходит пучок в канале без оседания, от Δt .

Согласно работе [5], приведенная на рис. 2 зависимость справедлива для всех систем, для которых выполняются соотношения:

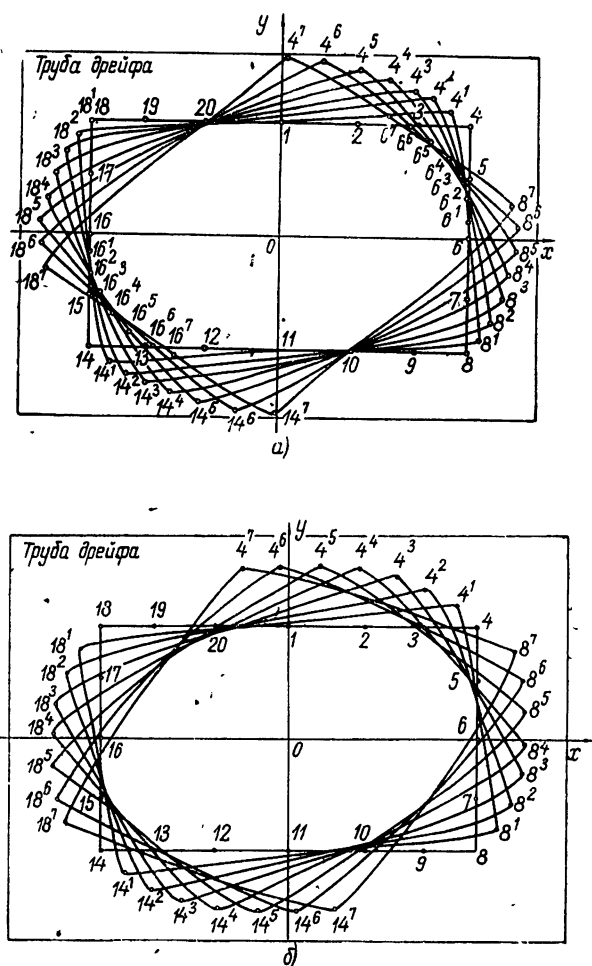
$$\frac{E}{B^2 L} = \text{const} \quad \text{и} \quad \frac{U^{3/2}}{j L^2} = \text{const},$$

где U — потенциал соответствующих точек электрического поля, L — расстояние между этими точками.

Приведенная на рис. 2 зависимость является приближенной, так как при расчете деформации пучка не учитывались пульсации его границ. Погрешность в этом случае не превышает 8%.

На рис. 3 показана деформация пучка при его движении в канале взаимодействия. Расстояния Δt равны $0,3t$ (рис. 3, а) и $0,4t$ (рис. 3, б и в). Из рисунков видно, что первыми начинают оседать на стенках канала электроны, расположенные в углах пучка. Однако при больших значениях Δt электроны оседают не на ближайшей стенке канала, а только на следующей стенке (рис. 3, б и в). Случаю, изображенному на рис. 3, а, соответствует точка разрыва на рис. 2. При достаточно больших расстояниях пучок может совершить один или даже несколько оборотов вокруг центра оси системы без оседания электронов на стенках канала.

Автор благодарит О. Д. Баранцеву за полезные советы.



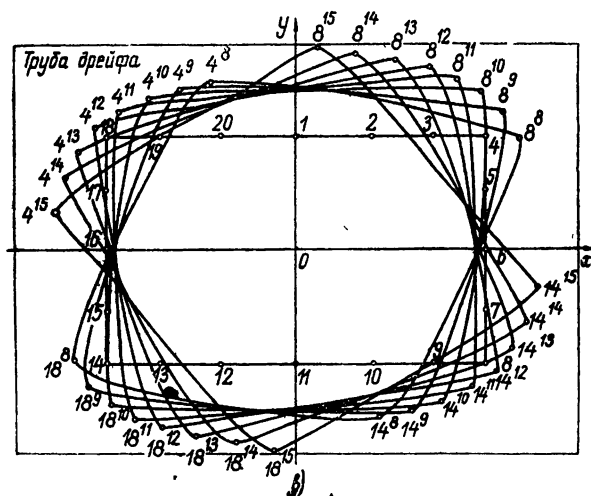


Рис. 3. Деформация пучка в системе при $\Delta t = 0,3 t$ (а) и $0,4 t$ (б, в); расстояние от входа в канал 0—21 мм (б) и 24—45 мм (в).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцева О. Д. Взаимозависимость геометрических размеров пространства взаимодействия, величины формирующего магнитного поля и параметров ленточного пучка СВЧ приборов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 1, стр. 136.
2. Баранцева О. Д. Взаимозависимость размеров пространства взаимодействия и параметров ленточного пучка при его многократном прохождении через трубу. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 2, стр. 58.
3. Баранцева О. Д. Некоторые вопросы выбора оптимальной длины пространства взаимодействия ЛБВ с ленточным пучком. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 12, стр. 153.
4. Баранцева О. Д., Купчинов Н. Ф. Исследование деформации ленточного бриллюэновского потока электронов, движущегося в трубе прямоугольного сечения. Изв. ВУЗов, «Радиофизика», 1967, вып. 12.
5. Пирс Дж. Р. Теория и расчет электронных пучков, М., «Советское радио», 1956.

Поступило в редакцию 22 сентября 1969 г.

УДК 621.385.633.24

К. Ю. Ловпаче

ИЗМЕРЕНИЕ ВАКУУМА В ОТПАЯННЫХ ПРИБОРАХ М-ТИПА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для исследования зависимости напряжения зажигания от напряженности магнитного поля и зависимости разрядного тока от давления была разработана установка. Вакуумная часть установки состояла из форвакуумного насоса РВН-20 и диффузионного насоса ЦВЛ-100. К насосу ЦВЛ-100 через фланцевое уплотнение присоединялся магнетрон с натекалем и ионно-геттерным насосом производительностью 5 л/сек. Вакуум измерялся двумя датчиками ЛМ-2, которые припаивались с противоположных сторон к магнетрону. Это дало возможность уменьшить ошибку при измерении вакуума в магнетроне за счет перепада давления в вакуумпроводе, через который производилась откачка. Устройство для измерения разрядного тока в магнетроне собрано по схеме, приведенной на рис. 1.

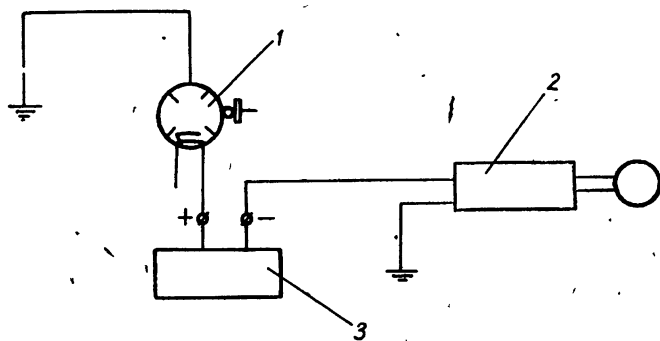


Рис. 1. Блок-схема устройства для измерения разрядного тока в магнетроне:

1 — магнетрон, 2 — усилитель постоянного тока вакуумметра ВИТ-1А, 3 — высоковольтный блок питания

Перед снятием экспериментальных характеристик исследуемый магнетрон и ионно-геттерный насос тщательно обезгаживались и откачивались паромасляным насосом до вакуума $(5-6) \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., а затем отпайвались. При снятии характеристик включался ионно-геттерный насос. Применение ионно-геттерного насоса и натекаля позволяло снимать характеристики при одном и том же давлении.

На рис. 2 приведена зависимость напряжения зажигания от давления при напряженности магнитного поля $H = 2980$ э. Из рисунка видно, что зажигание разряда происходит во всей области давлений от 10^{-4} до 10^{-7} мм рт. ст.

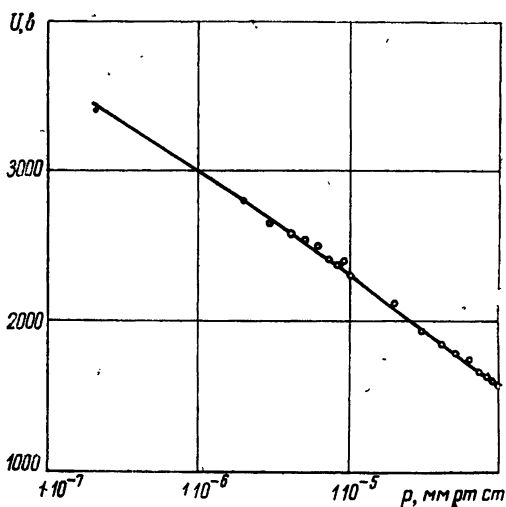


Рис. 2. Зависимость напряжения зажигания U от давления p при напряженности магнитного поля $H=2980$ э.

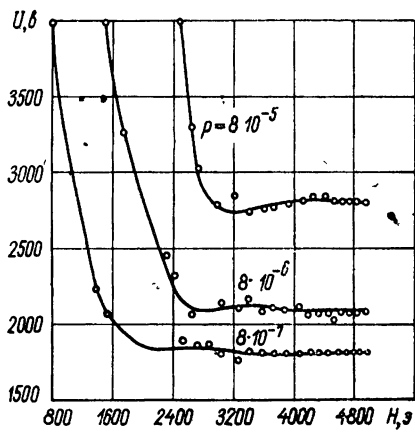


Рис. 3. Зависимость напряжения зажигания U от напряженности магнитного поля H при различных значениях давления p .

Зависимость напряжения зажигания от напряженности магнитного поля приведена на рис. 3*. Для того

чтобы исключить влияние автоэлектронной эмиссии, анодное напряжение поднимали не выше 5000 в. Из рисунка видно, что напряжение зажигания практически не зависит от магнитного поля при $H > 2600$ э; при $H < 2600$ э напряжение зажигания резко увеличивается. Несмотря на сложность конфигурации электродной системы магнетрона, кривые рис. 2 и 3 подобны кривым, полученным в работах [1, 2].

На рис. 4 приведены усредненные значения зависимости разрядного тока от давления (градуировочные характеристики) для трех типов серийно выпускаемых магнетронов. При снятии градуировочных характеристик происходит «жестчение» магнетрона, при этом разрядный ток сначала возрастает, а потом падает до некоторого установившегося значения. Поэтому все измерения проводились в момент начала падения разрядного тока [3]. По первому типу приборов ус-

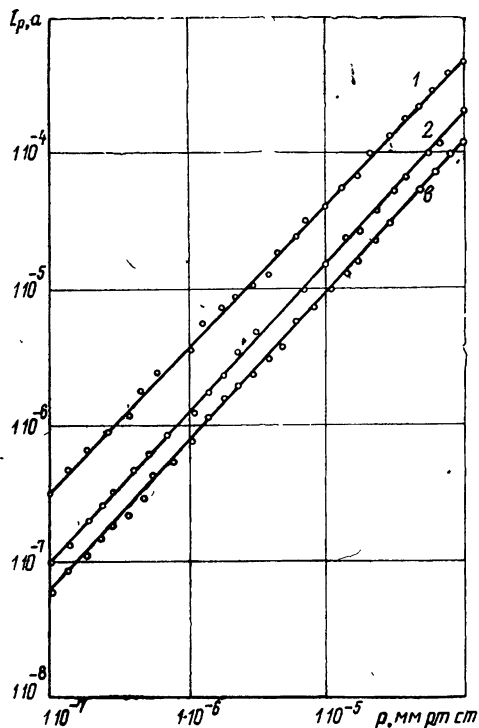


Рис. 4. Усредненные значения зависимости разрядного тока I_p от давления p для трех типов магнетронов (1—3).

* При чистке верстки на рис. 3 обнаружена ошибка. Следует читать: верхняя кривая снята при $p=8 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., а нижняя — при $p=8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

реднение градуировочных характеристик произведено по 10 приборам, по второму и третьему типам магнетронов — по трем приборам. Анализ градуировочных характеристик показывает, что максимальная погрешность измерения вакуума в магнетронах одного типа при использовании неусредненной градуировочной характеристики (т. е. снятой с одного магнетрона) составляет 35%, а при использовании усредненной градуировочной характеристики — 20%.

Данный метод можно использовать для измерения вакуума в серийных магнетронах после длительного хранения и климатических испытаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haefler R. Die Zündspannung von Gasentladungen unter dem Einfluß eines transversalen Magnetfeldes im Druckbereich von 10 bis 10^{-8} Torr. Acta Phys. Austriaca, 1953, Bd. 7, S. 52.
2. Haefler R. Über den Mechanismus der Zündung einer elektrischen Gasentladung unter der Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes im Druckbereich 10^{-1} bis 10^{-8} Torr. Acta Phys. Austriaca, 1953, Bd. 7, S. 251.
3. Грошковский Я. Технология высокого вакуума, М., Изд. иностр. лит., 1957.

Поступило в редакцию 26 ноября 1969 г.

М. М. Лобанов. *Из прошлого радиолокации (краткий обзор)*. Военное издательство Министерства обороны СССР, М., 1969, 211 стр.

В начале этого года в книжных магазинах появилась книга генерал-лейтенанта М. М. Лобанова «Из прошлого радиолокации». Книга, изданная тиражом 6500 экземпляров, разошлась в три дня и сразу после выхода стала библиографической редкостью.

В чем же секрет повышенного интереса читателей к книге?

История радиолокации насчитывает около 40 лет. Те, кто начинал развивать в нашей стране эту важнейшую отрасль современной науки и техники, естественно, живо интересуются всеми публикациями, посвященными отрасли, развитию которой они отдали свои силы, талант, энергию; молодое поколение радистов, радиотехников, инженеров и ученых — электронщиков также остро интересуется историей радиолокации — этого сравнительно молодого, но развивающегося даже по нашим временам исключительно быстро научно-технического направления.

Однако не только тема книги определила ее успех у читателей. М. М. Лобанов — инициатор и организатор развития советской радиолокации с самого ее зарождения, очевидец и непосредственный участник событий — проявил себя как отличный писатель, владеющий образным и в то же время четким и точным языком, строгой логичностью мышления.

В книге восемь глав, посвященных разным аспектам темы, и автору удается найти для каждой главы соответствующий тон и стиль изложения. Особенно хорошо, на мой взгляд, написаны те страницы книги, на которых автор рассказывает о применении радиолокации в годы Великой Отечественной войны.

Разумеется, каждый читатель особенно остро воспринимает те места, которые ему наиболее близки по воспоминаниям или по профессиональному интересу, или еще по каким-либо личным причинам.

Я, естественно, с большим интересом читал те страницы, на которых описана история первых отечественных магнетронов, клистронов, триодов, нашедших широкое применение в радиолокационной аппаратуре. М. М. Лобанов с достаточной точностью описывает эту историю.

Надо отметить, что историческая точность, столь необходимая в книгах, где упоминаются реально действующие лица, вообще выгодно отличает рецензируемую книгу от ряда посвященных той же теме и вышедших в последнее десятилетие произведений М. М. Лобанов объективно оценивает роль многих научных коллективов в развитии теории и создании средств радиолокации, в оснащении этими средствами Советской Армии.

В книге много иллюстраций и фотографий видных ученых и инженеров того периода — пионеров радиолокации и СВЧ электроники. Видимо, из-за ограниченного объема книги автору не удалось привести более полный состав участников первых работ по радиолокации.

Выход в свет книги М. М. Лобанова — важное событие. Сам автор определил значение подобных книг: «Чем дальше уйдут истоки радиолокации в прошлое, тем труднее будет восстановить ее историю, так как все меньше и меньше будет оставаться тех, кто принимал участие в создании и развитии этой сложной, но исключительно интересной и важной области техники».

Создание истории советской науки — важная патриотическая задача. Книга М. М. Лобанова вносит в ее решение ценный вклад.

Жаль только, что Военное издательство выпустило хорошую книжку малым тиражом. Впрочем, эту ошибку можно исправить, выпустив второе издание книги.

Академик Н. Д. ДЕВЯТКОВ.

- Р. Джейрам. **Масс-спектрометрия**. Изд. «Мир», 1969 г., 250 стр., 7 глав, библиография 150 источников, пер. с англ., под ред. А. Данилова и А. Похункова.
- А. Э. Рафальсон, А. М. Шерешевский. **Масс-спектрометрические приборы**. «Атомиздат», 1968 г., 233 стр., 8 глав, библиография к каждой главе, всего 215 источников.

Масс-спектрометр, изобретенный еще в 1910 г., нашел широкое применение значительно позже, в 40-е годы. Особенно бурного развития масс-спектрометрия достигла в последнее десятилетие в связи с острыми нуждами атомной промышленности, физики, химии, геологии, биологии и других отраслей науки и техники. Не будет преувеличением в утверждении, что методами масс-спектрометрии возможно исследование многих процессов и явлений в самых разнообразных областях науки и техники, и если в каких-либо исследованиях эти приборы еще не применяются, то большей частью это объясняется недостаточной осведомленностью соответствующих инженерных кругов о возможностях масс-спектрометров. Перед нами две новые книги по масс-спектрометрии.

Первая написана Р. Джейрамом — специалистом НАСА (США) и представляет собой монографию, в которой преимущественно рассматриваются масс-спектрометрические исследования верхних слоев атмосферы.

Вторая книга написана изготовителями отечественных масс-спектрометров и в основном интересна как сжатый очерк об этих приборах.

В любом масс-спектрометре есть две основные части: первая — анализатор, где ионизированный пучок смеси газов и паров испытуемого вещества разделяется на отдельные пучки ионов одной и той же массы, и вторая — измерительно-питающее устройство, которое обычно выполняется в виде самостоятельной стойки, собранной из отдельных блоков. Существует довольно много конструкций масс-спектрометров, отличающихся в основном физическим механизмом разделения ионов по массам в анализаторе.

Большая часть книги Джейрама (шесть глав из семи) отведена рассмотрению работы масс-спектрометров в зависимости от физического принципа их анализаторов. Сделано это весьма обстоятельно; теоретическое рассмотрение сопровождается необходимыми расчетами, примерными масс-спектрограммами и графиками. Измерительно-питающие устройства рассматриваются с помощью принципиальных схем и блок-схем. Пожалуй, этого достаточно, так

как читателю, знакомящемуся с работой масс-спектрометров, безразлично, как внешне выглядят эти устройства или как выполнен их электрический монтаж. Большое место в этой части занимает описание портативных масс-спектрометров: омегатрона, фильтра масс и других приборов, применяющихся в различных исследованиях, в том числе в электровакуумной технологии. Читатель, интересующийся этими приборами, найдет здесь многие полезные сведения.

В последней главе книги описано применение портативных масс-спектрометров для исследования верхних слоев атмосферы. Здесь должное внимание уделено советским экспериментам с радиочастотными масс-спектрометрами на ракетах и спутниках. Эта глава полезна для наших специалистов рядом примеров практического использования портативных масс-спектрометров для анализа состава разреженной атмосферы, что важно не только для исследований в космосе, но и в «земных» вакуумных системах.

Две первые главы книги Рафальсона, Шерешевского перекликаются с книгой Джейрама в том смысле, что содержат общие сведения о масс-спектрометрах, включая исторический обзор; в них рассматриваются также физические принципы устройства анализаторов, способы образования ионных пучков и методы их регистрации. На этом сходство этих двух книг кончается.

Рассмотрению измерительно-питающих устройств, применяющихся в отечественных масс-спектрометрах, в книге Рафальсона и Шерешевского посвящена глава 3. Авторы иллюстрируют изложение схемами и фотографиями соответствующих блоков, что позволяет получить достаточно полное представление об этих устройствах. В этой главе (§ 3—7) коротко описываются блоки измерения давления в анализаторе прибора. Эти блоки представляют собой не что иное, как известные ионизационные и термпарные манометры. Кстати, напомним читателю, что широкоупотребительные ныне манометры ВИТ-1, ВИ-3, ВМБ-2 и другие возникли в свое время (в 1950 г.) именно как измерительные блоки первых отечественных масс-спектрометров МС-1, МС-2 и др. Только после того, как проявились отличные качества этих измерительных бло-

ков, началась их самостоятельная «жизнь» в качестве автономных приборов вакуумной техники. Заканчивается глава кратким описанием американской схемы автоматизации обработки масс-спектрограмм — очень трудоемкого процесса при ручной обработке.

Поскольку масс-спектрометры — приборы вакуумные и в большинстве случаев снабжены собственными вакуумными системами, то в гл. 4 рассматриваются вопросы вакуумной техники: насосы, манометрические датчики, ловушки и т. д., т. е. предметы, хорошо известные читателям из вакуумной литературы. Надо считать, что эта глава включена в книгу в порядке полноты охвата темы.

Наиболее важная вторая половина книги (гл. 5—8) посвящена отечественным приборам — их устройству, конструкциям основных узлов, функциям электрических блоков, характеристикам, паспортным данным и вопросам эксплуатации.

В отдельной главе (гл. 7) описаны отечественные теченскатели ПТИ-6, ПТИ-7 и др.

Эти главы написаны хорошо, ясно, с достаточной полнотой, и из них можно составить четкое представление о советских масс-спектрометрических приборах, их назначении и возможностях.

Обе книги, удачно дополняя друг друга, являются весьма полезным пособием для знакомящихся с техникой масс-спектрометрии, а также для специалистов этой техники, которые найдут в книгах ряд ценных сведений. В частности, книга Рафальсона и Шерешевского может служить справочным пособием по советским масс-спектрометрическим приборам. Сравнительно богатая библиография, собранная в обеих книгах, также сослужит свою службу инженерам при более глубоком изучении вопросов масс-спектрометрии.

Некоторую досаду вызывает оставленный в книге Джейрама без перевода термин «instrument» (прибор), на что редакторы перевода, видные советские специалисты, не обратили внимания. В результате в этой книге масс-спектрометр именуется «инструментом», что для нашего глаза и уха неприемлемо. Следует сделать также упрек в адрес издательства «Атомиздат» за невысокое качество ряда тоновых рисунков, где представлены фотографии узлов, блоков и целых приборов. На этих иллюстрациях детали устройств рассмотреть невозможно, хотя именно подробное представление устройств и было целью авторов.

М. Л. ЛЮБИМОВ.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
Голецкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. — К методике расчета поля пространственного заряда пучка при решении на ЭВМ задач динамической электронной оптики	3
Самородов Ю. Д. — К теории фотоприемников с динамическим преобразованием частоты типа клистрона-ФЭУ и ЛБВ-ФЭУ	14
Захаров М. И. — Анализ явлений теплопроводности в положительном столбе газового разряда	26
Самсонов Д. Е. — О критериях выбора оптимальной связи магнетрона с нагрузкой	35
Сапрынский В. В. — Уравнения длинной линии для многоскоростного электронного потока	39
Веневцев Ю. Н., Карнаух А. И., Шворнева Л. И. — Перестройка полого резонатора нелинейным диэлектриком	49
Петроченко В. И. — К расчету штыревых замедляющих систем с искусственно увеличенными потерями	59
Бурнейка К. П., Григоренко Л. П., Канавец В. И. — Исследование ЛБВ-преобразователя частоты с предварительно модулированным электронным пучком	73
Афанасьев В. А., Волцит В. В., Zubov В. Г., Иевский А. В., Красилов А. В., Кузнецов О. А., Лозовая Н. Г., Щербакова И. В. — СВЧ фотодиод ЛФД-1.	82
Козлов Р. И., Попов А. Ф., Сретенский В. Н. — Оптико-спектральные исследования резонансных разрядников	89
Бондарев А. С. — Влияние пространственного заряда на процессы взаимодействия в электростатическом усилителе СВЧ на четырехзаходной спирали	105
Лагранский Л. М., Семеновский Н. Г., Ушерович Б. Л. — Теоретическое исследование работы резонансной ЛФВМ.	114
Манькин И. А., Конторин Ю. Ф. — Исследование влияния низкочастотной модуляции скорости пучка на спектр выходного сигнала ЛБВ	123
Голубенцев А. Ф., Шаповалов А. С. — К вопросу о влиянии статистических неоднородностей катода на его шумовые свойства (реферат депонированной статьи)	132
Эльберт А. Я. — К инженерному расчету элементов связи магнетрона	134

Краткие сообщения

Мясников В. Е. — Изочастоты замедляющей системы многоэтажного типа	140
Рогашкова А. И. — Взаимодействие модулированного электронного пучка с плазмой	143
Гулина Н. П. — К оценке плотности тока с катода электронных приборов в присутствии магнитного поля	148
Голубенцев А. Ф., Поляков О. С. — О спектральной плотности амплитудных и фазовых флюктуаций, вызванных низкочастотной шумовой модуляцией параметров ЛБВ	152
Толоманенко А. Ф. — Зависимость оседания электронов ленточного пучка на стенках канала прямоугольного сечения от расстояния между пучком и стенками канала	156
Ловпаче К. Ю. — Измерение вакуума в отпаянных приборах М-типа с помощью электрического газового разряда в поперечном магнитном поле	159

Рецензии

Девятков Н. Д. — Лобанов М. М. «Из прошлого радиолокации» (краткий обзор)	162
Любимов М. Л. — Джейрам Р. «Масс-спектрометрия», Рафальсон А. Э., Черешевский А. М. «Масс-спектрометрические приборы»	163

Редактор Федорова К. В.

Корректор В. А. Путинцева.

Т-05147 Подписано к печати 3/IV 1970 г. Заказ 189 Формат 70×108¹/₁₆
Печатных листов 10¹/₄ Учетн. изд. 12 Цена 1 руб.